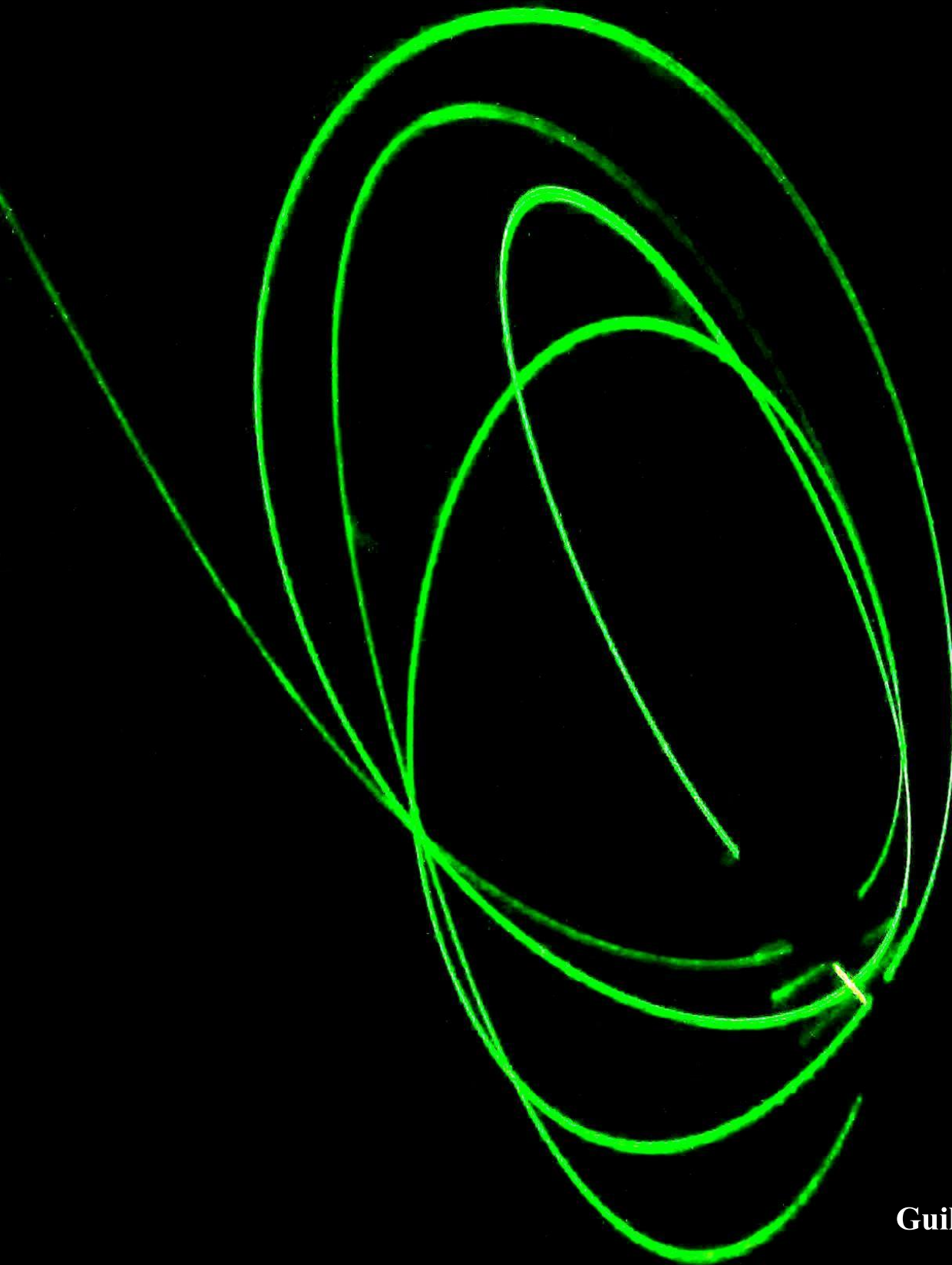


Nouvelle génération d'amplificateurs à fibres dopées Erbium:
amplificateurs multimodes adaptés aux transmissions
multiplexées modalement



Guillaume LE COCQ

sous la direction de

Laurent BIGOT *et*

Yves QUIQUEMPOIS

N° d'ordre : 41549

UNIVERSITÉ LILLE 1

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée pour obtenir le titre de
DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ LILLE 1

Spécialité :
OPTIQUE ET LASERS, PHYSICO-CHIMIE, ATMOSPHERE

Nouvelle génération d'amplificateurs à fibres dopées
Erbium : amplificateurs multimodes adaptés aux
transmissions multiplexées modalement

par

Guillaume LE COCQ

Thèse dirigée par Laurent BIGOT et Yves QUIQUEMPOIS

préparée au
Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules
soutenue le 6 novembre 2014

Jury :

<i>Président :</i>	Georges	WLODARCZAK	-	Université de Lille 1
<i>Rapporteurs :</i>	Thierry	CHARTIER	-	Université de Rennes 1
	Michel	DIGONNET	-	Stanford University
<i>Examineurs :</i>	Christian	SIMONNEAU	-	Alcatel-Lucent Bell Labs
	Sébastien	FÉVRIER	-	Université de Limoges
	Pierre	SILLARD	-	Prysmian Group
<i>Directeurs :</i>	Laurent	BIGOT	-	CNRS - Université de Lille 1
	Yves	QUIQUEMPOIS	-	Université de Lille 1

Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier sincèrement l'ensemble des membres du jury pour avoir bien voulu juger de ce travail de thèse. Leurs remarques et commentaires ont été des aides précieuses pour l'amélioration significative du manuscrit. Je tiens d'ailleurs à remercier particulièrement les deux rapporteurs, Pr CHARTIER et Pr DIGONNET pour le temps passé à relire ce manuscrit. La téléconférence avec le Pr. DIGONNET s'est déroulée, fort heureusement, sans encombre malgré la distance (France-Californie) : une autre preuve de la révolution des télécommunications optiques.

Je tiens également à remercier les différents membres du projet STRADE. Particulièrement Pierre SILLARD (de PRYSMIAN group), Gabriel CHARLET, Christian SIMONNEAU, Massimiliano SALSI (de Alcatel Lucent Bell labs). Pensée également à Philippe GENEVEAU : travailler avec toi en manip' à ALU a été un réel plaisir !

A mes deux directeurs de thèse, Yves QUIQUEMPOIS et Laurent BIGOT, je tiens à dire merci. Un grand merci, même, pour ces trois années. Bien souvent, on parle des thèses qui ont été "mal encadrées". Je pourrais désormais témoigner de ce qu'est une thèse bien encadrée ! Bienveillance, accompagnée de soutien et d'encouragements, le tout saupoudré de rigueur scientifique et de performance, voilà la recette d'un bon encadrement dont vous avez été les chefs. Les réunions hebdo et semi-annuelles ont été des cadres me permettant de maintenir un rythme de croisière efficace ! Très sincèrement, vos futurs doctorants ont de la chance. Il m'est plaisant de regarder avec un peu de recul le fruit des efforts qui ont été réalisés et cela grâce à vous deux. Enfin, on ne se rend pas toujours compte (en tant qu'étudiant) de l'énergie et du temps que prend l'encadrement. J'ai conscience du temps et du travail que vous m'avez consacrés. Donc encore une fois, merci.

A tous les membres fixes de l'équipe photonique, merci. Votre équipe est fantastique : il y fait bon travailler. Bonne humeur, enthousiasme et performance sont les trois premiers mots qui me viennent à l'esprit pour décrire les photonicien(ne)s du PhLAM. Merci à Mohamed BOUZAOUÏ et à Marc DOUAY de m'avoir accueilli au sein du groupe. Merci à Géraud BOUWMANS pour avoir répondu à mes questions. Merci à Gilbert MARTINELLI pour sa convivialité et pour son soutien depuis ma troisième année de licence. Merci à Karen DELPLACE pour ses talents en fabrication de PCF, son aide pour la réalisation (urgente) d'une des fibres à été précieuse ! Merci à Antoine LE ROUGE pour les nombreuses préformes. Merci à Rémi HABERT pour son aide, sa bonne humeur et ses jeux de mots subtiles. Merci à Olivier VANVINCQ pour nos nombreuses discussions sur la Physique, son aide en programmation. Et surtout son aide face à l'administration de l'EN. Quentin COULOMBIER, merci pour tous ces bons moments ! A Arnaud MUSSOT, merci de m'avoir remotivé à mi-chemin du M2. J'étais vraiment à deux doigts de tout lâcher, tu as su trouver les mots pour me remettre sur les rails. Alexandre KUDLINSKI, merci de m'avoir rassuré lorsque j'ai cassé la diode laser au début de ma thèse, et merci pour les bons moments passés en Suède ! A Damien LABAT, merci pour

toutes ces découvertes musicales, et toutes ces discussions mélomanes : je n'écouterai plus jamais les Pink Floyd et Porcupine Tree de la même façon. J'espère que nous continuerons à partager nos découvertes musicales respectives pendant encore de nombreuses années !

A tous les "jeunes" du labo : MERCI!!!! Que de bons moments passés ensemble ! (Ainsi que de nombreux litres de bière, whisky, etc... et certainement quelques cartouches de cigarettes...). Karim BENDAHMANE, Flavie BRAUD, Aurélie PAQUET, Julie BEAUCE, Maxime DROQUES, Pierre GOURIOU, Jean-Paul YEHOUSSI, Jean-Baptiste TRINEL, Benoit SEVIGNY et Assaad BAZ, merci, merci, merci, pour vos encouragements et pour m'avoir supporté pendant les mois de rédaction. Je sais que je n'étais pas une compagnie très joyeuse à certains moments. Vous m'avez tous encouragé. Donc merci. Je me souviendrai encore longtemps des vendredi soirs passés ensemble et à trinquer "à la semaine de ...". A Jean-Baptiste, toi qui reprend le flambeau de ma thèse, j'espère que ce manuscrit te sera utile. J'ai souvent pensé à toi en le rédigeant, car je voulais que tu aies toutes les informations concernant mon travail. Tu m'as donc aidé à le rendre plus "pédagogique" et surtout plus complet. Merci à toi d'avoir relu certaines parties pendant la rédaction. Enfin, pensée spéciale à mes deux nouveaux frères : Benoit et Assaad. Benoit, notre bébé (le S^2) se porte bien. L'accouchement ne fut pas sans sueur, mais nous pouvons en être fiers. Je me souviendrai certainement toute ma vie de l'enthousiasme dévorant avec lequel nous nous sommes plongés dans ce sujet. Un des moments les plus exaltant de ma thèse ! Assaad, je ne sais comment te remercier pour ton aide perpétuelle, ton soutien aux moments les plus durs et tes précieux conseils. Il est fou de se rendre compte que malgré les milliers de kilomètres qui nous séparaient avant d'arriver au labo, nous avions pourtant tant de points communs. Nous étions peut-être faits pour nous rencontrer. Dans tous les cas, votre rencontre fait partie des points les plus positifs de cette expérience. Merci à Wafaa d'avoir gardé ma fille pendant de longues soirées de rédaction.

MERCI à ma famille. Je ne serais pas arrivé aussi loin sans eux. Merci à mes grands-parents d'avoir toujours été là pour moi et de m'avoir tant aidé depuis mon plus jeune âge. Vous avez été un deuxième père et une deuxième mère pour moi. A mon frère Olivier et à ma sœur Anne-Sophie, merci pour votre soutien et à m'avoir souvent dit que vous étiez fiers de moi. Cela m'a fait chaud au cœur. A mes parents, merci pour tout. J'espère vous avoir rendu en fierté toute l'énergie que vous m'avez donnée toutes ces années en m'élevant. A ma mère, merci de t'être occupée de Ambre pendant les soirées de rédaction. Et surtout merci pour ces longues heures passées à corriger l'orthographe de ce pavé ! Heureusement que le café était là pour nous venir en aide, ainsi que tes récurrents "toulouloum, toulouloum" à chaque fois que tu tombais sur une équation mathématique pendant que tu lisais à voix haute... Cela me faisait bien rire ! Malgré la pénibilité de la tâche, (il y avait... Disons... quelques Photos daurtaugraf) cela reste des moments privilégiés que je suis content d'avoir passés avec toi. Encore merci m'man.

Enfin (je garde toujours le meilleur pour la fin), merci à mes deux étoiles : ma femme et ma fille. Joia, mon étoile du sud, je ne sais même pas comment tu as

fait pour me supporter pendant la rédaction... Je me serais renvoyé chez ma mère... Tu as fais preuve d'une patience infinie à mon égard, sans jamais m'en vouloir. C'est certainement une de tes plus grandes forces. Merci d'avoir veillé au grain pendant tout ce temps où je ne faisais que travailler, vous délaissant toi et la petite. Malgré tout cela tu trouvais encore l'énergie pour me réconforter et me pousser vers l'avant. Je t'en suis profondément reconnaissant. Ambre, tu n'en avais certainement pas conscience, mais tu as été pour moi primordiale pendant cette thèse. Tu es née au début de la deuxième année de ces trois ans, et tu es devenue ma bouffée d'oxygène le soir en rentrant du travail lorsque je te serrais dans mes bras. Pendant la rédaction, te voir ne serait-ce que cinq minutes avant que tu ailles te coucher me rechargeait les batteries. Je me souviens de nombreux soirs, d'ailleurs, où pour t'endormir je te racontais ce que je rédigeais dans ma thèse. Cela avait un effet soporifique impressionnant. Merci à vous deux encore une fois, vous êtes mes plus grandes fiertés !

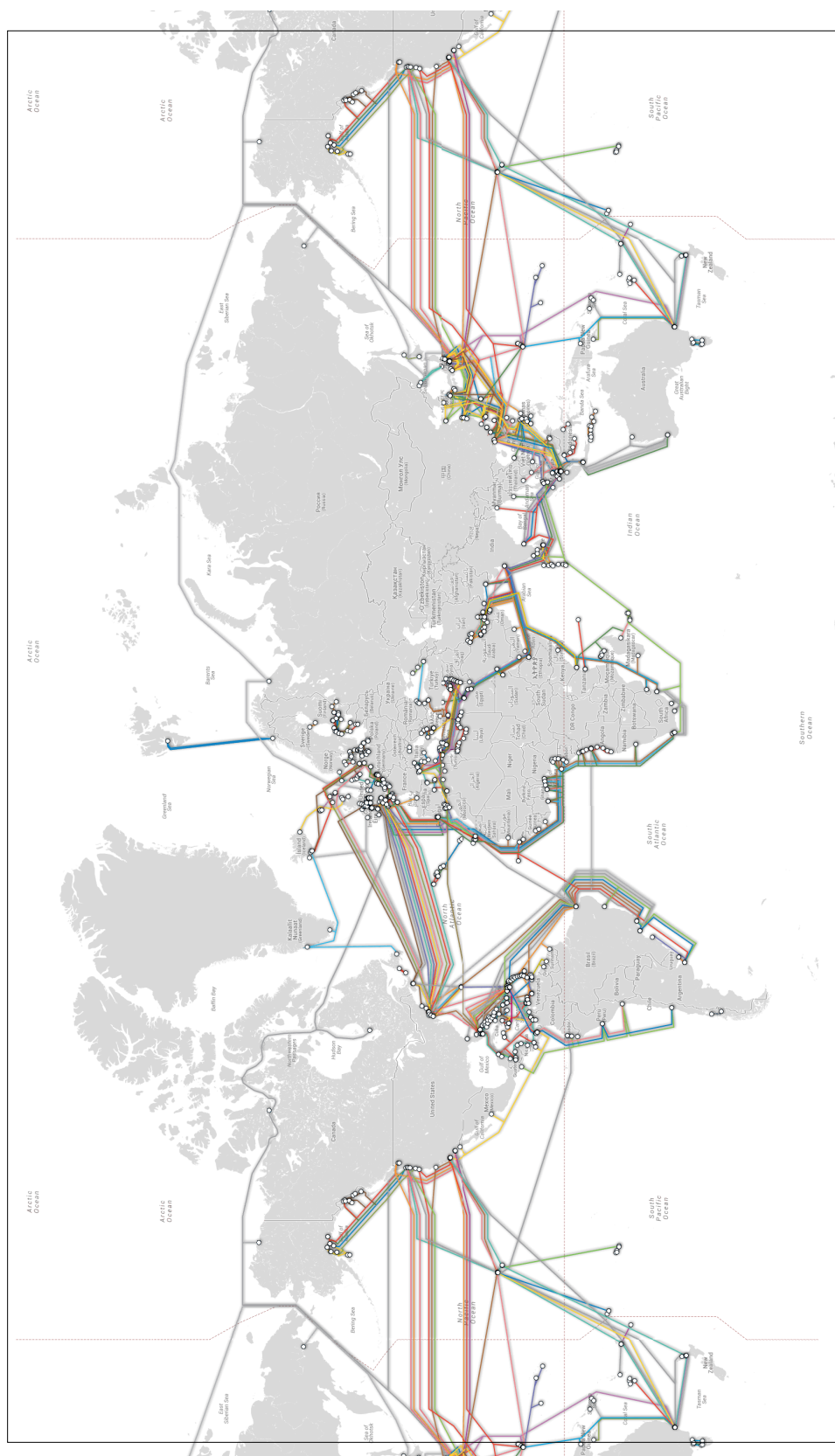


FIGURE 1 – Ensemble du réseau telecom fibre optique sous-marin (février 2014) <http://www.submarinecablemap.com/>

Table des matières

1	Généralités	3
1.1	Histoire des télécommunications	5
1.2	Guidage de la lumière dans les fibres optiques	8
1.2.1	Lois de Snell-Descartes	8
1.2.2	Guide d'onde plan	9
1.2.3	Atténuation dans la silice et les fibres optiques	10
1.2.4	Méthodes de fabrication des fibres optiques	11
1.2.5	Profil d'indice d'une fibre optique	13
1.2.6	Modes transverses d'une fibre optique	15
1.2.7	Approximation de faible guidage	17
1.2.8	Base des modes linéairement polarisés	18
1.2.9	Modes LP d'une fibre optique à saut d'indice	18
1.2.10	Orthogonalité des modes	24
1.3	Transport d'information	28
1.3.1	Architecture d'une ligne de transmission	28
1.3.2	Formats de modulation simples	28
1.3.3	Dispersion modale	30
1.3.4	Dispersion chromatique	32
1.3.5	Traitement du signal numérique et codes correcteurs d'erreurs directs	32
1.3.6	Dispersion en polarisation	35
1.3.7	Effets non-linéaires	36
1.3.8	Répéteurs	38
1.3.9	Wavelength Division Multiplexing (WDM)	40
1.4	Formats et multiplexages avancés	43
1.4.1	Modulation d'amplitude et modulation en phase	43
1.4.2	Multiplexage en polarisation	47
1.5	Multiplexage spatial	50
1.5.1	Principe	50
1.5.2	Fibres Multicoeurs	52
1.5.3	Fibres légèrement multimodes	53
1.5.4	Multiplexeurs et démultiplexeurs adaptés au MDM	56
1.5.5	Répéteurs adaptés au MDM	60
2	Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée er- bium faiblement multimode	67
2.1	Amplificateurs optiques à fibres dopées erbium	69
2.1.1	Aspect macroscopique des EDFAs	69
2.1.2	Spectroscopie de l'erbium dans la silice	70

2.1.3	Fonctionnement microscopique des EDFAs	71
2.1.4	Équations d'inversion de population	72
2.1.5	Équations de propagation	74
2.1.6	Intégrales de recouvrement entre photons et dopants	75
2.1.7	Approximation de l'état stationnaire	76
2.1.8	Notion de gain et de figure de bruit	76
2.1.9	Exemple de solution aux équations d'amplification	77
2.1.10	Caractéristiques fondamentales des EDFAs monomodes	77
2.1.11	Optimisation de la longueur de fibre dans le cadre des transmissions WDM	81
2.2	Modélisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium	83
2.2.1	Méthodes numériques d'intégration des équations	83
2.2.2	Discretisation des dimensions physiques du système d'équations	83
2.2.3	Intégration des équations différentielles et conditions initiales	84
2.2.4	Élaboration d'un code de simulation d'EDFA	86
2.2.5	Analyse de la convergence du code de simulation	89
2.3	Méthode numérique d'optimisation	92
2.3.1	Position du problème	92
2.3.2	Méthode du gradient	92
2.3.3	Amélioration de la vitesse de convergence : méthode du gradient modifiée	93
2.3.4	Application de l'algorithme d'optimisation au cas des FM-EDFA : fonction objectif	96
2.4	Caractérisation expérimentale d'EDFA	100
2.4.1	Montage d'un FM-EDFA	100
2.4.2	Mesure de gain et de figure de bruit	102
3	Multiplexage de modes d'ordre supérieur	105
3.1	Propagation des faisceaux émergeant d'une FMF	107
3.1.1	Faisceaux gaussiens	107
3.1.2	Optique de Fourier	108
3.1.3	Facteur M^2	109
3.2	Injection de lumière dans une FMF	114
3.2.1	Principe	114
3.2.2	Intégrale de recouvrement et taux d'excitation des modes	115
3.2.3	Injection à la longueur d'onde signal	115
3.2.4	Injection du faisceau de pompe	116
3.2.5	Injection de modes d'ordre supérieur	118
3.3	Connexion de fibres faiblement multimodes	122
3.3.1	Principe	122
3.3.2	Intégrales de recouvrement et matrice de transition de modes	122
3.3.3	Impact d'un alignement décentré	124
3.3.4	Impact d'un décalage angulaire	126
3.3.5	Impact d'un angle de clive	129

Table des matières

vii

3.3.6	Impact d'une transition vers une fibre présentant un profil d'indice différent	130
3.3.7	Comparaison avec les expériences	132
3.4	Méthode S^2	137
3.4.1	Principe	137
3.4.2	Méthode classique	137
3.4.3	Généralisation des équations	139
3.4.4	Montages expérimentaux	143
3.4.5	Exemple de l'étude de la FMF	144
3.4.6	Comparaison théorie - expérience	146
3.4.7	Limites de la méthode classique	148
3.4.8	Analyse des composantes principales	149
3.4.9	Application de la méthode ACP	153
3.4.10	Validation expérimentale de la méthode	156
3.4.11	Caractérisation d'un multiplexeur modal	158
4	Fibres dopées erbium réalisées par voie MCVD	163
4.1	Fabrication d'EDF par voie MCVD	165
4.1.1	Fabrication des préformes de fibres optiques dopées erbium	165
4.1.2	Réalisation de fibres dopées erbium	166
4.2	Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes	168
4.2.1	Contexte de l'étude	168
4.2.2	Elaboration d'une géométrie de fibre dopée en anneau	168
4.2.3	Optimisation de l'anneau	172
4.2.4	Etude de la stabilité de la géométrie proposée	174
4.2.5	Cas d'une transmission MDM et WDM	176
4.2.6	Réalisation de la fibre dopée en anneau	177
4.2.7	Connexion de la fibre active à la fibre passive	178
4.2.8	Caractérisation expérimentale de la fibre	182
4.3	Fibre dopée pour l'égalisation des gains sur 6 modes	186
4.3.1	Contexte de l'étude	186
4.3.2	Elaboration de la géométrie optimisée par simulation	186
4.3.3	Etude de la stabilité de la géométrie proposée	188
4.3.4	Influence du schéma de pompage de la fibre active	191
4.3.5	Réalisation de la fibre	192
4.3.6	Caractérisation expérimentale de la fibre	195
4.3.7	Tentative d'amélioration du profil de dopant	195
4.3.8	Fabrication d'une fibre avec un niveau de dopage ajusté	197
5	Fibres dopées erbium micro-structurées	203
5.1	Fibres micro-structurées	205
5.1.1	Histoire des fibres micro-structurées	205
5.1.2	Méthode de fabrication des PCF	205
5.1.3	Propagation de la lumière dans les cristaux photoniques.	209

5.1.4	Mécanisme de guidage dans les PCF.	210
5.1.5	Intérêt de la micro-structuration pour les FM-EDFAs	212
5.1.6	Modes guidés par la fibre micro-structurée	214
5.2	Profil de dopant « pixelisé »	217
5.2.1	Élaboration d'un design simple par simulation	217
5.2.2	Réalisation d'une fibre micro-structurée	221
5.2.3	Caractérisation expérimentale de la fibre	223
5.2.4	Egalisation du gain sur 6 modes.	226
5.2.5	Étude de stabilité de la géométrie	227
5.2.6	Influence du profil de dopant du barreau dopé initial	230
5.3	Optimisation du profil par "Gradient Descent"	233
5.3.1	Contexte	233
5.3.2	Optimisation du profile de dopant	234
5.3.3	Evolution du profil de dopant en fonction du profil de pompe	236
5.4	Egalisation du gain sur 10 modes	240
5.4.1	Contexte	240
5.4.2	Optimisation de l'amplificateur	240
A	Méthode numérique d'intégration des équations différentielles :	
	Runge-Kutta d'ordre 4	249
B	Orthogonalité des profils de battements	251
	Bibliographie	253

Introduction générale

Depuis 2011, le multiplexage spatial a été étudié de façon intensive comme étant une possibilité technologique permettant d'éviter le « capacity crunch » [Richardson 2013]. Cet engouement est lié au fait que la technologie actuelle basée sur les fibres optiques monomodes atteigne ses limites fondamentales en terme de débit. Deux approches sont activement étudiées : les fibres multicoeurs (MCF, pour « *Multi-Core fibers* » en anglais) et les fibres légèrement multimodes (FMF, pour « *Few Mode Fibers* » en anglais). Dans les deux cas, les composants actifs et passifs qui constituent la ligne de transmission doivent être adaptés à de telles technologies. Pour le multiplexage modal (MDM), l'architecture des amplificateurs doit être modifiée. Dans la continuité des nombreux travaux menés sur le développement des amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA, pour « *Erbium Doped Fiber Amplifier* » en anglais) dans les années 90, il est actuellement nécessaire de revisiter cette technologie afin de l'adapter à la technologie MDM. Ainsi, les problématiques majeures associées à ces amplificateurs consistent en l'égalisation de l'amplification des différents modes aux différentes longueurs d'onde utilisées et en la réduction de leur consommation énergétique afin d'être compétitif par rapport à un système utilisant plusieurs fibres monomodes. Différentes stratégies peuvent être indépendamment appliquées : utiliser différents modes à la longueur d'onde de pompe et/ou modifier la distribution spatiale de l'erbium dans la fibre optique active.

Ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre du projet ANR *STRADE* (ANR-09-VERS-010), regroupant plusieurs acteurs : Alcatel-Lucent Bell labs France, Prysmian Groupe, Telecom SudParis, l'INRIA de Rennes, Kyla et le laboratoire PhLAM-IRCICA de l'Université de Lille1. L'objectif principal de ce projet était de démontrer la possibilité d'augmenter de façon significative le débit d'information dans les fibres optiques via l'utilisation de la technologie MDM, et plus précisément en utilisant 6 modes d'une fibre faiblement multimode. Il est alors théoriquement possible de multiplier le débit par 6. La mission de recherche de l'équipe photonique du PhLAM a été d'élaborer l'amplificateur adapté à ce type de transmissions. Le début de cette thèse coïncide avec le début des activités du laboratoire sur ce sujet.

Dans ce manuscrit, nous proposerons une étude théorique et expérimentale sur la possibilité d'égaliser le gain sur six modes aux différentes longueurs d'onde de la bande C. Dans le premier chapitre nous situerons de façon plus précise le contexte de ces travaux et nous aborderons les notions de base nécessaires à la bonne compréhension de cette thèse. Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement à la technologie des EDFA faiblement multimodes, à l'élaboration d'un code de simulation de ces amplificateurs, ainsi qu'aux techniques de caractérisation expérimentales qui leur sont associées. L'élaboration de tels amplificateurs nécessite également de s'intéresser à certains aspects et contraintes technologiques la technologie MDM, à savoir la génération des modes dans une fibre optique et leur comportement au niveau des connections entre fibres. Nous étudierons ces

problématiques dans le troisième chapitre. Dans le quatrième chapitre, nous proposerons plusieurs géométries d'amplificateurs permettant l'égalisation du gain sur 4 puis 6 modes. Plusieurs réalisations de fibres seront également exposées. Ces fibres actives seront obtenues par des procédés de fabrication dits « conventionnels ». Nous montrerons alors les limites en termes de structuration de la fibre associées à cette méthode de fabrication. Enfin, dans le cinquième et dernier chapitre nous proposerons une alternative à cette méthode de fabrication, basée sur le micro-assemblage du cœur de la fibre optique active. Une première réalisation sera rapportée et une étude numérique approfondie sera proposée.

CHAPITRE 1

Généralités

Sommaire

1.1	Histoire des télécommunications	5
1.2	Guidage de la lumière dans les fibres optiques	8
1.2.1	Lois de Snell-Descartes	8
1.2.2	Guide d'onde plan	9
1.2.3	Atténuation dans la silice et les fibres optiques	10
1.2.4	Méthodes de fabrication des fibres optiques	11
1.2.5	Profil d'indice d'une fibre optique	13
1.2.6	Modes transverses d'une fibre optique	15
1.2.7	Approximation de faible guidage	17
1.2.8	Base des modes linéairement polarisés	18
1.2.9	Modes LP d'une fibre optique à saut d'indice	18
1.2.10	Orthogonalité des modes	24
1.3	Transport d'information	28
1.3.1	Architecture d'une ligne de transmission	28
1.3.2	Formats de modulation simples	28
1.3.3	Dispersion modale	30
1.3.4	Dispersion chromatique	32
1.3.5	Traitement du signal numérique et codes correcteurs d'erreurs directs	32
1.3.6	Dispersion en polarisation	35
1.3.7	Effets non-linéaires	36
1.3.8	Répéteurs	38
1.3.9	Wavelength Division Multiplexing (WDM)	40
1.4	Formats et multiplexages avancés	43
1.4.1	Modulation d'amplitude et modulation en phase	43
1.4.2	Multiplexage en polarisation	47
1.5	Multiplexage spatial	50
1.5.1	Principe	50
1.5.2	Fibres Multicoeurs	52
1.5.3	Fibres légèrement multimodes	53
1.5.4	Multiplexeurs et démultiplexeurs adaptés au MDM	56
1.5.5	Répéteurs adaptés au MDM	60

Introduction

Au cours de ce chapitre nous nous attacherons à établir les bases théoriques et les notions nécessaires à la bonne compréhension de ce manuscrit.

Tout d'abord, nous dresserons un historique de l'avènement de télécommunications, depuis la découverte de l'électricité jusqu'à aujourd'hui, afin de bien cerner le contexte de ce travail de thèse.

Par la suite, nous aborderons la notion de fibre optique. Nous décrirons les différents procédés de fabrication de ces fins fils de verre et nous étudierons les mécanismes du guidage de la lumière dans leur cœur. De l'application simpliste de l'optique géométrique à l'utilisation des équations de Maxwell, nous aborderons la notion de *mode transverse de propagation*, qui sera une notion très importante pour l'ensemble de ce manuscrit. Nous montrerons que la solution exacte des équation de propagation s'appelle « *modes vectoriels* » et que, sous certaines conditions, il est possible d'approximer ces solutions via les « *modes polarisés linéairement* ».

Puis, nous verrons comment la fibre optique est utilisée dans le cadre des transmissions de données. Nous étudierons les différents effets qui ont pu limiter les débits d'informations dans les fibres depuis le début de leur utilisation dans les années 80 (atténuation, dispersion modale, dispersion chromatique, dispersion en polarisation, effets non-linéaires) et comment résoudre ces problèmes pour toujours aller plus loin en termes de débit (fibres monomodes, fibres à compensation de dispersion, traitement du signal numérique, codes correcteurs d'erreurs, répéteurs, multiplexage en longueurs d'onde, formats de modulation et multiplexage en polarisation).

Enfin, nous introduirons la notion de *multiplexage spatial* et plus particulièrement le *multiplexage modal*. Ces technologies font le sujet de recherches intensives depuis 2011, toujours dans le but d'augmenter de façon significative le débit d'information.

1.1 Histoire des télécommunications

L'avènement de l'électricité a considérablement bouleversé la capacité de communication de l'être humain. De l'Antiquité jusqu'au Moyen Age, seules les techniques simples et naturelles permettaient de communiquer à des distances plus grandes que celles autorisées par l'ouïe et la parole : feux d'alarmes, sémaphores et autres systèmes de communication dont la limite est celle de la vue. Quelques décennies suffisent après les travaux de Volta pour voir naître les premiers systèmes de télécommunication dépassant les capacités sensitives de l'être humain en terme de distances parcourues, puis en terme de débit. Dès lors, la quantité d'information transmise n'a cessé d'augmenter de façon exponentielle. A l'heure actuelle, il est devenu banal d'appeler dans la rue, en visiophonie, une personne située à l'autre bout du monde. Cette prouesse technologique est cependant l'aboutissement de plus de deux siècles de recherche et de développement [Hecht 1999].

1799 : Volta crée la première pile électrique.

1820 : Ampère développe les lois du magnétisme et de l'électrodynamique.

1836 : Construction par C. Wheastone du premier télégraphe électrique reliant Londres et Birmingham.

1840 : S. Moorse invente un langage codé portant de nos jours son nom.

1841 : Daniel Colladon démontre la possibilité de guider la lumière à l'aide d'un jet d'eau (cf. figure 1.1).

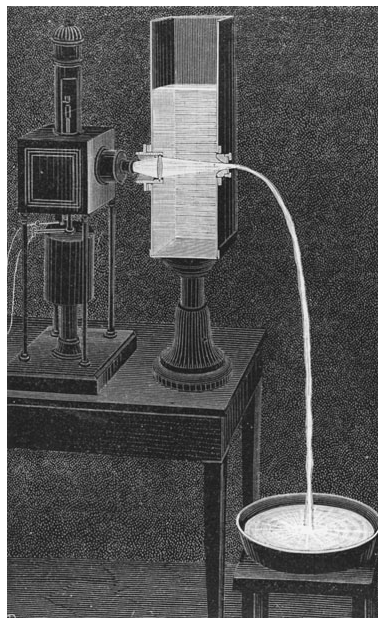


FIGURE 1.1 – Schéma représentant l'expérience de John Colladon [Hecht 1999].

1850 : G. Caselli réalise le premier télécopieur : le « pantélégraphe » .

1876 : A. Graham Bell dépose le brevet du premier téléphone.

- 1906** : Le journal *l'illustration* publie la première photographie envoyée par le réseau téléphonique.
- 1926** : C. W. Hansel dépose un brevet sur l'utilisation d'un assemblage de fibres optiques (« *bundle* ») comme système d'imagerie.
- 1956** : La première ligne téléphonique transocéanique (TAT-1) est mise en service. Capacité totale : 36 communications orales, sur câble coaxial.
- 1957** : Première utilisation d'un endoscope à fibre optique par Hirischowitz. Lancement de Spoutnik 1.
- 1960** : E. Snitzer dépose un brevet sur la notion de fibre monomode. T. Maiman démontre la première émission laser. A. Javan réalise le premier laser hélium néon aux Bell Labs.
- 1962** : Réalisation de la première diode laser par R. Hall. Mise en orbite du premier satellite de télécommunication actif *Telstar1* permettant la transmission d'émission TV entre la France et les USA.
- 1964** : Xerox commercialise le premier fax de bureau.
- 1965** : S. Miller dépose un brevet sur les fibres optiques à gradient d'indice. C. Kao montre la possibilité d'obtenir une transparence de verre à moins de 20 dB/km.
- 1968** : C. Kao mesure 4 dB/km dans un verre de silice.
- 1970** : Première diode laser fonctionnant à température ambiante. R. Maurer réalise la première fibre monomode avec des pertes de 16 dB/km à 633 nm.
- 1972** : R. Maurer réalise la première fibre dopée germanium (multimode) à 4 dB/km chez Corning. Première modulation d'une diode laser à 1 Gbit/s chez Standard Télécommunication Laboratories (STL). R. Tomlinson met au point les courriers électroniques.
- 1973** : J. MacChesney développe le MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) pour la réalisation de fibres optiques. La durée de vie des diodes laser atteint 1000 heures aux Bell Labs.
- 1975** : Création de Microsoft.
- 1976** : M. Horiguchi et H. Osanai découvrent une nouvelle fenêtre de transparence à 1.2 μm .
- 1977** : Bell System utilise la fibre optique pour transmettre le trafic téléphonique à Chicago. Capacité de 45 Mbit/s.
- 1978** : Nippon Telegraph and Telephone (NTT) transmet 32 Mbit/s sur 53 km dans une fibre à gradient d'indice à 1.3 μm . NTT réalise la même année la première fibre optique monomode à 0.2 dB/km. France Telecom annonce un plan de « Fiber To The Home » pour connecter les résidences à Biarritz. Début du videotex en Angleterre (société ORACLE).
- 1980** : La fibre à gradient d'indice est utilisée pour transmettre les jeux olympiques d'hiver à New York. Début du videotex en France (Minitel).
- 1983** : Motorola lance la commercialisation du premier téléphone portable.

1.1. Histoire des télécommunications

7

- 1984** : British Telecom dépose la première ligne à fibre optique sous-marine pour relier le Royaume-Uni à l'île de Wight.
- 1986** : Les 1500 résidences de Biarritz possèdent le FTTH et disposent de services comme la visiophonie.
- 1987** : David Payne réalise la première fibre dopée erbium. Emmanuel Desurvire développe le premier modèle décrivant le comportement de l'amplification dans les EDFA.
- 1988** : Mise en service de la première ligne à fibre optique transocéanique TAT-8.
- 1989** : E. Desurvire mesure un faible couplage entre deux composantes spectrales dans la bande d'amplification d'un EDFA, montrant ainsi la possibilité de faire un multiplexage spectral.
- 1991** : Mise au point du premier navigateur Web. Initialement appelé *WorldWide-Web* puis renommé *Nexus*.
- 1994** : Création d'**Amazon.com**, début de l'Internet grand public. Commercialisation du premier smartphone.
- 1996** : Mise en service de TAT-12, la première ligne dotée de la technologie EDFA (un seul canal spectral lors de son ouverture).
- 1998** : Première ligne sous-marine dotée de l'amplification optique (EDFA) et du multiplexage en longueur d'onde (Sea-Me-We3). Création de Google.
- 2001** : « Explosion de la bulle télécom » : chute boursière et licenciement massif. TAT-8 est mis hors service.
- 2003** : Création de Skype.
- 2005** : Création de Youtube.
- 2006** : Début de la téléphonie 3G.
- 2007** : Sortie du premier iPhone, démocratisant ainsi l'« Internet dans la poche ».

1.2 Guidage de la lumière dans les fibres optiques

1.2.1 Lois de Snell-Descartes

Dans un milieu homogène, la lumière se propage de façon rectiligne. Cependant, lorsqu'elle rencontre l'interface (appelée *dioptre*) entre deux milieux ayant des propriétés optiques différentes (Figure 1.2), la lumière se scinde en deux nouvelles ondes : une partie de l'énergie est réfléchi (retour dans le milieu de provenance), l'autre est réfractée (transmission au delà de la surface du dioptre).

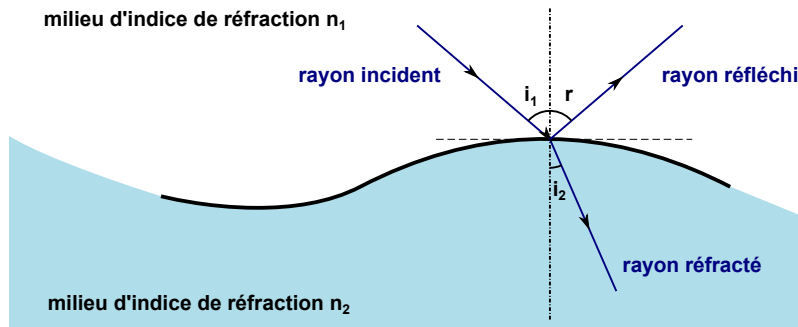


FIGURE 1.2 – Schéma représentant le phénomène de réfraction et de réflexion de la lumière sur un dioptre.

Les lois de Snell-Descartes permettent d'établir les directions dans lesquelles ces rayons réfléchi et réfracté se propagent. Dans le cas où les milieux sont isotropes et homogènes :

Première loi : Les trois rayons (incident, réfléchi et réfracté) appartiennent à un même plan, défini par le rayon incident lui même et la normale au dioptre au point d'incidence.

Deuxième loi : L'angle du rayon réfléchi par rapport à la normale est identique à l'angle d'incidence.

$$i_1 = r \quad (1.1)$$

Troisième loi : L'angle réfracté est lié à l'angle d'incidence et à la réfringence des deux milieux optiques, suivant l'équation suivante :

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \quad (1.2)$$

Sous certaines conditions, il est possible qu'il n'y ait pas de rayon réfracté. En effet, lorsque $n_1 > n_2$ et que l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite de réfraction $i_1 > i_{lim} = \arcsin(n_2/n_1)$, alors l'équation 1.2 n'admet plus de solution mathématique. Ceci se traduit physiquement par l'absence de rayon réfracté : l'intégralité de l'énergie de l'onde incidente est réfléchi. On parle alors de Réflexion Totale (RT). C'est ce phénomène de RT qui va être utilisé pour piéger la lumière dans un guide d'onde.

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

9

1.2.2 Guide d'onde plan

Supposons trois couches planes de matériaux d'indices de réfraction différents, disposés de telle sorte que le matériau le plus réfringent soit entouré par ceux qui le sont moins (i.e. le matériau central possède l'indice de réfraction le plus élevé, cf. figure 1.3). La couche centrale d'indice n_2 est appelée « cœur » et les couches extérieures (d'indice n_1 et n_3) sont appelées « gaines ». Dans le cas particulier où l'angle d'incidence de l'onde sur les deux dioptries formés est supérieur aux angles limites de réfraction respectifs, la lumière va pouvoir être confinée dans le cœur par une succession de RT que l'on qualifiera de Réflexion Totale Interne (RTI). Ainsi, il est possible d'amener cette onde lumineuse depuis l'entrée de la structure jusqu'à l'autre extrémité et de l'utiliser, par exemple, pour transmettre des informations à travers le guide.

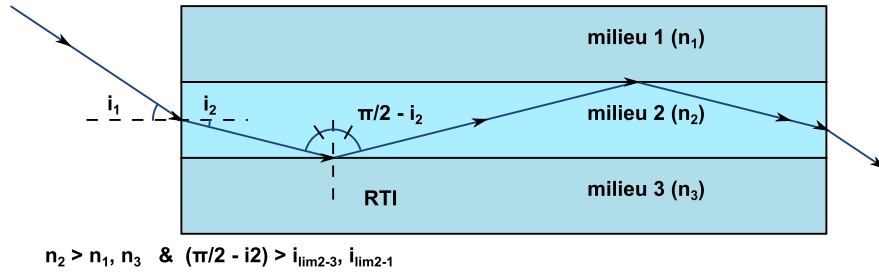


FIGURE 1.3 – Phénomène de RTI dans un guide d'onde.

Puisque cette capacité à guider n'est possible que lorsque $\frac{\pi}{2} - i_2 > i_{lim2-1}$ et $\frac{\pi}{2} - i_2 > i_{lim2-3}$, il existe une limite à la propriété de guidage de cette structure. Il est possible de caractériser cette capacité de guidage grâce à l'Ouverture Numérique (ON). Supposons que l'indice extérieur à la structure vaut 1 (par exemple de l'air) et que $n_1 < n_3$, alors $i_{lim2-3} < i_{lim2-1}$ et donc $\frac{\pi}{2} - i_2 > i_{lim2-3}$ devient une condition suffisante au guidage.

$$\frac{\pi}{2} - i_2 > i_{lim2-3} ; \quad \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \quad \& \quad \sin(i_{lim2-3}) = n_3/n_2$$

Alors,

$$\sin(i_1) < n_2 \sin\left(\frac{\pi}{2} - i_{lim2-3}\right) = n_2 \cos(i_{lim2-3}) = n_2 \sqrt{1 - \sin^2(i_{lim2-3})}$$

$$\sin(i_1) < ON \text{ avec } ON = \sqrt{n_2^2 - n_3^2}$$

Plus la valeur de l'ON est grande, plus la structure est à fort guidage. Dans le cas simplifié d'un guide symétrique avec $n_1 = n_3 = n_g$ (indice de la gaine) et $n_2 = n_c$ (indice du cœur), on obtient la relation suivante :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.3)$$

1.2.3 Atténuation dans la silice et les fibres optiques

Il est possible de faire des guides d'ondes en matériaux de différents types (polymère, verre) et sous différents états physiques (solide, liquide ou gazeux). Cependant, le modèle théorique étudié dans la section précédente néglige l'atténuation du matériau. En pratique, il est impossible de restituer en sortie de guide la totalité de la puissance du faisceau d'entrée. En effet, au fur et à mesure que la lumière va se propager dans le cœur, différents mécanismes physiques vont engendrer des pertes énergétiques de l'onde confinée. Ces pertes vont être fonction du matériau utilisé, de la structure géométrique du guide et des contraintes appliquées lors de l'utilisation. Dans le cadre de transmission de données, il est primordial de réduire ces pertes à leur strict minimum sous peine de perdre l'information (impossibilité de détecter la puissance lumineuse en sortie). A l'heure actuelle les fibres optiques dédiées aux transmissions longues distances sont fabriquées en verre à base de silice (SiO_2) car ce matériau permet d'obtenir des niveaux de transparence particulièrement bas et jamais égalés [Kao 1966] (cf. figure 1.4) comparativement aux atténuations des câbles métalliques (type co-axial). En effet, le niveau d'atténuation d'un câble coaxial est d'environ 0,1 dB/m (câble RG-59) à 100 MHz (radio FM).

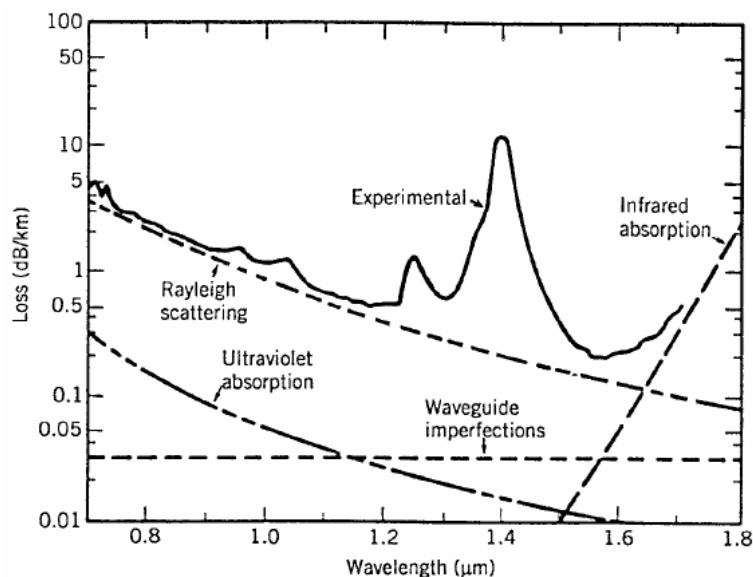


FIGURE 1.4 – Atténuation spectrale de la silice.

Une fibre optique conventionnelle est un fin fil de verre permettant le guidage de la lumière. Comme nous venons de l'établir précédemment, elle est constituée de deux parties : le cœur au centre où est piégée la lumière et la gaine optique dont l'indice de réfraction est légèrement inférieur à celui du cœur. Un éventuel fourreau en polymère est ajouté autour de la fibre pour la protéger des contraintes mécaniques qu'elle aura à subir lors de sa manipulation. Il est courant de distinguer deux familles de fibres optiques : les fibres monomodes et les fibres multimodes, suivant qu'il y a un ou plusieurs modes transverses de propagation possibles dans le

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

11

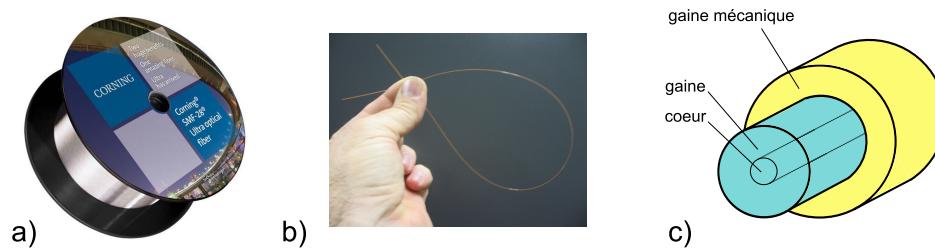


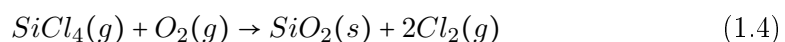
FIGURE 1.5 – a) une bobine de fibre optique SMF-28® de chez CORNING®. b) Un morceau de fibre optique. c) Schéma technique d'une fibre optique.

cœur (cette notion sera abordée plus loin, cf. section 1.2.6). Si l'on prend l'exemple de la fibre SMF-28® de chez CORNING® (présentée sur la figure 1.5), le diamètre du cœur est d'environ $8\mu\text{m}$, celui de la gaine optique est de $125\mu\text{m}$ et celui de la gaine de protection en polymère mesure $250\mu\text{m}$. Le niveau d'atténuation d'une fibre optique SMF-28® est inférieur à 0.20 dB/km pour une longueur d'onde de 1550 nm , ce qui signifie qu'après 100 km de propagation de la lumière dans le guide, il subsiste 1% de l'énergie lumineuse injectée. Le niveau d'atténuation des fibres optiques est donc 1000 fois plus faible que les câbles coaxiaux. De plus, le débit maximum étant en partie limité par la fréquence de la porteuse du signal, la localisation de ce minimum d'atténuation spectral dans l'infrarouge (1550 nm soit 194 THz) permet une augmentation des limites fondamentales du débit d'information.

1.2.4 Méthodes de fabrication des fibres optiques

Il existe plusieurs procédés de fabrication de fibres optiques. Prenons par exemple un des procédés les plus utilisés : le « Modified Chemical Vapor Deposition » (MCVD), inspiré du dépôt chimique en phase vapeur qui permet de faire des films minces dotés d'une grande pureté.

Ce procédé consiste à déposer des fines couches de verre de silice (SiO_2) à l'intérieur d'un tube de verre de diamètre centimétrique (lui même en silice) utilisé comme substrat (cf. figure 1.6), afin de réaliser une *préforme* qui sera ensuite tirée sous haute température en fibre. Le dépôt est obtenu en injectant dans le tube des précurseurs en phase vapeur qui s'oxyderont à haute température (entre 1600 et 2000°C). La réaction chimique de base est la suivante :



On obtient alors une couche fine de matériau amorphe de silice (SiO_2). Une représentation microscopique du verre de silice a été reportée sur la figure 1.7.

En fonction de la nature des précurseurs utilisés il est possible de modifier l'indice de réfraction du verre obtenu (cf. figure 1.8). Par déposition successives, il est possible de construire des couches de silice concentriques à l'intérieur du tube sub-

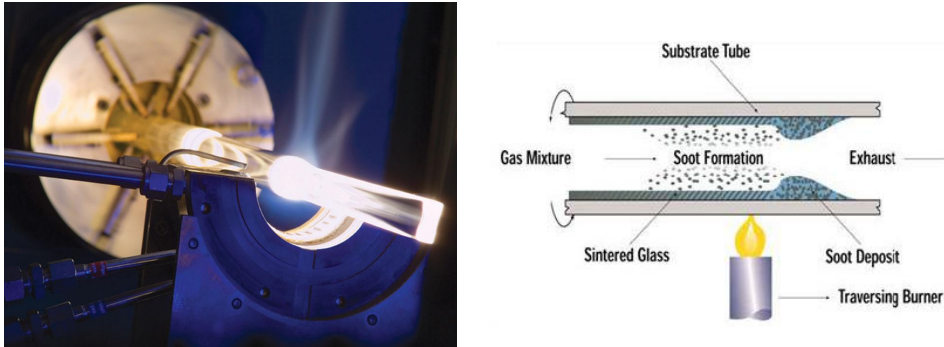


FIGURE 1.6 – a) Photographie de la zone de réaction d'un bâti MCVD. b) Schéma technique du procédé MCVD

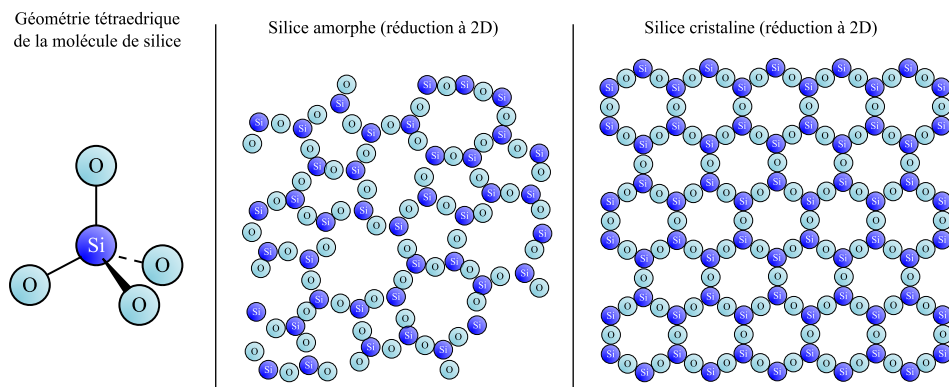


FIGURE 1.7 – Représentation microscopique de la structure d'un verre de silice et d'un cristal de silice. La configuration spatiale de chaque atome *Si* est de type tétraédrique. Sur les deux représentations en 2 dimensions (silice amorphe et cristalline), nous n'avons représenté que trois de ces quatre liaisons *Si* – *O* pour plus de clarté.

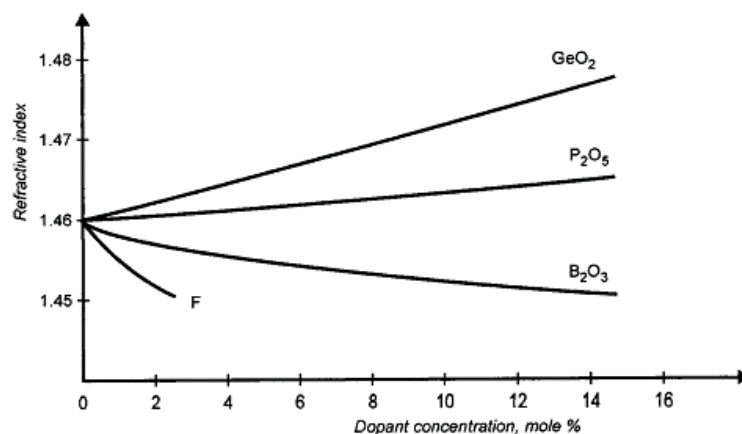


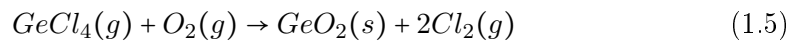
FIGURE 1.8 – Indice d'un verre à base de silice en fonction de la concentration des co-dopants qui lui sont incorporés.

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

13

strat dont la composition peut varier. On peut alors construire un profil d'indice qui aura la capacité de guider la lumière (indice du cœur plus élevé que l'indice de la gaine).

Le dopant le plus souvent utilisé est le Germanium, dont la forme oxydée permet d'augmenter légèrement l'indice du verre ainsi obtenu, en fonction de sa concentration :



Il existe d'autres procédés de fabrication tels que :

- l'OVD (Outside Vapor Deposition), qui consiste à déposer les couches d'indice sur la surface extérieure d'un barreau *cible*. Après fabrication, la cible est retirée et la préforme est refermée et densifiée.
- le VAD (Vapor Axial Deposition, similaire à l'OVD, à la différence que le dépôt se fait verticalement sur l'extrémité de la cible. La préforme croît spontanément. Cette technique est utilisée pour la fabrication de la SMF-28®).
- le PCVD (Plasma Chemical Vapor Deposition), similaire au MCVD, mais le brûleur est remplacé par un générateur de micro-ondes qui génère un plasma.

Une fois la préforme réalisée, il est nécessaire de l'épaissir afin d'obtenir le bon rapport de taille entre le cœur et la gaine, puis de l'étirer en fibre pour lui donner sa forme finale. A l'aide d'une tour de fibrage (figure 1.9) on chauffe la préforme (dont les dimensions sont : diamètre de l'ordre du centimètre à plusieurs dizaine de centimètres et longueur de la dizaine de centimètres à plusieurs mètres) jusqu'à la rendre ductile (1950°C) puis on tire en sortie la fibre (dont les dimensions sont de l'ordre de la centaine de micromètres de diamètre). Le diamètre de la fibre est contrôlé en asservissant la vitesse d'entrée de la préforme (v_e) et la vitesse de sortie de la fibre (v_s) dans le four. Par simple conservation de volume (égalité entre ce qui est introduit et ce qui émerge du four), on obtient la relation entre les vitesses et les diamètres respectifs de la préforme et de la fibre (D_p et d_f) :

$$D_p^2 v_e = d_f^2 v_s$$

Ainsi, la vitesse d'introduction de la préforme et la vitesse de tirage de la fibre en sortie de four déterminent parfaitement les dimensions du cœur de la fibre optique. Cette dimension va avoir des conséquences fondamentales sur la façon dont la lumière est guidée par la fibre optique.

1.2.5 Profil d'indice d'une fibre optique

Grâce aux différentes techniques de fabrication de fibre que nous avons présentées dans la section précédente, il est possible de réaliser des structures d'indice de réfraction autres qu'un simple saut d'indice. En effet, en déposant des couches de silices successives dont l'indice change via l'incorporation de dopant en quantité variable, il est possible de construire des profils d'indices dont la forme varie. Par exemple, les fibres à gradient d'indice ont un cœur dont la structure d'indice de réfraction a un profil (ou RIP pour Refractive Index Profile) pouvant être dé-

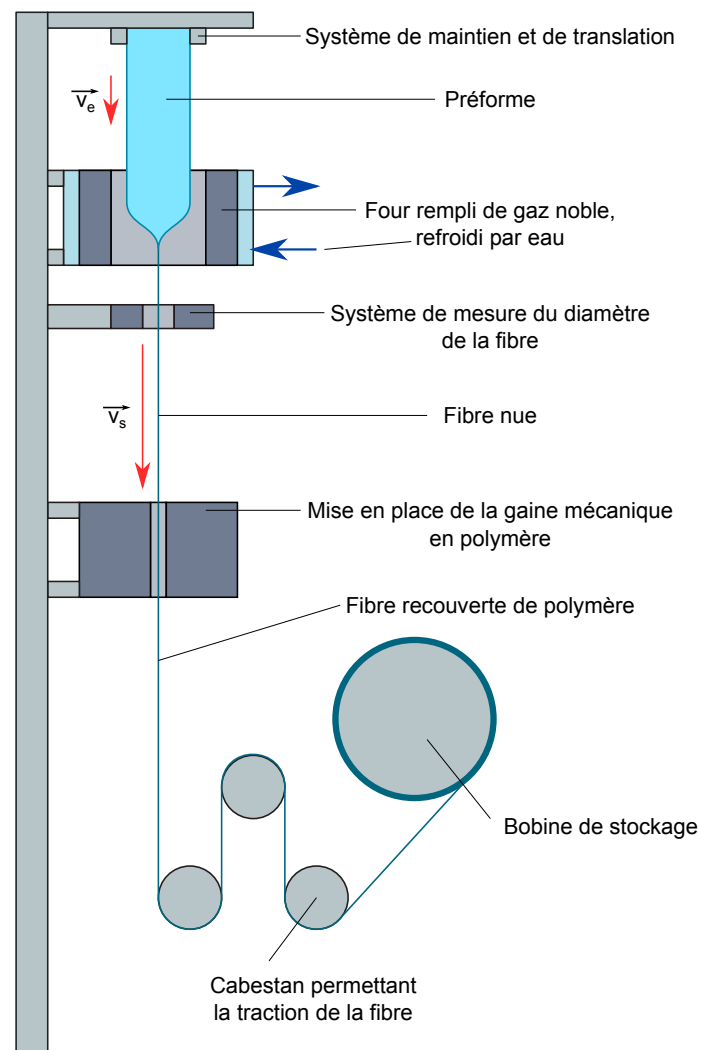


FIGURE 1.9 – Schéma d'une tour de fibrage.

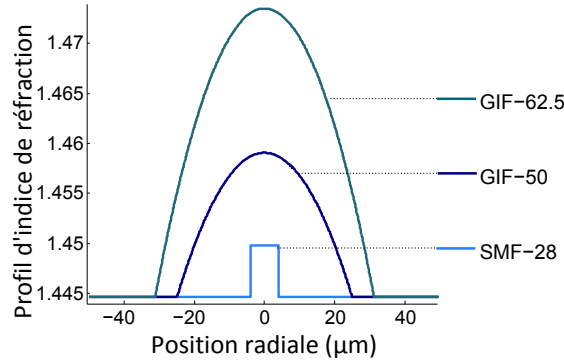


FIGURE 1.10 – RIP des trois types de fibres les plus connues de chez CORNING®, obtenus en considérant leurs diamètres de cœur et leurs ouvertures numériques respectives (c'est à dire $8.2 \mu\text{m}$ et 0.14 pour la SMF-28, $50 \mu\text{m}$ et 0.20 pour la GIF-50 et $62.5 \mu\text{m}$ et 0.275 pour la GIF-62.5).

crit par une fonction polynomiale, le plus souvent d'ordre 2 comme dans le cas des fibres GIF-625 et GIF-50 (cf. figure 1.10). Les propriétés optiques d'une fibre sont déterminées par la taille du cœur et par le RIP.

Le profil d'indice va induire des *modes* de propagation de la lumière dans le cœur. Ces modes ont une distribution spatiale d'intensité qui leur est propre (densité de probabilité de présence du photon en un point du guide) et une vitesse de propagation qui leur est propre. De plus, lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un guide d'onde il n'existe qu'une quantité finie de modes propres de propagation dans le cœur. La mise en évidence de ces modes propres de propagation sera l'objet de la prochaine section.

1.2.6 Modes transverses d'une fibre optique

La lumière ne se propage pas dans le guide de façon aussi triviale que décrit précédemment. En effet, en se réfléchissant sur l'interface cœur - gaine, l'onde interfère avec elle-même pour donner des figures d'interférences complexes, nommées *modes transverses*. Plus rigoureusement, ces modes sont les solutions de l'équation de propagation qui découle des équations de Maxwell appliquées à la structure du guide. Ainsi, l'énergie lumineuse se localise dans des zones particulières du cœur de la fibre. La fibre est dite *monomode* lorsqu'elle ne supporte qu'un seul mode de propagation et *multimode* si plusieurs modes sont guidés.

Toute onde pouvant être décrite comme une somme d'ondes monochromatiques, nous nous restreindrons à l'étude d'une onde monochromatique, de pulsation ω . Ainsi, le champ électrique et le champ magnétique s'écrivent (en notation complexe) respectivement : $\vec{E}_{(\vec{p},t)} = \vec{E}_{(\vec{p})}e^{i\omega t}$ et $\vec{H}_{(\vec{p},t)} = \vec{H}_{(\vec{p})}e^{i\omega t}$. Avec $\vec{p} = (r, \theta, z)$ le vecteur position dans un repère cylindrique.

En partant des équations de Maxwell et en supposant que l'indice optique de réfraction du milieu à la longueur d'onde λ est désigné par n [Bures 2009] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \quad (1.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.9)$$

on peut démontrer que :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}_{(\vec{p})}) - k_{(\vec{p})}^2 \vec{E}_{(\vec{p})} = \vec{0} \quad \text{avec} \quad k_{(\vec{p})}^2 = \frac{n_{(\vec{p})}^2 \omega^2}{c^2}$$

Notons que nous avons considéré qu'aucun courant électrique ne circule dans cette structure en silice ($\vec{j} = \vec{0}$) et qu'il n'y a aucune distribution de charge libre ($\rho = 0$). De plus, pour des raisons de simplification des équations, nous omettrons les variables de positions dans l'espace ($\vec{p}$) sur les grandeurs qui en dépendent, à savoir : $\vec{E}$, $\vec{H}$ et n .

Il est possible de simplifier cette dernière relation en utilisant l'égalité vectorielle suivante :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} (\vec{E})) - \vec{\Delta} \vec{E}$$

on obtient alors :

$$\vec{\Delta} \vec{E} + k^2 \vec{E} = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E})$$

de plus, en utilisant la deuxième loi de Maxwell et en développant :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 = \vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = \epsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \vec{E} \cdot \vec{\nabla} \epsilon$$

d'où :

$$\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = -\vec{\nabla} (\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \ln(\epsilon))$$

Enfin, on obtient l'équation suivante :

$$\vec{\Delta} \vec{E} + k^2 \vec{E} = -\vec{\nabla} (\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \ln(\epsilon)) \quad (1.10)$$

De même, il est possible d'obtenir une équation pour le champ magnétique :

$$\vec{\Delta} \vec{H} + k^2 \vec{H} = (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \times \vec{\nabla} \ln(\epsilon) \quad (1.11)$$

Le but étant de trouver les solutions de type propagatives, on cherche les solutions de cette équation sous forme d'ondes monochromatiques progressives vers les z croissants : $\vec{E}(\vec{p}, t) = \vec{E}(r, \theta) e^{i\omega t} e^{-i\beta z}$ avec β la constante de propagation. Les équations

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

17

1.10 et 1.11 deviennent [Bures 2009] :

$$\left\{ \vec{\Delta}_t + k^2 - \beta^2 \right\} \vec{E} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \ln(\varepsilon) \right) \quad (1.12)$$

$$\left\{ \vec{\Delta}_t + k^2 - \beta^2 \right\} \vec{H} = \left(\vec{\nabla} \times \vec{H} \right) \times \vec{\nabla} \ln(\varepsilon) \quad (1.13)$$

avec $\vec{\Delta} = \vec{\Delta}_t + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{e}_z$, $\vec{e}_z$ étant le vecteur unitaire de l'axe (Oz). En utilisant les équations de Maxwell (1.6), il est possible de montrer que les composantes radiales (E_r et H_r) et azimutales (E_θ et H_θ) du champ peuvent être exprimées en fonction des composantes longitudinales (E_z et H_z). Ainsi, il suffit de déterminer les composantes E_z et H_z puis d'en déduire les composantes transverses, grâce aux relations suivantes [Yariv 1984] :

$$E_r = \frac{-i\beta}{\omega^2 \mu \varepsilon - \beta^2} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu}{\beta r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right)$$

$$E_\theta = \frac{-i\beta}{\omega^2 \mu \varepsilon - \beta^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \frac{\omega \mu}{\beta} \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$$

$$H_r = \frac{-i\beta}{\omega^2 \mu \varepsilon - \beta^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \varepsilon}{\beta r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right)$$

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

La résolution de la composante en z des champs est à la base de la résolution des modes exacts de la fibre. Ces modes sont appelés *modes vectoriels*.

1.2.7 Approximation de faible guidage

Dans la suite de ce document, nous ferons l'approximation de *faible guidage*. Ainsi, la différence d'indice entre le cœur et la gaine sera considérée comme très faible devant chacun de ces deux indices. Sous ces conditions, il est possible de faire l'approximation suivante :

$$\vec{\nabla} \ln(\varepsilon) \simeq \vec{0}$$

Cette approximation va permettre de simplifier fortement le système d'équation et on peut montrer que la composante en z des champs des modes vectoriels devient négligeable devant les autres composantes des champs.

L'équation 1.12 et 1.13 devient :

$$\left\{ \vec{\Delta}_t + k^2 - \beta^2 \right\} \vec{E} = \vec{0} \quad (1.14)$$

$$\{\vec{\Delta}_t + k^2 - \beta^2\} \vec{H} = \vec{0} \quad (1.15)$$

On constate alors que ces équations deviennent scalaires et la résolution de ces équations mène à des solutions appelées *modes scalaires*.

1.2.8 Base des modes linéairement polarisés

Comme nous venons de le voir, il est possible de résoudre les équations 1.14 et 1.15 en considérant que les composantes des champs sont indépendantes. Il convient alors de chercher des solutions qui seront polarisés linéairement. Ces solutions sont appelées *modes Linéairement Polarisés* (modes LP) et représentent la base la plus simple pour décrire les *modes scalaires*. Le champ électrique est alors orienté suivant $\vec{e}_x$ ou $\vec{e}_y$ (respectivement les vecteurs unitaires des axes (Ox) et (Oy)). De plus, le champ magnétique et le champ électrique sont reliés par le fait que $\vec{E}$, $\vec{H}$ et $\vec{e}_z$ forment un trièdre trirectangle droit. Les champs peuvent alors être décrits comme scalaires. Prenons l'exemple d'un champ, suivant une polarisation donnée, notons $\Psi(r, \theta)$ le scalaire associé. Les équations 1.14 et 1.15 deviennent alors une unique relation :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k^2 - \beta^2 \right\} \Psi = 0 \quad (1.16)$$

L'intérêt majeur des modes LP réside dans le fait que les équations vus précédemment deviennent uniques et scalaires (plus d'influence de l'orientation des champs). De plus, lorsque la polarisation a une importance d'un point de vue expérimental, il est plus commode d'exciter et de travailler avec les modes LP d'une fibre optique, puisque les sources lumineuses sont elles même polarisées linéairement (dans la plupart des cas).

1.2.9 Modes LP d'une fibre optique à saut d'indice

Dans cette section nous restreindrons l'étude au cas d'un exemple simple : les fibres optiques à saut d'indice. Ainsi, nous ferons les hypothèses suivantes :

- le cœur de la fibre est de forme cylindrique.
- l'indice ne peut prendre que deux valeurs, $n(\vec{r}) = n_c$ si $r < R_c$ et $n(\vec{r}) = n_g$ si $r > R_c$ avec R_c le rayon du cœur.
- la gaine optique est de dimensions infinies.
- le guide optique est de longueur infinie.

En partant de l'équation 1.16, on peut séparer les variables r et θ et les solutions prennent la forme : $\Psi(r, \theta) = \Psi(r) \exp(\pm i l \theta)$ où l est un nombre entier qui représente le moment angulaire des photons. Ce nombre entier est appelé *nombre modal azimutal*. Le signe + représente des photons circulant dans le sens des aiguilles d'une montre, le signe – représente une circulation dans le sens inverse. L'équation précédente prend alors la forme d'une équation différentielle de Bessel :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \left(-\frac{l^2}{r^2} + k^2(r) - \beta^2 \right) \right\} \Psi(r) = 0 \quad (1.17)$$

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

19

dont les solutions générales sont de la forme :

$$\Psi(r) = \begin{cases} aJ_l(hr) + bY_l(hr) & \text{si } k^2(r) - \beta^2 > 0 \\ cI_l(qr) + dK_l(qr) & \text{si } k^2(r) - \beta^2 < 0 \end{cases} \quad (1.18)$$

J_l est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre l ; Y_l est la fonction de Bessel de deuxième espèce d'ordre l ; I_l est la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre q et K_l est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre q . Où on introduit les constantes de propagation transverse $h^2 = k^2(r) - \beta^2$ et $q^2 = \beta^2 - k^2(r)$.

Dans le cas de notre étude des fibres saut d'indice, $k(r)$ ne peut prendre que deux valeurs :

$$k(r) = \begin{cases} k_c = \frac{\omega}{c} n_c & \text{si } r < R_c \text{ i.e. dans le coeur} \\ k_g = \frac{\omega}{c} n_g & \text{si } r > R_c \text{ i.e. dans la gaine} \end{cases} \quad (1.19)$$

Les solutions de l'équation 1.17 vont dépendre de la valeur que prend β (cf. figure 1.11). Nous nous restreindrons, ici, aux solutions de types propagatives. Dès lors les solutions correspondant à $\beta > k_c$ ne sont pas envisageables car ces solutions sont non propagatives (onde évanescente). Ainsi, nous ne nous intéresserons qu'aux solutions obtenues lorsque $\beta < k_c$.

Lorsque $\beta < k_g$ il existe une infinité de solutions qu'il est d'usage d'appeler *modes radiatifs*. En effet, ces modes sont propagatifs dans le coeur et dans la gaine. Ils ne sont donc ni confinés dans le coeur ni guidés par la fibre. Ce cas de figure est analogue à celui pour lequel l'angle d'incidence sur l'interface coeur-gaine est inférieur à l'angle d'incidence limite (cf. partie 1.2.2). La lumière va alors pouvoir être réfractée dans la gaine et l'énergie confinée dans le coeur va diminuer rapidement au cours des réflexions successives. Ce type de mode n'est pas utilisable dans le cadre de la transmission d'informations puisque l'énergie fuit dans la gaine et n'arrive donc pas à l'autre extrémité de la fibre. Notons que ces *modes radiatifs* sont constitués de différents types de modes : les modes à *fuite* (dont la valeur de β est complexe) et les modes dits de *continuum* (dont la valeur de β est soit réelle pure, soit imaginaire pure).

Le cas de figure efficace en terme de guidage de la lumière intervient lorsque :

$$k_g < \beta < k_c \quad (1.20)$$

Dans ce cas bien précis, on se rend compte qu'il n'existe qu'un nombre discret de solutions que l'on va appeler par la suite *modes guidés* ou *modes transverses de propagation* (comme illustré sur la figure 1.11). On peut, dès lors, introduire la notion d'indice effectif n_{eff} telle que :

$$\beta = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}} \quad (1.21)$$

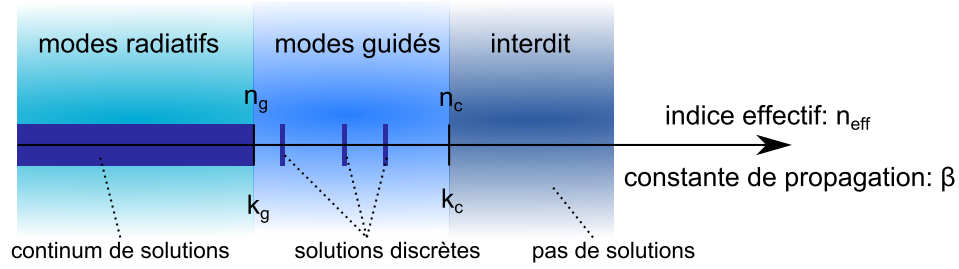


FIGURE 1.11 – Les différentes solutions de l'équation 1.17 en fonction des valeurs de β

L'indice effectif représente l'indice relatif à la vitesse de phase de l'onde qui se propage selon le mode considéré. Chaque mode possède son propre indice effectif. Pour les modes guidés, l'indice effectif est toujours compris entre l'indice de gaine et l'indice de cœur, comme on peut le montrer en partant des équations 1.20 et 1.19 :

$$n_g < n_{\text{eff}} < n_c \text{ pour les modes guidés} \quad (1.22)$$

De plus, le champ ne peut tendre vers l'infini pour des raisons physiques, ni dans le cœur, ni dans la gaine, ce qui a pour conséquence que $b = 0$ et $c = 0$ dans l'équation 1.18 car :

$$\lim_{x \rightarrow 0} (Y_l(x)) = -\infty \quad \text{et} \quad \lim_{x \rightarrow \infty} (K_l(x)) = \infty$$

Les solutions prennent alors la forme suivante :

- dans le cœur, $r < R_c$, $k(r) = k_c$ et $k_c^2 - \beta^2 > 0$, alors :

$$\Psi(r) = a J_l(hr)$$

- dans la gaine, $r > R_c$, $k(r) = k_g$ et $k_g^2 - \beta^2 < 0$, alors :

$$\Psi(r) = d K_l(qr)$$

Le lien entre a et d peut finalement être obtenu (à une constante d'amplitude près) en prenant en compte que les composantes tangentielles des champs (i.e. E_θ , E_z , H_θ et H_z) doivent rester continues à la jonction cœur-gaine. Cependant, dans le cas très fréquent où $n_c - n_g \ll 1$ cette condition peut être approximée par la continuité de la fonction $\Psi(r)$, ainsi que de sa dérivée $\frac{d\Psi(r)}{dr}$ lorsque $r = R_c$:

- continuité du champ :

$$a J_l(hR_c) = d K_l(qR_c)$$

comme le mode est défini à une constante d'amplitude près, on pose

$$a = \frac{1}{J_l(hR_c)} \quad \text{alors} \quad d = \frac{1}{K_l(qR_c)}$$

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

21

– continuité de la dérivée :

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\Psi(r)}{dr} \right|_{r < R_c} &= \frac{h}{J_l(hR_c)} \left[\frac{-l}{hr} J_l(hr) + J_{l-1}(hr) \right] \\ \left. \frac{d\Psi(r)}{dr} \right|_{r > R_c} &= \frac{q}{K_l(qR_c)} \left[\frac{-l}{qr} K_l(qr) - K_{l-1}(qr) \right] \end{aligned}$$

alors, pour $r = R_c$: $(hR_c) \frac{J_{l-1}(hR_c)}{J_l(hR_c)} = -(qR_c) \frac{K_{l-1}(qR_c)}{K_l(qR_c)}$ (1.23)

On peut alors introduire les *paramètres modaux* sans dimension :

$$U^2 = h^2 R_c^2 = \frac{R_c^2 \omega^2}{c^2} (n_c^2 - n_{\text{eff}}^2) \quad \text{et} \quad W^2 = q^2 R_c^2 = \frac{R_c^2 \omega^2}{c^2} (n_{\text{eff}}^2 - n_g^2) \quad (1.24)$$

ainsi que la *fréquence normalisée*, toujours sans dimension :

$$V^2 = U^2 + W^2 = \frac{R_c^2 \omega^2}{c^2} (n_c^2 - n_g^2)$$

on remarquera que cette grandeur relie les dimensions propres de l'onde aux grandeurs physiques de la fibre et est liée à l'*ouverture numérique* qui avait été définie plus haut (cf. Eq. 1.3) :

$$V = \frac{2\pi R_c}{\lambda} O.N. \quad (1.25)$$

et l'équation 1.23 devient :

$$(U) \frac{J_{l-1}(U)}{J_l(U)} = -(W) \frac{K_{l-1}(W)}{K_l(W)} \iff (U) \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = (W) \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)} \quad (1.26)$$

Pour des valeurs de V et de l données, il faut donc trouver les paramètres modaux U et W qui sont solution de l'équation 1.26. On pose $0 < U < V$ et les valeurs de W sont obtenues en utilisant la relation $W = \sqrt{V^2 - U^2}$. Le nombre de solutions pour une structure d'indice donnée (V) est donc discret. Pour chaque valeur du nombre azimutal ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$) il peut y avoir plusieurs racines : ces différents solutions sont numérotées par un indice $m = 1, 2, 3, \dots$. Les paramètres modaux sont alors indicés par lm avec $U_{lm} = h_{lm} R_c$ et $W_{lm} = q_{lm} R_c$. Les solutions de cette équation ont été reportées sur la figure 1.12. Notons qu'il existe toujours au moins une solution, quelle que soit la géométrie du guide, qui est obtenue pour $l = 0$ et $m = 1$. Ce *mode transverse* est appelé *mode fondamental*. Les autres solutions sont appelées *modes d'ordre supérieur* et présentent une *fréquence normalisée de coupure* qui leur est propre ($V_{c(lm)}$), en dessous de laquelle ces modes n'existent plus. Ces fréquences de coupure sont reportées sur les graphiques 1.12 et 1.13.

Lorsque la fibre ne supporte qu'un mode transverse (mode fondamental), elle est dite *monomode* (SMF pour Single Mode Fiber). Le critère de monomodalité est obtenu en comparant la fréquence normalisée V avec $V_{c(11)}$, ainsi la fibre est monomode pour $V < 2.405$. C'est le cas de la SMF 28, pour toute longueur d'onde

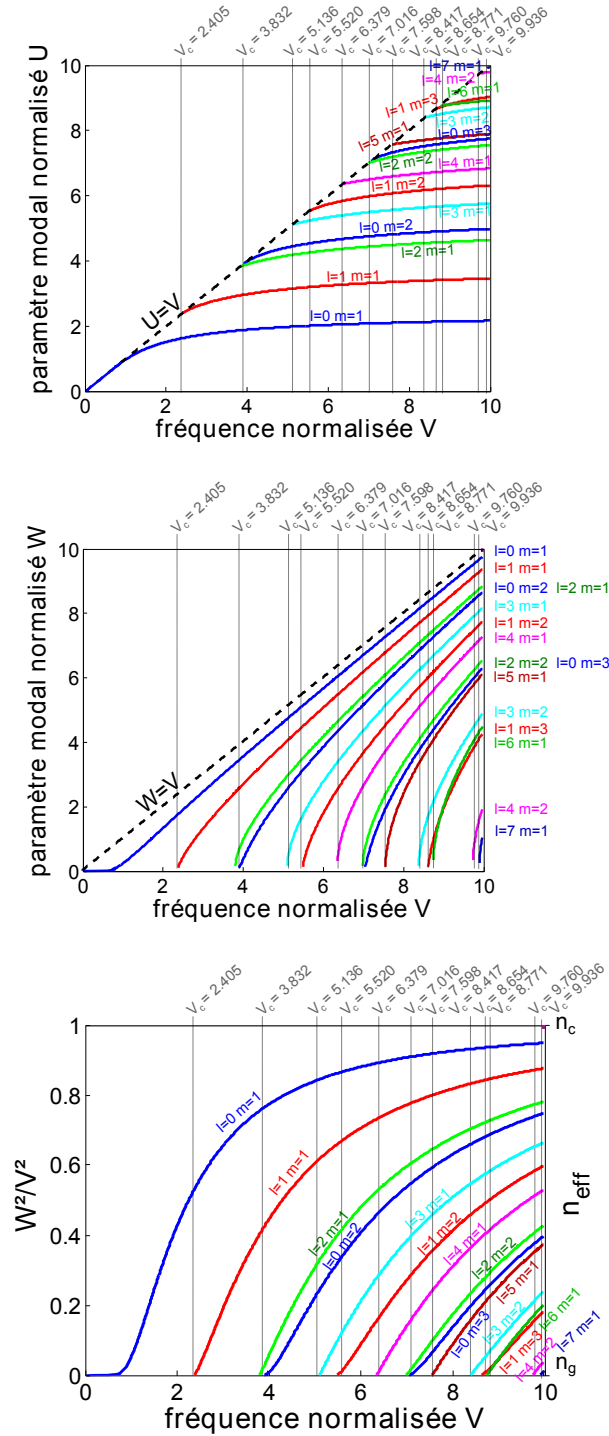


FIGURE 1.12 – Solutions de l'équation 1.26. Valeur de U et W . L'indice effectif relatif peut être obtenu à partir de $\frac{W^2}{V^2}$ pourvu que $n_c - n_g < 1$

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

23

supérieure à $\lambda_{c,SMF28} = 1330 \text{ nm}$. Lorsque $V > 2.405$, plusieurs modes sont guidés dans la fibre, elle est alors dite *multimode* (MMF pour Multi-Mode Fiber). Parmi les fibres multimodes, nous appellerons *fibres faiblement multimodes* (FMF pour Few Mode Fiber) les fibres qui ne supportent que peu de modes (typiquement moins de 10). Comme on peut le constater sur la figure 1.13, le nombre total de modes transverses de propagation supportés par une fibre multimode à saut d'indice peut être approximé par $V^2/2$. Si on ne prend pas en compte la dégénérescence des modes en polarisation, alors le nombre de modes spatiaux peut être approximé par :

$$\text{Nombre de modes spatiaux} \simeq V^2/4 \quad (1.27)$$

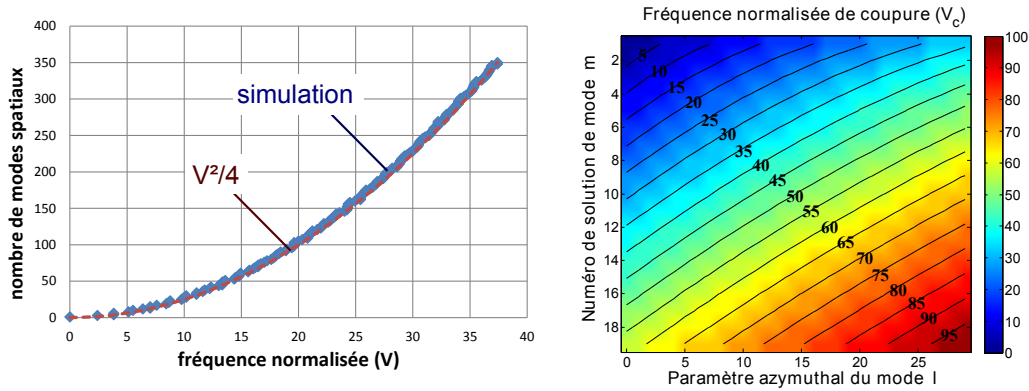


FIGURE 1.13 – Nombre de solutions en fonction de la fréquence normalisée. Valeurs des fréquences normalisées de coupure en fonction des valeurs de l et de m (des modes LP_{lm}).

Dans le cas des très faibles sauts d'indice ($n_c - n_g \ll 1$), la courbe d'indice effectif peut-être obtenue grâce à :

$$\frac{W^2}{V^2} = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2n_g(n_{\text{eff}} - n_g) + (n_{\text{eff}} - n_g)^2}{2n_g(n_c - n_g) + (n_c - n_g)^2} \approx \frac{n_{\text{eff}} - n_g}{n_c - n_g}$$

Les courbes d'indice effectif sont reportées sur la figure 1.12. Comme chaque mode possède un indice effectif qui lui est propre ($n_{\text{eff},lm}$), on en déduit qu'il existe une constante de propagation propre à chaque mode ($\beta_{lm} = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff},lm}$)

Dès lors, on peut écrire le champ d'un mode sous la forme suivante (défini à une amplitude A_{lm} et une phase près ϕ_0) :

$$\Psi_{lm}^{(r,\theta,z)} = A_{lm} F_{lm}^{(r)} e^{i\omega t} e^{-i\beta_{lm} z} e^{\pm i l \theta} e^{i\phi_{0,lm}}$$

où

$$F_{lm}(r) = \begin{cases} \frac{1}{J_l(h_{lm} R_c)} J_l(h_{lm} r) & \text{si } r < R_c \text{ i.e. dans le coeur} \\ \frac{1}{K_l(q_{lm} R_c)} K_l(q_{lm} r) & \text{si } r > R_c \text{ i.e. dans la gaine} \end{cases}$$

Il est possible de faire une combinaison linéaire des solutions en $\pm l$. En utilisant les formules d'Euler, on trouve :

$$\Psi_{lma}^{(r,\theta,z)} = A_{lma} F_{lm}^{(r)} \cos(l\theta) e^{i(\omega t - \beta_{lm} z)} e^{i\phi_0}$$

et

$$\Psi_{lmb}^{(r,\theta,z)} = A_{lmb} F_{lm}^{(r)} \sin(l\theta) e^{i(\omega t - \beta_{lm} z)} e^{i\phi_0}$$

Notons que :

- ces deux solutions de l et m identiques, ont été différenciées par des indices a et b ,
- dans le cas où $l = 0$, cette dégénérescence n'existe pas puisque $e^{\pm il\theta} = 1$.
- ces formes de solutions sont identiques aux fonctions d'onde d'un électron dans un puit de potentiel cylindrique.
- ces formes de solutions sont semblables aux modes propres d'une onde mécanique sur une peau de tambour.

L'œil humain n'étant pas sensible au champ électrique, mais à l'intensité lumineuse, il est intéressant d'étudier le *profil d'intensité* des modes. Ces profils sont obtenus en élevant au carré le module du profil en champ :

$$\mathbb{I}_{lm}^{(r,\theta)} = |\Psi_{lm}^{(r,\theta)}|^2$$

La puissance contenue dans un mode est obtenue en faisant l'intégrale sur la section transverse du profil d'intensité :

$$P_{lm} = \int \mathbb{I}_{lm}^{(r,\theta)} dS = \int |\Psi_{lm}^{(r,\theta)}|^2 dS$$

Dès lors on peut définir un profil d'intensité normalisé (I_{lm}) et un profil en champ normalisé (ψ_{lm}) :

$$I_{lm}^{(r,\theta)} = \frac{\mathbb{I}_{lm}^{(r,\theta)}}{P_{lm}} \quad \text{et} \quad \psi_{lm}^{(r,\theta)} = \frac{\Psi_{lm}^{(r,\theta)}}{\sqrt{P_{lm}}} \quad (1.28)$$

Dont on déduit les relations suivantes :

$$\int |\psi_{lm}^{(r,\theta)}|^2 dS = \int I_{lm}^{(r,\theta)} dS = 1$$

Le profil d'intensité normalisé d'un mode (I_{lm}) représente la densité surfacique de probabilité de présence d'un photon guidé dans le mode concerné. En d'autres termes, le produit $I_{lm}^{(r,\theta)} * dS$ représente la probabilité de présence du photon sur une surface dS , centrée au point de coordonnées (r, θ) . Les profils en champ et en intensité normalisés de quelques modes ont été reportés sur les figures 1.14 et 1.15.

1.2.10 Orthogonalité des modes

Les modes d'une fibre optique sont *orthogonaux* entre eux. Cela signifie que la projection d'un mode sur un autre donne une *intégrale de recouvrement* nulle

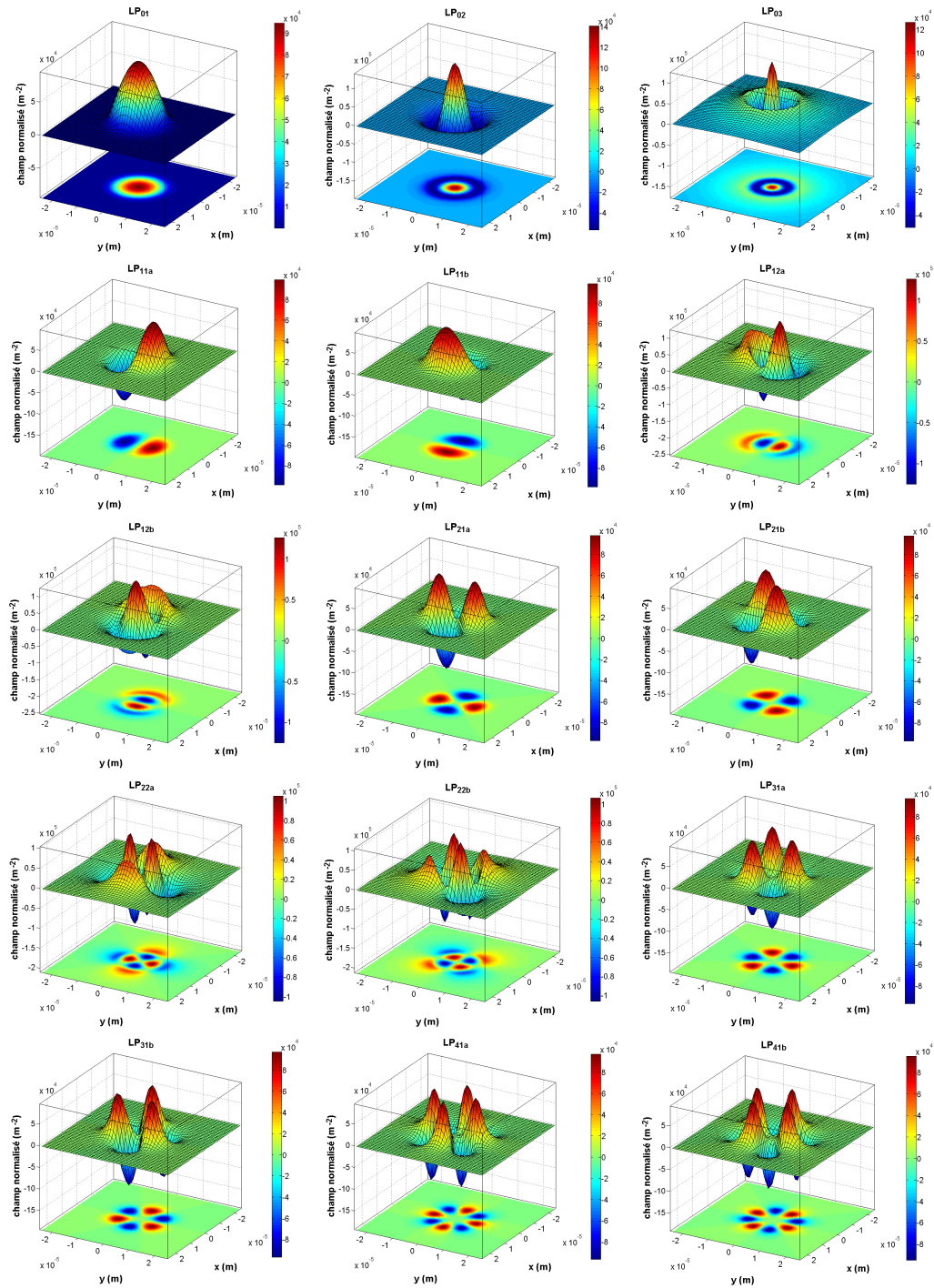


FIGURE 1.14 – Profils du champ des modes transverses guidés, dans l'approximation de modes LP, pour une fibre à saut d'indice telle que $n_c - n_g = 11 \times 10^{-3}$, l'indice de la gaine est considéré comme l'indice de la silice à 1550 nm et $R_c = 10\mu\text{m}$ ($V = 7.2389$).

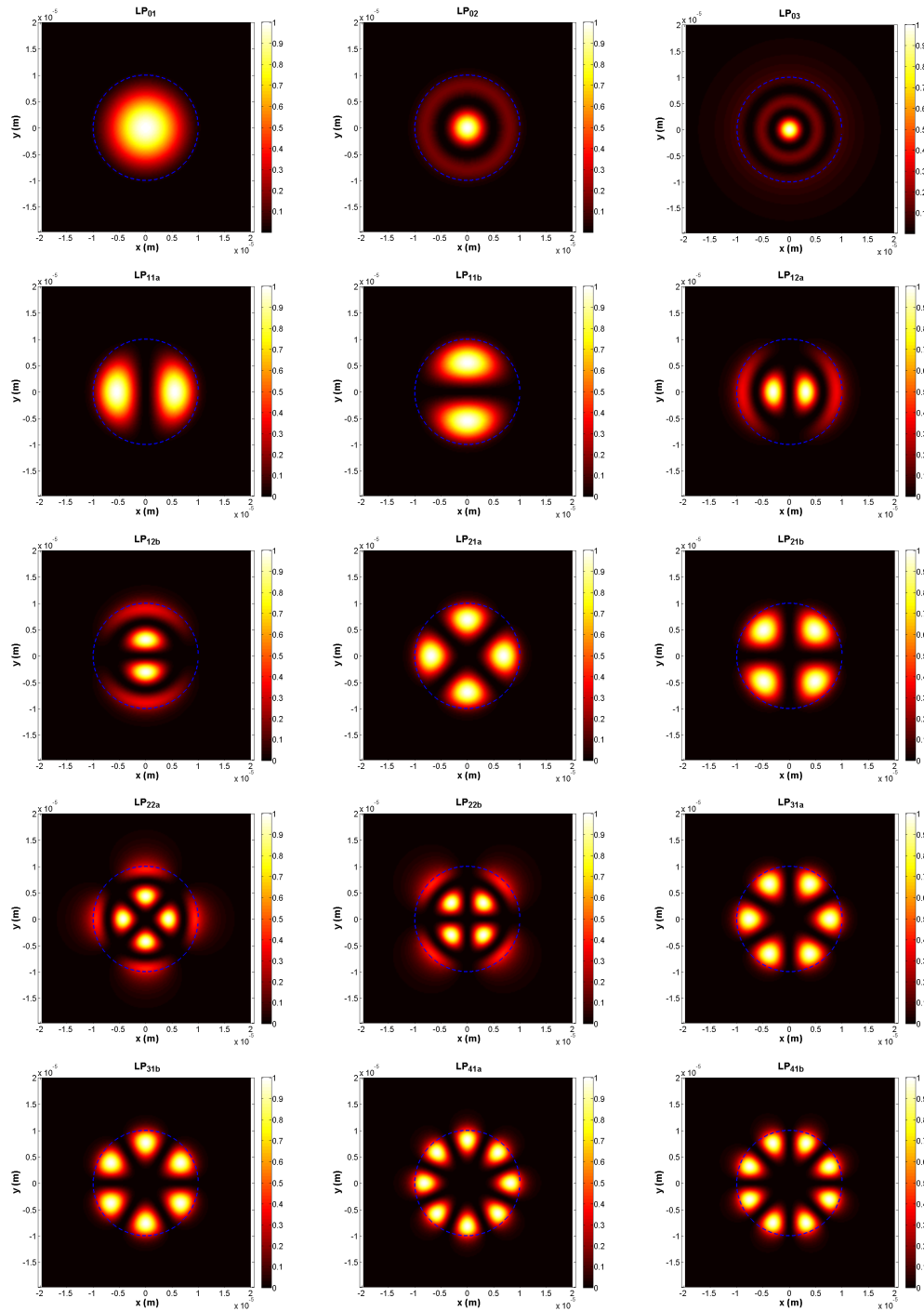


FIGURE 1.15 – Profils d'intensité des modes transverses guidés, dans l'approximation de modes LP, pour une fibre à saut d'indice telle que $n_c - n_g = 11 \times 10^{-3}$, l'indice de la gaine est considéré comme l'indice de la silice à 1550 nm et $R_c = 10 \mu\text{m}$ ($V = 7.2389$). La jonction cœur-gaine est reportée sur les graphiques en pointillés bleus.

1.2. Guidage de la lumière dans les fibres optiques

27

($\Gamma_{i,j} = 0$ si $i \neq j$) alors que l'intégrale de recouvrement d'un mode sur lui-même donne 1 ($\Gamma_{i,i} = 1$). L'intégrale de recouvrement entre le mode i et le mode j est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma_{i,j} = \int \psi_i^{(r,\theta)} \psi_j^{*(r,\theta)} dS \quad (1.29)$$

ψ_j^* étant le complexe conjugué de ψ_j , le profil en champ normalisé du mode j . Notons que le module d'une intégrale de recouvrement est nécessairement inférieur ou égale à 1.

Enfin, la polarisation de la lumière pouvant être orientée suivant deux axes orthogonaux (Ox) et (Oy), chacun des modes vus précédemment est doublement dégénéré. Communément, ces deux axes de polarisation considérés sont (Ox) et (Oy). Ainsi, la notation exacte d'un mode est donnée par son nombre azimutale (l), le numéro de la solution (m), l'indice de dégénérescence spatiale (a ou b , uniquement si $l \neq 0$) et l'indice de polarisation (x ou y).

L'ensemble des modes d'une fibre optique forme une base complète permettant de décrire un champ électrique s'y propageant. Autrement dit, tout champ électrique se propageant dans le cœur peut-être exprimé comme une combinaison linéaire des modes propres d'une fibre.

$$\vec{E}^{(r,\theta,z)} = \sum_{mode} \tilde{A}_{mode,x} \psi_{mode}^{(r,\theta,z)} \vec{e}_x + \tilde{A}_{mode,y} \psi_{mode}^{(r,\theta,z)} \vec{e}_y \quad (1.30)$$

où $\tilde{A}_{mode}$ est l'amplitude complexe du mode ($A_{mode} e^{i\phi_{0,mode}}$) et ψ_{mode} est le profil normalisé du mode. $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ représentent les vecteurs unitaires suivant les axes (Ox) et (Oy).

N.B. : Les modes LP (ou modes scalaires) ne sont valables que dans le cadre de l'approximation de faible guidage. La résolution exacte des modes sont les modes vectoriels. Cependant, le nombre total de modes reste le même et le passage des modes scalaires aux modes vectoriels peut être considéré comme une levée de dégénérescence des modes LP . Par exemple les quatre modes LP_{11} (i.e. LP_{11ax} LP_{11ay} LP_{11bx} LP_{11by}) sont en réalité une combinaison linéaire de quatre modes vectoriels : TE_{01} , TM_{01} , HE_{21a} et HE_{21b} (cf. figure 1.16). Néanmoins, dans la plupart des applications, l'approximation des modes LP est correcte et suffisante. Dans l'ensemble de ce qui suit nous nous placerons dans le cadre de cette approximation.

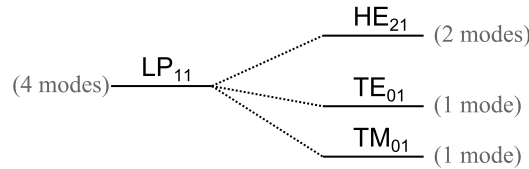


FIGURE 1.16 – Levée de dégénérescence des modes LP_{11}

1.3 Transport d'information

1.3.1 Architecture d'une ligne de transmission

La principale utilisation des fibres optiques est le transport d'information. Aucune autre technologie ne permet de combiner débit, qualité et fiabilité offerts par les fibres optiques. Dès 1978 les premiers réseaux terrestres en fibres optiques permettaient déjà de dépasser les limites des câbles coaxiaux en terme de distance et à débit équivalent (de l'ordre de 100 Mbit/s sur 10 km, ce qui consistait déjà un record, comparé aux débits sur câbles co-axiaux). Ce n'est qu'à la fin des années 1980 qu'il fut possible d'atteindre un débit de l'ordre de 2.5 Gbit/s, grâce aux progrès technologiques réalisés sur les lasers et sur la fibre en elle-même. A l'heure actuelle, il est possible de transmettre des informations à très haut débit (jusqu'à 100 Gbit/s par canal) sur de très longues distances (jusqu'à 40 000 km). Dans les réseaux fibrés, les informations sont transmises sous forme digitale, c'est-à-dire en langage codé numérique binaire. La ligne de transmission est donc composée d'une partie *émission* et d'une partie *réception*. Une architecture simplifiée est représentée sur la figure 1.17. Le signal est initialement sous forme électrique. Lorsque celui-ci est analogique, un Convertisseur Analogique Numérique (CAN) permet de le mettre sous forme binaire. L'émetteur génère alors une onde optique (fournie par un laser), modulée par la séquence de données à transmettre. La lumière est transmise via la fibre optique. En bout de ligne, un photo-détecteur se charge de convertir le signal optique en signal électrique. Finalement, un Convertisseur Numérique Analogique (CNA) restitue le signal sous sa forme initiale.

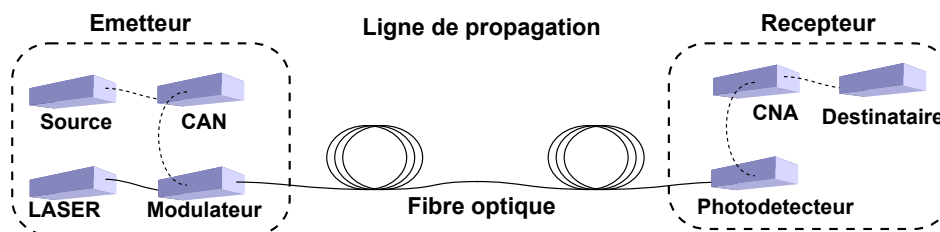


FIGURE 1.17 – Schéma basique d'une ligne complète de transmission, constituée d'un bloc émetteur, d'une ligne de propagation et d'un bloc réception.

1.3.2 Formats de modulation simples

Un signal binaire est constitué d'une suite de « 0 » et de « 1 ». Dès lors, deux types de modulation de base sont possibles en modulant l'intensité de l'onde optique : le format *Return to Zero* (RZ) et le format *Non Return to Zero* (NRZ). Dans le cas d'un RZ, le signal retourne vers un état intermédiaire entre chaque symbole, alors que dans le cas d'un signal NRZ, ce retour à l'état intermédiaire n'a pas lieu (cf. Figure 1.18). Ces deux formats sont dits simples car il n'y a pas besoin de

1.3. Transport d'information

29

décoder l'information en réception : la réponse en tension électrique de la photodiode étant directement proportionnelle à l'intensité lumineuse, le signal électrique de sortie est spontanément modulé en fonction des données transmises. L'intérêt du signal RZ est le fait qu'il possède une « auto synchronisation », c'est-à-dire qu'il est assez aisé de synchroniser la détection avec le signal lui-même : on se sert du signal comme horloge-déclencheur (*trigger* en anglais). En comparaison, un format NRZ ne possède pas cette synchronisation spontanée, mais est deux fois plus efficace : à largeur équivalente des créneaux, le débit est deux fois plus élevé en NRZ ; et à débit équivalents, les créneaux sont deux fois plus étroits, le signal occupe deux fois plus de place dans le domaine spectral). Enfin, dans le cadre particulier des fibres optiques, le format RZ est propice à l'utilisation de solitons : ce type d'impulsions bien particulier a pour propriété fondamentale de ne pas se déformer [Bigo 1996].

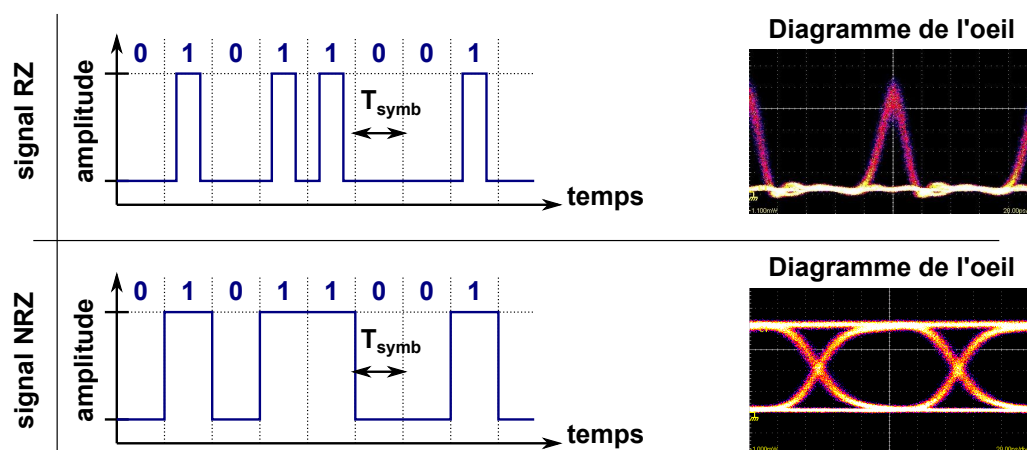


FIGURE 1.18 – Deux types de modulation de base : format RZ et NRZ. Le diagramme de l'œil représente la trace du signal électrique sur un oscilloscope synchronisé sur l'horloge du signal.

Bien souvent, on visualise la qualité d'un signal (de façon qualitative) grâce au « *diagramme de l'œil* ». Ce diagramme est un oscillogramme (obtenue par un oscilloscope), représentant l'évolution temporelle du signal. L'acquisition est synchronisée sur la période du signal, de telle sorte à ce que le balayage de l'oscillogramme permette la superposition successive de plusieurs symboles. L'aspect pseudo-aléatoire de la valeur de chaque bit constituant les données numériques implique que chaque acquisition possède une forme qui lui est propre. Ainsi, après superposition des acquisitions il est possible d'analyser les transitions entre bits successifs (0 vers 1, 1 vers 0, 1 vers 1 ou 0 vers 0). La figure obtenue finalement a la forme particulière d'un œil, d'où son nom. Lorsqu'il y a déformation des symboles, cela se traduit par un « œil qui se ferme ». Deux exemples de diagramme de l'œil pour des formats RZ et NRZ ont été reportés sur la figure 1.18.

1.3.3 Dispersion modale

Au début des télécoms optiques, les fibres optiques utilisées étaient de type MMF. Cependant, dès que les avancées technologiques ont permis sa fabrication, la SMF lui a été très rapidement préférée. En effet, chaque mode transverse (LP_{lm}) guidé dans la MMF possède son propre indice effectif ($n_{eff,lm}$) et cet indice effectif varie en fonction de la longueur d'onde de la lumière (milieu dispersif). Ceci va impliquer que l'information contenue sur chacun des modes se propage à des vitesses différentes. On appelle indice de groupe ($n_{g,lm}$) l'indice correspondant à la vitesse de groupe de propagation du mode.

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}$$

On peut montrer que l'indice effectif et l'indice de groupe sont liés par la relation suivante :

$$n_{g,lm} = \frac{c}{v_{g,lm}} = c \frac{\partial \beta_{lm}}{\partial \omega} = \frac{\partial(\omega n_{eff,lm})}{\partial \omega} = n_{eff,lm} + \omega \frac{\partial n_{eff,lm}}{\partial \omega} \quad (1.31)$$

alors,

$$n_{g,lm} = n_{eff,lm} + \omega \frac{\partial n_{eff,lm}}{\partial \omega} \quad (1.32)$$

$$= n_{eff,lm} - \lambda \frac{\partial n_{eff,lm}}{\partial \lambda} \quad (1.33)$$

Lorsqu'un signal lumineux est injecté dans une fibre MMF, la puissance du faisceau incident va se répartir sur les différents modes de la fibre. Ces différentes projections vont se déplacer à des vitesses différentes et vont atteindre l'extrémité de sortie avec une différence de temps de propagation (DMGD pour Differential Mode Group Delay). Ceci engendre une déformation progressive du signal lumineux pouvant induire des erreurs en fin de ligne (cf. figure 1.19 et 1.20)

Lorsque la distance parcourue est faible, les effets de la dispersion modale peuvent être sans conséquence. Cependant, dans le cadre de transmissions longues distances, cette dispersion limite fortement le débit maximal possible, puisque le temps d'un symbole (T_{symb}) doit être plus grand que la différence de temps de propagation entre le mode le plus rapide et le mode le plus lent (τ_{retard}).

$$\tau_{retard} = \frac{L}{c} \Delta n_{g,max} = L \times (DMGD) \quad (1.34)$$

Le retard étant proportionnel à la longueur de la fibre (L), le débit maximum dans la fibre est alors inversement proportionnel à L (cf. figure 1.19).

L'utilisation de SMF résout le problème de la dispersion modale puisqu'il n'existe qu'un mode spatial et donc $\Delta n_{g,max} = 0$. Depuis les années 1980, la fibre monomode est systématiquement utilisée pour le transport d'informations sur de grandes distances. Cependant, d'autres effets vont avoir pour conséquence de limiter le débit

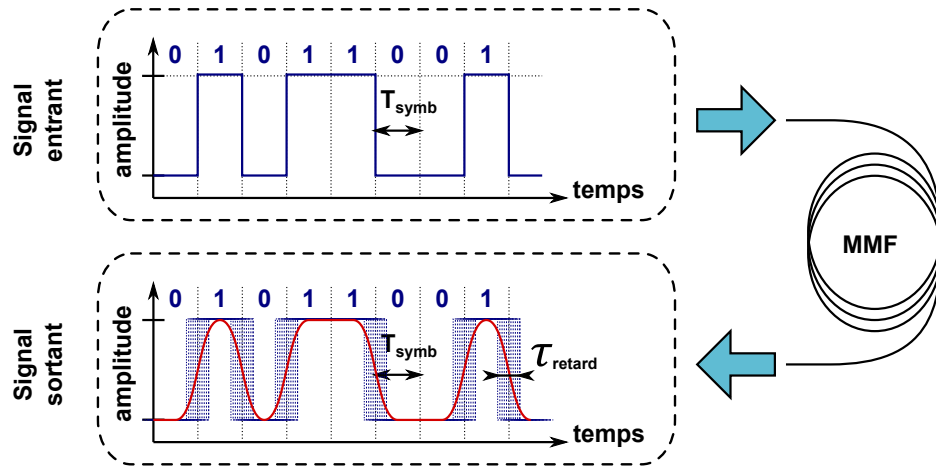


FIGURE 1.19 – Déformation du signal due aux différentes vitesses de propagation des modes.

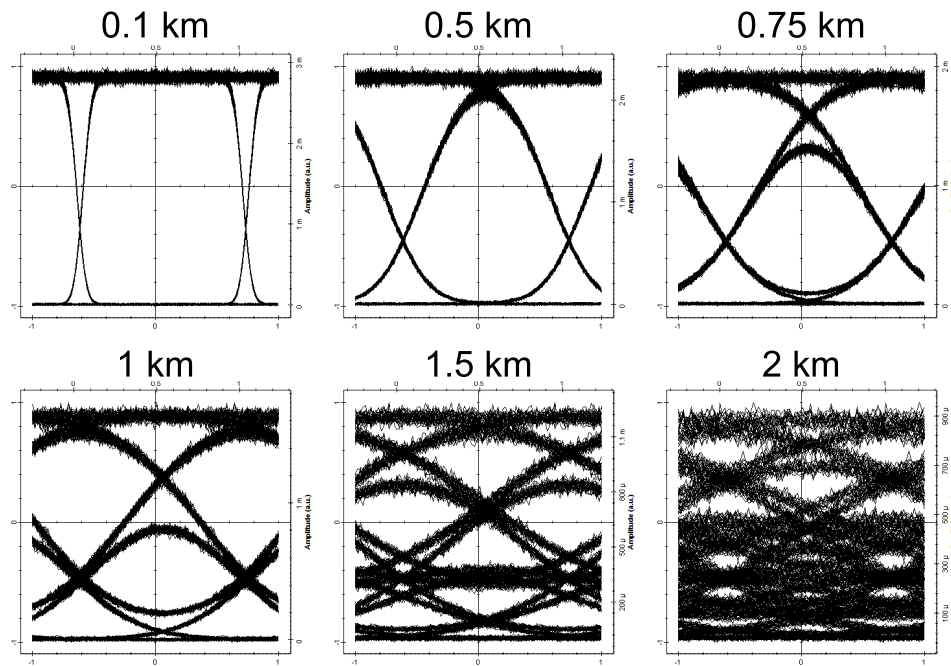


FIGURE 1.20 – Evolution du diagramme de l'œil en fonction de la distance parcourue, lors de la transmission d'un signal NRZ à 5 Gbit/s dans une MMF à 1550 nm. Simulations réalisées à l'aide de OPTISYSTEM®.

dans les fibres optiques monomodes, comme les effets non-linéaires, la dispersion chromatique et la dispersion en polarisation. Le principal effet limitant est alors la dispersion chromatique, qui va limiter le débit à 2.5 Gbit/s jusqu'aux années 2000.

1.3.4 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique est due au fait que l'indice effectif du mode fondamental va dépendre de la longueur d'onde. Pour caractériser cet effet, on utilise deux types de grandeur notées D ou β_2 , définies comme suit :

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = \frac{\partial(\frac{1}{v_g})}{\partial \omega} = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$$

et

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \simeq \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}$$

Lorsque $D < 0$ ($\beta_2 > 0$), le régime de dispersion est dit normal. Lorsque $D > 0$ ($\beta_2 < 0$), le régime de dispersion est dit anormal (ou « *anomal* »). Pour la SMF 28, D est compris entre 15 and 20 ps/nm/km à 1550 nm (cf. figure 1.21). Plus concrètement, la dispersion en ps/nm/km est la différence de temps de propagation observée au bout d'un kilomètre de fibre entre deux composantes spectrales espacées de 1 nm.

La source laser générant le signal lumineux ayant nécessairement une largeur spectrale finie, il en résulte une différence de vitesse des composantes spectrales. Plus le débit d'information est grand (T_{symp} petit) et/ou plus la distance parcourue est grande, plus la dispersion chromatique va avoir d'impact sur la forme du signal. Au fur et à mesure de sa propagation, le signal subit une déformation et au delà d'un certain seuil, il n'est plus possible de récupérer les données (cf. figure 1.22). Le débit maximum autorisé est donc déterminé par la largeur temporelle de la réponse impulsionnelle de la ligne de transmission ($T_{\text{symp}} > \tau_{\text{rep,imp}}$). L'utilisation de fibres à dispersion chromatique négative permet de contre-balancer ces effets : en disposant de façon judicieuse des tronçons de ce type de fibre dans la ligne de transmission, il est possible de réduire fortement la dispersion chromatique cumulée au cours de l'ensemble de la propagation. En effet, les effets induits par les fibres à dispersion positive et ceux induits par les fibres à dispersion négative vont se compenser et il est possible de réduire fortement la déformation du signal. Ces fibres sont appelées DCF (pour Dispersion Compensating Fiber) et ont des dispersions typiquement comprises entre -30 et -50 ps/nm/km à 1550 nm. Notons que parfois, des DCF possédant des valeurs de dispersion plus importantes sont utilisées (entre -80 et -150 ps/nm/km).

1.3.5 Traitement du signal numérique et codes correcteurs d'erreurs directs

Au cours des années 2000, l'augmentation du débit jusqu'à 10 Gbit/s a été possible grâce à l'introduction d'un traitement post-transmission ainsi que l'utilisation de langages binaires permettant l'auto-détection et l'auto-correction des erreurs :

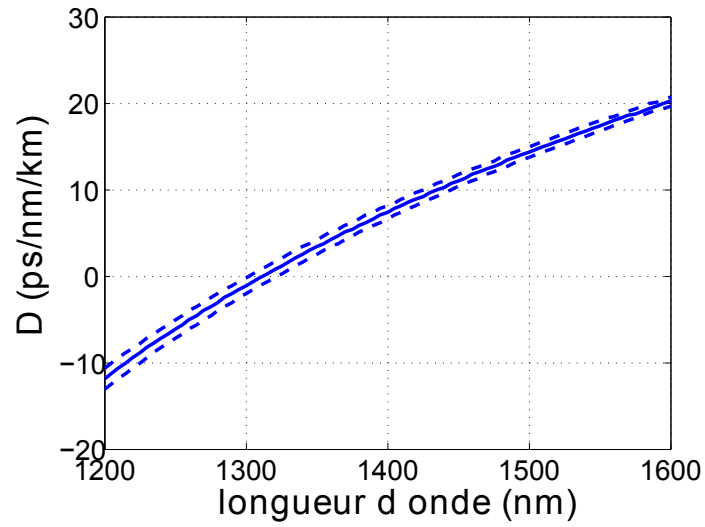


FIGURE 1.21 – Courbe de dispersion dans la SMF 28®[®], encadrée par les courbes d'incertitude.

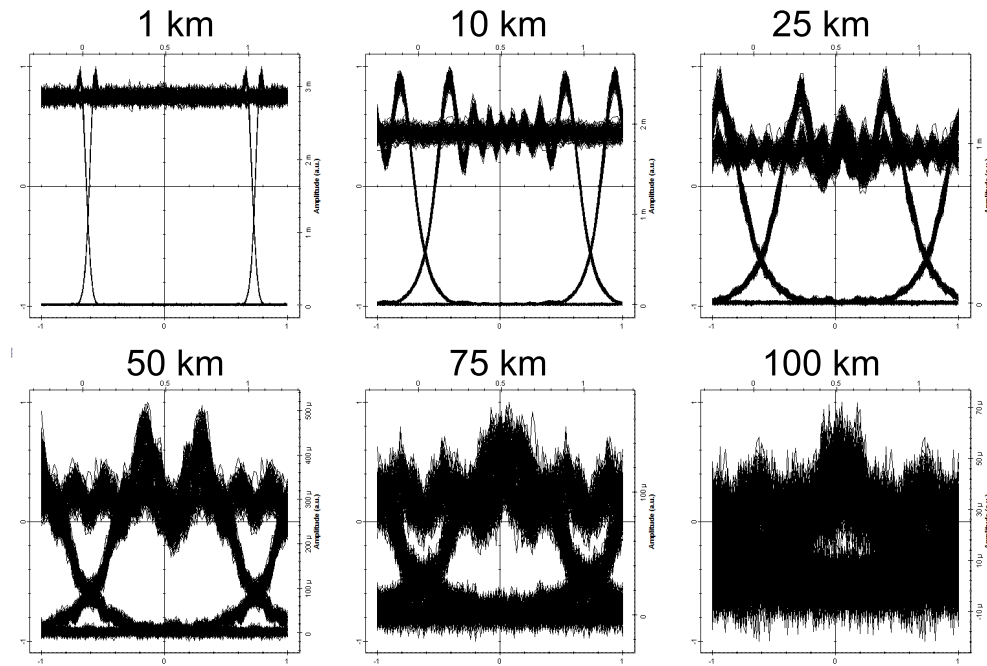


FIGURE 1.22 – Evolution du diagramme de l'œil en fonction de la distance parcourue, lors de la transmission d'un signal NRZ à 5 Gbit/s dans une SMF à 1550 nm. La dispersion chromatique associée à l'atténuation de la fibre optique rend impossible la détection directe après 100 km de propagation. Simulations réalisées à l'aide de OPTISYSTEM®.

- Le traitement du signal post transmission est appelé DSP (pour Digital Signal Processing). Ce dernier permet de réduire fortement les résidus de distorsions induits par la dispersion chromatique (via un traitement dans l'espace de Fourier).
- Le langage permettant l'auto-correction des erreurs est appelé FEC (Forward Error Correction). Ceci consiste à réécrire la suite de nombres binaires à transmettre en une suite plus volumineuse, ayant pour effet de réduire le débit efficace mais offre la capacité d'auto-correction, pourvu que la fréquence d'apparition des erreurs n'atteigne pas un certain seuil (FEC-limit).

La limite du FEC est directement liée au taux d'erreur binaire (BER pour Bit Error Rate) et donc à la qualité (facteur Q) de la transmission (cf. figure 1.23). Par exemple un FEC « hard decision » nécessite un sur-débit de 7%, mais permet de corriger jusqu'à 3 erreurs sur 10 000 bits. On définit le BER comme :

$$BER = \frac{\text{Nb d'erreurs}}{\text{Nb de symboles total}}$$

La relation entre BER et Q est :

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right)$$

avec

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt$$

On mesure la qualité d'une transmission avec le facteur Q_{dB}^2 , défini par :

$$Q_{dB}^2 = 20 \cdot \log(Q)$$

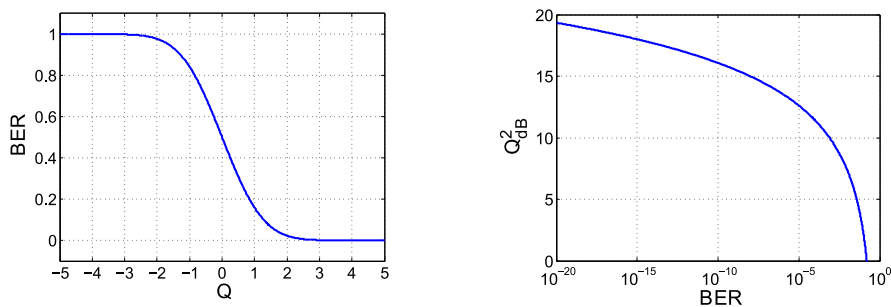


FIGURE 1.23 – Relation entre le taux d'erreur binaire (BER) et le facteur de qualité de la transmission (Q et Q_{db}^2)

La limite d'auto-correction dépend du type de FEC utilisé. En général la limite FEC se situe aux alentours de Q_{db}^2 compris entre 8 et 9 dB (équivalent à un BER

compris entre 2×10^{-3} et 6×10^{-3} , i.e. 2 à 6 erreurs sur 1 000 bits). Il est donc nécessaire de travailler avec une qualité de transmission qui lui est supérieure. Certains FEC permettent de corriger jusqu'à 4 erreurs sur 100 bits ("soft-decision" FEC), mais nécessite un sur-débit de 20%. Le choix du type de FEC à utiliser consiste à trouver le bon compromis entre consommation du débit par le FEC et augmentation du débit total (ce qui augmente le nombre d'erreurs), pour obtenir le débit utile maximum.

Au delà des 10 Gbit/s (autorisés par le traitement numérique du signal et le FEC) les effets de la dispersion en polarisation vont devenir limitant.

1.3.6 Dispersion en polarisation

Outre la dispersion chromatique, un autre effet va limiter la performance des lignes utilisant des fibres optiques monomodes : la dispersion en polarisation. Une fibre monomode ne peut être parfaitement cylindrique et possède nécessairement des imperfections au niveau de sa géométrie : il existe toujours une légère déformation du cœur qui lui donne une forme elliptique. Cette rupture de symétrie va avoir pour conséquence une levée de dégénérescence au niveau des deux états de polarisation des modes. Ainsi, dans une fibre monomode, il existe deux modes de propagation, ayant des états de polarisation orthogonaux. Chacun de ces modes possède son propre indice effectif et son propre indice de groupe. Il en résulte une différence de temps de propagation de l'information selon qu'elle est guidée par un mode dont la polarisation est parallèle à l'un ou l'autre des axes propres du cœur de la fibre (cf. figure 1.24). Cette biréfringence peut être créée lors de la fabrication de la fibre ou alors induite par des contraintes mécaniques et thermiques sur la fibre au cours de son utilisation. Pour modéliser l'effet de cette biréfringence, il faut décomposer la fibre en de multiples tronçons de longueurs infinitésimales, chaque tronçon ayant le même comportement qu'une lame de phase. Le problème réside dans le fait que l'orientation des axes neutres de chaque tronçon est totalement aléatoire et que cette orientation évolue au cours du temps. Seul un traitement statistique peut alors analyser l'impact de la biréfringence sur la différence de temps de propagation entre deux polarisations initialement orthogonales. On appelle DGD (Differential Group Delay) la différence de temps de propagation entre les deux états de polarisation propres à la structure.

Cependant, suite à l'aspect aléatoire de l'amplitude de cette biréfringence et de son orientation, le retard n'est pas proportionnel à la distance parcourue et il apparaît qu'en réalité, il est proportionnel à la racine carrée de la distance parcourue. On définit alors la PMD (Polarisation Mode Dispersion) comme la valeur moyenne temporelle de la DGD [Frignac 2003]. Le retard entre les deux composantes en polarisation s'écrit alors :

$$PMD = \langle DGD \rangle$$

On peut également définir un coefficient de PMD (que nous noterons D_p) tels que :

$$PMD = D_p \times \sqrt{L}$$

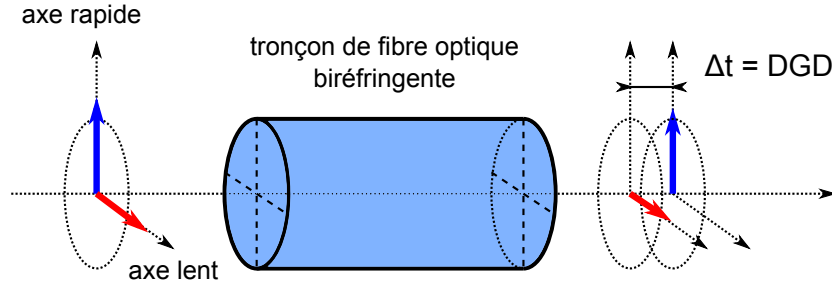


FIGURE 1.24 – Schéma d'un tronçon de fibre biréfringente dont l'orientation des axes neutres reste constante.

Avec L la longueur de la fibre optique.

Au début des années 1990, les valeurs typiques de coefficient de dispersion de polarisation (D_p) étaient de $1 \text{ ps/km}^{1/2}$. À l'heure actuelle les progrès techniques en termes de fabrication permettent d'atteindre des valeurs de $0.04 \text{ ps/km}^{1/2}$. C'est le cas, par exemple, de la fibre SMF-28®. Cependant, suite à l'aspect aléatoire de la biréfringence, certains tronçons de fibres peuvent avoir un D_p pouvant atteindre $0.1 \text{ ps/km}^{1/2}$.

1.3.7 Effets non-linéaires

D'autres effets viennent aussi limiter le débit dans les fibres optiques, comme les effets non linéaires. Les premiers effets non linéaires qui se manifestent dans une ligne de transmission sont les phénomènes liés à l'effet Kerr. Lorsque la puissance lumineuse dans la fibre devient élevée, l'onde modifie l'indice du milieu de façon significative :

$$n = n_0 + n_2 I$$

avec n l'indice du milieu, I l'intensité lumineuse, n_0 l'indice de réfraction linéaire et n_2 l'indice de réfraction non linéaire. Lors d'une modulation en amplitude type NRZ ou RZ, l'intensité varie en fonction du temps, ce qui modifie l'indice optique vu par l'onde de façon simultanée. Cette variation de l'indice va générer une auto-modulation de la phase (SPM pour « *Self Phase Modulation* » en anglais) de l'onde, qui induit un décalage en fréquence au niveau du spectre (cf. figure 1.25). Ce décalage en fréquence va alors élargir le spectre de l'onde, aggravant ainsi les problèmes engendrés par la dispersion chromatique.

En suivant le même raisonnement, deux ondes se propageant dans la même fibre vont pouvoir également modifier leur phase mutuellement et donc élargir leur spectre mutuellement. Ce processus s'appelle la modulation de phase croisée (XPM pour « *cross Phase Modulation* » en anglais) et est deux fois plus efficace que la SPM (à puissance identique, les effets de la XPM sont doubles de ceux de la SPM). Les effets de XPM limitent fortement le débit dans le cas des transmissions multiplexées en longueur d'onde (cf. partie 1.3.9)

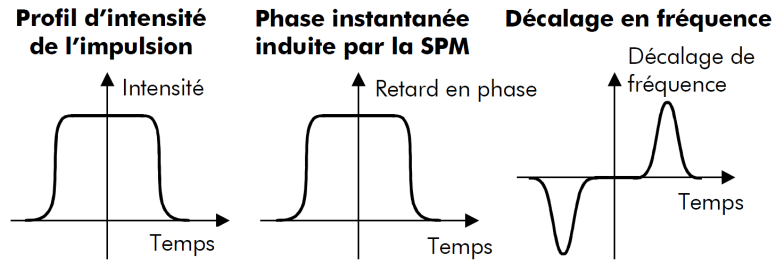


FIGURE 1.25 – Processus d'auto-modulation de phase induisant un élargissement du spectre [Frignac 2003].

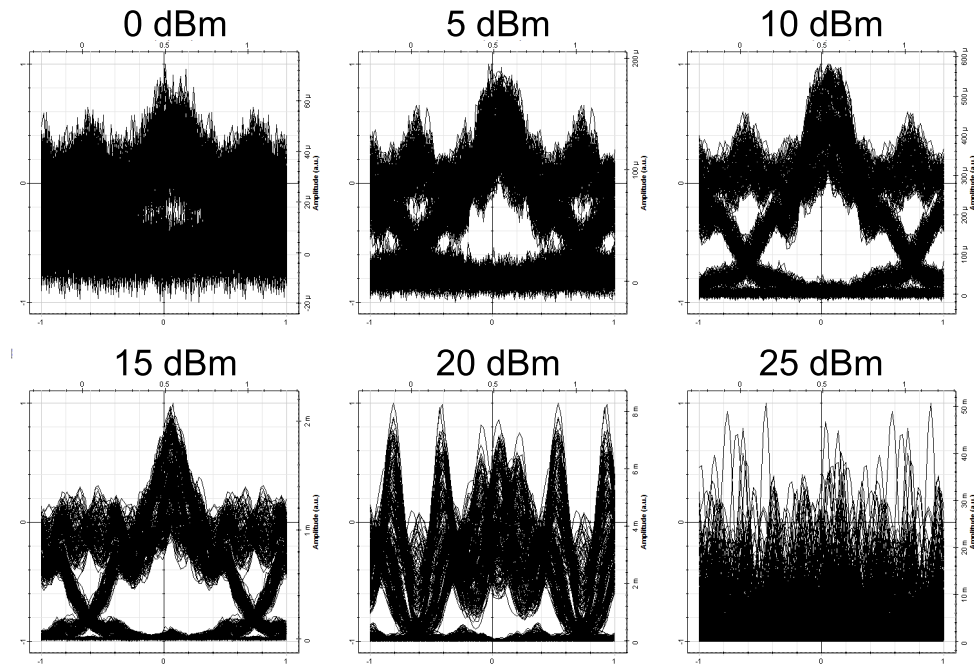


FIGURE 1.26 – Evolution du diagramme de l'œil en fonction de la puissance signal initiale ($z = 0$), lors de la transmission sur 100 km (environ 20 dB d'atténuation en sortie de fibre) d'un signal NRZ à 5 Gbit/s dans une SMF à 1550 nm. On constate nettement la limite entre seuil de détection et seuil des effets non linéaires. Simulations réalisées à l'aide de OPTISYSTEM®.

N.B. : il existe d'autres effets non linéaires comme le mélange à 4 ondes (issu de l'effet Kerr), la diffusion Raman et la diffusion Brillouin (non issue de l'effet Kerr).

Pour limiter les effets non-linéaires il est nécessaire de travailler à des puissances lumineuses modérées. Ainsi, la puissance des signaux doit toujours être comprise entre une limite inférieure (pour conserver un rapport signal à bruit suffisant pour la détection) et une limite supérieure (pour ne pas dépasser les seuils de non-linéarité, cf. figure 1.26 et 1.27). Notons que l'utilisation de fibres à grandes aires effectives

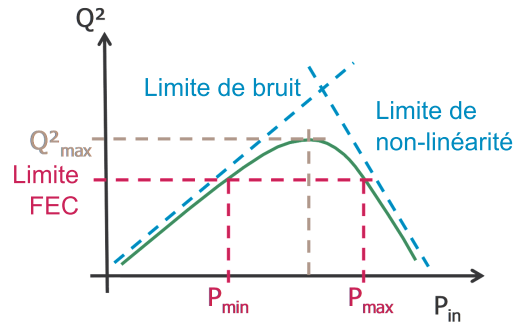


FIGURE 1.27 – Qualité de la transmission en fonction de la puissance du signal. Le facteur Q est délimité par le bruit d'un côté et par les effets non linéaires de l'autre. On constate que l'intervalle de travail en terme de puissance est déterminé par le FEC-limit [Koebele 2012]

permet également de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, puisqu'à puissance égale le niveau d'intensité lumineuse est inversement proportionnelle à la surface occupée par l'onde.

Les effets cités plus haut ont longtemps limités le débit dans les fibres à 10 Gbit/s. Des formats de modulations complexes (que nous exposerons plus tard), associés à un système de détection sophistiqué (détection cohérente), permettent cependant d'aller au delà de cette limite et d'atteindre 100 Gbit/s sur des distances transocéaniques.

1.3.8 Répéteurs

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.3, les fibres optiques présentent une atténuation faible, mais cependant non nulle, de l'ordre de 0,2 dB/km autour de 1550 nm. Ainsi, la puissance guidée dans le cœur va dépendre de la distance parcourue selon la relation suivante :

$$P(z) = P_0 e^{(-\alpha z)}$$

avec

$$\alpha = \frac{\ln(10)}{10} A$$

A étant l'atténuation en dB/m. La puissance du signal en tout point de la ligne ne pouvant ni excéder un maximum ni descendre en dessous d'un certain seuil (cf. figure 1.27), il est indispensable de ré-amplifier les signaux pour les transmissions dépassant une certaine distance (typiquement de l'ordre de 50 km à 100 km pour les très longues lignes), afin de compenser ces pertes et maintenir la puissance du signal entre ces deux limites (cf. figure 1.28). Des répéteurs sont alors disposés le long de la ligne, régulièrement espacés, de sorte à régénérer le signal. Les premiers répéteurs étaient de type optique - électrique - optique. En d'autres termes, le signal optique était

1.3. Transport d'information

39

détecté via une photodiode pour obtenir une conversion optique - électrique), puis amplifié. Le signal électrique ainsi produit était ensuite réinterprété. Une bascule décidait si il s'agissait d'un "0" ou d'un "1". Finalement, une diode laser était modulée par le signal électrique afin de régénérer le signal sous forme optique, puis le réinjecter dans le tronçon de fibre suivant.

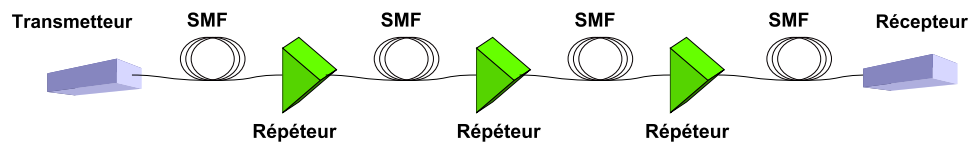


FIGURE 1.28 – Une ligne de transmission avec répéteurs.



FIGURE 1.29 – TAT-12/13 (1996-2008) [Trischitta 1996, Dawson 1996] et TAT-14 (depuis 2001).

C'est en 1988 que la première ligne transocéanique utilisant des fibres optiques a été mise en service (TAT-8, *transatlantic telephone cables N°8*). Cette ligne était dotée de répéteurs opto-électroniques et reliait la France, l'Angleterre et les USA. TAT-8 était longue de 7 500 km et dotée de 110 répéteurs électro - optiques espacés de 70 km, pour un débit de 280 Mbit/s pour chaque sens de communication. Cependant, ces répéteurs étaient limités en terme de débit (les circuits électroniques rapides sont coûteux et peu fiables dans le temps) limitant ainsi le débit de l'ensemble de la ligne.

Dès 1985 émerge l'idée de réaliser l'amplification de façon optique, grâce aux fibres optiques dopées erbium (EDFA pour Erbium-Doped Fiber Amplifier). Ce type d'amplificateur fonctionne sur un principe analogue à celui d'un laser. Le milieu générant le gain est une fibre optique similaire à la fibre de ligne, à la différence près que le cœur de cette fibre est dopé avec des ions trivalents erbium (Er^{3+}). On parle alors de fibres dopées erbium (EDF pour Erbium Doped Fiber). Les intérêts sont multiples :

- pas de conversion optique - électrique et inversement,
- le milieu de propagation dans l'amplificateur reste le même (fibre optique),
- le raccord est facile,

- les EDFA ont une bande spectrale de fonctionnement large puisque le signal optique peut avoir une longueur d'onde allant de 1530 à 1565 nm (bande C pour « *Conventional* ») et il est même possible d'amplifier de 1565 à 1625 nm (bande L pour *Long wavelength*) et de 1460 à 1530 nm (bande S pour *Short wavelength*) avec un tel amplificateur, sous certaines conditions bien particulières,
- pas de limite en terme de débit pour le signal et
- peu de sensibilité du gain vis à vis de la polarisation.

Les premiers résultats expérimentaux sur de tels amplificateurs fibrés sont rapportés en 1987 [Desurvire 1987, Mears 1987].

Cette technologie sera utilisée en pratique dès 1996 lors de l'installation de la première ligne à bénéficier de répéteurs de type EDFA : le TAT-12/13, reliant les Etats-Unis à l'Europe (soit une distance de 6300 km, cf. figure 1.29) [Trischitta 1996, Dawson 1996]. 133 EDFA assurent l'amplification régulière des signaux (soit tous les 50 km environ). Cette ligne est constituée de deux paires de fibres optiques (deux fibres assurant les communications US vers UE et deux autres assurant les communications UE vers US), chaque fibre supportant un signal modulé à 2.5 Gbit/s, pour une capacité totale de 10 Gbit/s.

1.3.9 Wavelength Division Multiplexing (WDM)

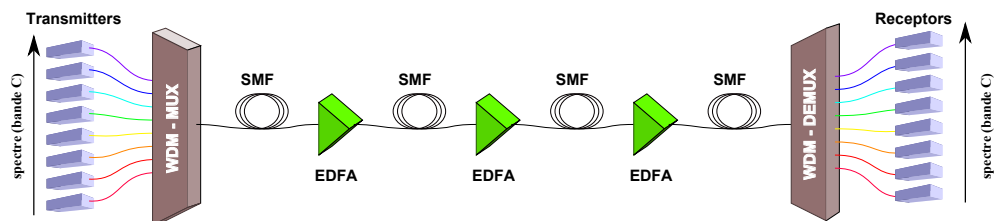


FIGURE 1.30 – Une ligne de transmission WDM réamplifiée régulièrement par des EDFAs.

Comme nous venons de le voir, les EDFA sont des amplificateurs acceptant une large bande spectrale en entrée. Cette caractéristique offre alors la possibilité du multiplexage en longueur d'onde (WDM pour Wavelength Division Multiplexing). En effet, il est possible d'injecter dans une même fibre plusieurs ondes lumineuses de longueurs d'ondes différentes, contenant chacune un débit d'information, pourvu que ces longueurs d'ondes soient suffisamment espacées pour ne pas interagir entre elles et puissent être séparées (démultiplexées) en sortie de fibre (cf. figure 1.30). L'injection simultanée de plusieurs faisceaux dans une même fibre optique nécessite un « multiplexeur » (MUX). Son symétrique en sortie s'appelle un « démultiplexeur » (DEMUX). Chaque longueur d'onde utilisée est alors appelée *canal*. La plage spectrale de multiplexage en longueur d'onde est bien souvent délimitée par la bande de gain des EDFA allant de 1530 nm à 1565 nm (bande C). Notons cependant qu'il

1.3. Transport d'information

41

est aussi possible d'utiliser les bandes L (1570 à 1605 nm) et S (1460 à 1530 nm) en utilisant des EDFA ayant une architecture spécifique (cf. partie 2.1). Plus la plage spectrale est large, plus il est possible d'ajouter des canaux.

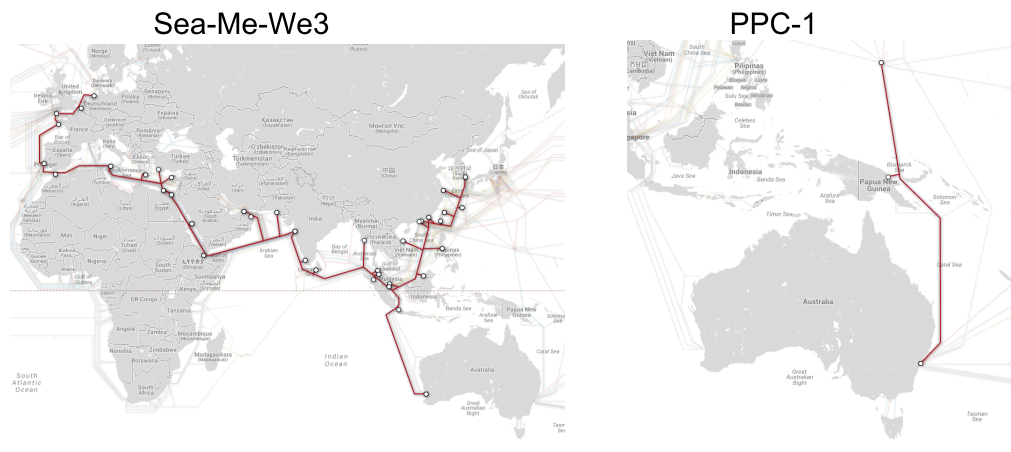


FIGURE 1.31 – www.submarinecablemap.com SEA-ME-WE3 et PIPE Pacific Cable-1.

Notons qu'un tel multiplexage en longueur d'onde sur de longues distances aurait été impossible à réaliser sans les EDFA. En effet, dans le cadre de courtes distances (réseaux terrestres), il est possible de réaliser un multiplexage en longueur d'onde dans les fibres optiques sur l'ensemble de la bande spectrale bénéficiant d'une faible atténuation, sans amplification. Mais dans le cadre de transmissions très longues distances, les EDFA et leur capacité à amplifier simultanément différentes longueurs d'ondes n'ont pas d'équivalent en électronique. Avec une régénération de type électro-optique il serait nécessaire de démultiplexer les différents canaux spectraux pour ensuite les régénérer avec un répéteur électro-optique propre à chaque canal et enfin les re-multiplexer dans une seule et même fibre.

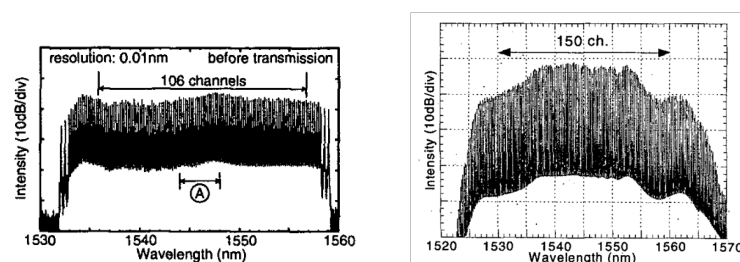


FIGURE 1.32 – Multiplexage dense sur 106 canaux spectraux [Takara 2001] et 150 canaux [Yamada 2001]

La première ligne transocéanique utilisant la technologie WDM fut Sea-Me-We3 (cf. figure 1.31), mise en service en 1998 pour relier l'Europe et l'Australie en passant par l'Asie (soit 39 000 km). Le câble est constitué de deux paires de fibres, chacune

supportant (initialement) un multiplexage de 8 longueurs d'onde sur la bande C. Chaque canal étant modulé à 2.5 Gbit/s, la capacité totale est de 80 Gbit/s. Les différentes améliorations apportées au système d'émission et de réception ont permis d'aboutir en 2007 à un multiplexage sur 48 longueurs d'ondes en bande C, chaque canal étant modulé à 10 Gbit/s (<http://www.seamewe3.com>).

Depuis 2008 la ligne TAT-12/13 a été mise hors-service et remplacée par TAT-14 (installée en 2001), possédant un type de réseau semblable à Sea-Me-We3 (quatre paires de fibres optiques, multiplexées sur 47 longueurs d'ondes, modulées chacune à 10 Gbit/s pour un débit total maximal de 3.2 Tbit/s). A l'heure actuelle, la technologie WDM est qualifiée de *dense* (DWDM, cf. figure 1.32), avec la possibilité de multiplexer plus de 100 canaux spectraux. A ce niveau de multiplexage, l'intervalle spectral entre chaque canal est de l'ordre de 50 GHz (moins de 0.4 nm), ce qui représente environ 0.2 % de la longueur d'onde elle même. Par exemple, le réseau PIPE Pacific Cable 1, inauguré en 2009, permet un multiplexage spectral sur 128 canaux à un débit unitaire de 10 Gbit/s sur 6900 km pour une capacité totale de 2.56 Tbit/s (<http://www.pipeinternational.com>).

1.4 Formats et multiplexages avancés

1.4.1 Modulation d'amplitude et modulation en phase

Comme nous l'avons vu précédemment, les formats de modulation simples (cf. section 1.3.2) permettent de transmettre des informations codées en langage binaire. En effet, l'onde optique va prendre deux formes physiques clairement distinctes, symbolisant les deux valeurs numériques du langage binaire (communément on parle de « bits » dont les valeurs sont « 0 » ou « 1 »). Ces deux états physiques différents peuvent être obtenus via :

- une modulation en amplitude (comme nous l'avons vu précédemment dans la section 1.3.1 : format NRZ et RZ), ou
- une modulation en phase (PSK pour Phase Shift Keying). Dans le cas d'une modulation en phase avec deux états possibles, on parle de BPSK (Binary PSK).

Pour augmenter le débit, il est possible de transmettre plusieurs « bits » sur un même symbole optique. Dans ce cas, chaque symbole modulant la lumière ne représente plus un langage numérique binaire : il est possible de coder n bits (succession de n « 0 » ou « 1 ») sur un même symbole, pourvu que ce symbole optique puisse prendre 2^n formes clairement distinctes.

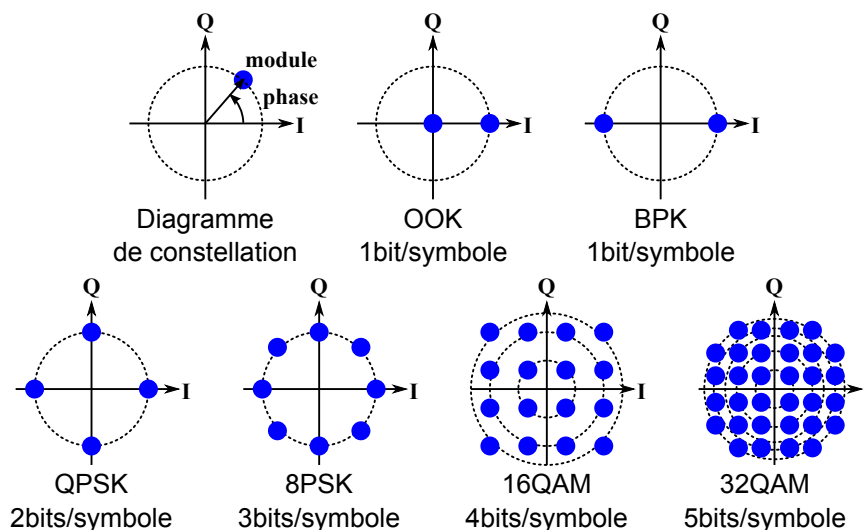


FIGURE 1.33 – Principe d'un diagramme de constellation, ainsi que quelques exemples de formats de modulation en phase et en amplitude : OOK (On-Off Keying) et BPSK (Binary Phase Shift Keying), tous deux à 1 bit/symbole, QPSK (Quadrature Phase Shift Keying) à 2 bits/symbole, 8PSK (8-level Phase Shift Keying) à 3 bits/symbole, 16QAM (16-state Quadrature Amplitude Modulation) à 4bits/symbole et 32QAM (32-state Quadrature Amplitude Modulation) à 5 bit/symbole.

Lorsqu'on désire augmenter le nombre de « bits » par symbole, il devient nécessaire d'associer ces deux types de modulation. Afin de représenter les différents types de modulation utilisés et donc les différents états physiques que les symboles peuvent prendre, il est d'usage d'utiliser une représentation géométrique de l'onde dans le plan complexe. Ce type de représentation est appelé *diagramme de constellation*. L'axe des réels est appelé axe I (pour *in phase*) et l'axe des imaginaires est appelé axe Q (pour *quadrature*, i.e. déphasé de $\pi/2$). Quelques exemples de formats QAM et PSK sont reportés figure 1.33 et un schéma de principe de fonctionnement du format QPSK a été reporté sur la figure 1.34

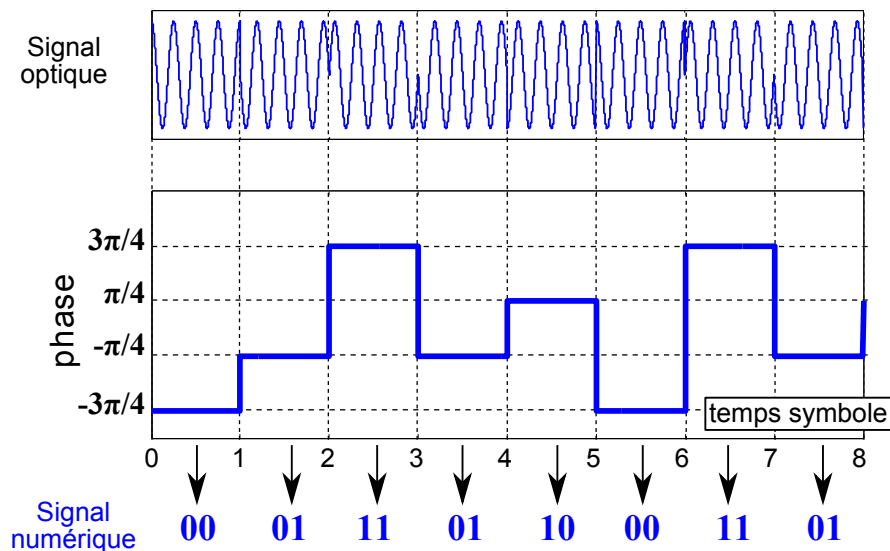


FIGURE 1.34 – Représentation du champ électrique au cours du temps pour un format QPSK et correspondance en phase instantanée. Les quatre états physiques possibles permettent de transmettre le signal numérique au rythme de 2 bits/symbole.

L'utilisation de formats complexes permet d'augmenter significativement le débit. Cependant, l'augmentation du débit s'effectue au prix de l'augmentation de la complexité des formats, ce qui limite rapidement les performances de ce type de transmissions. En effet, le nombre d'états physiques que peut prendre l'onde augmente de façon exponentielle (de base 2, 2^n) avec le nombre de bit/symbole (n). Au fur et à mesure que l'on augmente leur nombre, les symboles se rapprochent de plus en plus les uns des autres dans le diagramme de constellation, rendant de plus en plus difficile leur distinction claire et nette. Notons également que plus le format est complexe, plus il est sensible au bruit. La principale limite provient cependant des effets non linéaires qui vont avoir tendance à modifier la phase de l'onde en fonction de la puissance optique (effet Kerr), engendrant ainsi une distorsion du diagramme de constellation (cf. figure 1.35). A l'heure actuelle, plus le format est complexe, plus la transmission est limitée en distance. Cependant, le format QPSK permet d'ores et déjà de transmettre des débits deux fois plus élevés (comparativement aux

formats de modulation dits « simples »), sur des distances de plusieurs milliers de kilomètres.

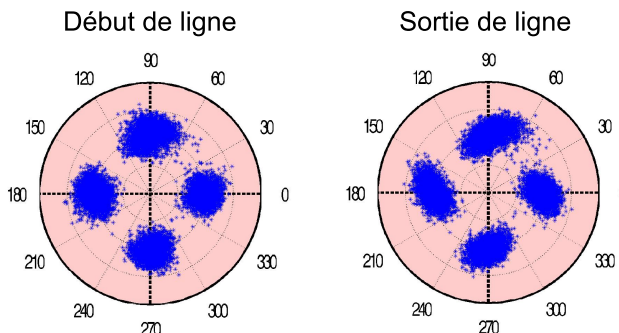


FIGURE 1.35 – Exemple de transmission d'un signal QPSK sur plus de 3000km [Charlet 2011]. On constate une très nette distorsion des constellations du fait du décalage de la phase en fonction de l'intensité lumineuse engendré par l'effet Kerr.

Comme nous l'avons vu précédemment (partie 1.3.1), l'émission et la détection associées aux formats RZ et NRZ restaient relativement simples : à l'émission une simple diode laser alimentée par le courant électrique du signal permet d'obtenir une puissance lumineuse directement modulée en amplitude, alors qu'au niveau de la réception, le signal électrique en sortie de la photodiode est directement proportionnel à l'intensité lumineuse. Cependant, dans le cadre de l'utilisation de la phase de l'onde optique comme support de l'information, il devient nécessaire de modifier radicalement l'émission et la réception. L'émission est assurée par des modulateurs de phases electro-optique (de type Mach-Zehnder par exemple) permettant la modulation en amplitude et en phase (par exemple deux en parallèles pour le format QPSK, cf. figure 1.36).

Au niveau de la réception, la mesure de la phase d'une onde optique n'est pas triviale et il faut avoir recours à des méthodes interférométriques pour y avoir accès (figure 1.36). En utilisant un *oscillateur local* (i.e. un laser continu situé au niveau du récepteur), il est possible de faire interférer le signal optique avec une lumière cohérente ayant une phase à l'origine fixe (ou considérée comme l'étant) et d'intensité constante. Les interférences entre l'oscillateur local et le signal modulé en amplitude et en phase sont alors détectées par une série de photodiodes. L'interférence entre deux ondes lumineuses ne provenant pas de la même source nécessite de pouvoir ajuster la longueur d'onde du laser local au plus proche de celle du signal. L'égalité en longueur d'onde n'étant pas possible, cela résulte en des battements sinusoïdaux d'intensité au cours du temps. Les éventuels sauts de phase de ces battements vont alors permettre de remonter aux changements de phase du signal. Ce type de détection est appelé *détection cohérente* et permet donc de mesurer l'amplitude complexe du signal (i.e. phase et amplitude).

Nous nous baserons sur le schéma de la figure 1.36 b) pour réaliser la démonstration qui suit. Nous supposerons que les polarisations du signal et de l'oscillateur local

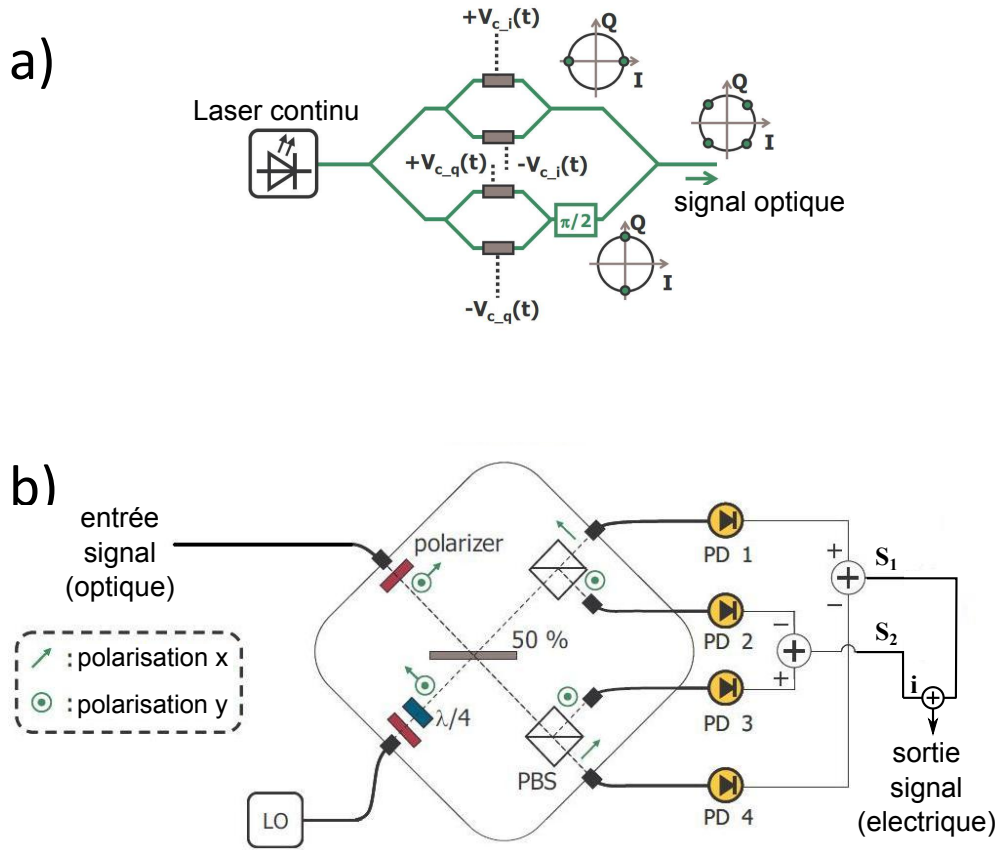


FIGURE 1.36 – Schéma d'un modulateur QPSK et celui d'un récepteur cohérent [Koebele 2012].

(en entrée de détecteur cohérent) sont linéaires et ont pour direction un axe incliné à 45  par rapport à l'axe (Ox), de telle sorte à ce que leurs composantes suivant les axes (Ox) et (Oy) sont équivalentes. Nous verrons (dans la section suivante) que cette approximation est justifiée dans le cas d'un multiplexage en polarisation. Sous ces conditions de polarisations, il est possible d'exprimer l'onde du signal et de l'oscillateur local (  l'entrée du récepteur cohérent) sous la forme suivante (et ce quelque soit l'axe) :

$$E_s = A_s e^{i(\omega_s t + \phi_s^{(t)})}$$

$$E_{lo} = A_{lo} e^{i(\omega_{lo} t + \phi_{lo})}$$

Notons également que les axes neutres de la lame $\lambda/4$ sont orientés suivant les axes (Ox) et (Oy). L'intensité reçue par chaque photo-détecteur est obtenue en considérant l'état d'interférence des deux faisceaux. La présence de réflexions (séparateurs de faisceaux) et d'une lame $\lambda/4$ va modifier la phase à l'origine des deux ondes pour

1.4. Formats et multiplexages avancés

47

chacun des quatre chemins optiques. En se basant sur le schéma de la figure 1.36, on obtient :

$$I_{PD1} \propto \frac{1}{2} |E_s e^{i\frac{\pi}{2}} + E_{lo} e^{i\frac{\pi}{2}}|^2$$

$$I_{PD2} \propto \frac{1}{2} |E_s e^{i\pi} + E_{lo} e^{i\frac{\pi}{2}}|^2$$

$$I_{PD3} \propto \frac{1}{2} |E_s e^{i\frac{\pi}{2}} + E_{lo} e^{i\pi}|^2$$

$$I_{PD4} \propto \frac{1}{2} |E_s + E_{lo} e^{i\pi}|^2$$

En développant :

$$I_{PD1} = \frac{1}{2} |A_s|^2 + \frac{1}{2} |A_{lo}|^2 + A_s A_{lo} \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})$$

$$I_{PD2} = \frac{1}{2} |A_s|^2 + \frac{1}{2} |A_{lo}|^2 - A_s A_{lo} \sin(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})$$

$$I_{PD3} = \frac{1}{2} |A_s|^2 + \frac{1}{2} |A_{lo}|^2 + A_s A_{lo} \sin(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})$$

$$I_{PD4} = \frac{1}{2} |A_s|^2 + \frac{1}{2} |A_{lo}|^2 - A_s A_{lo} \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})$$

Puis,

$$S_1 = I_{PD1} - I_{PD4} = 2A_s A_{lo} \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})$$

$$S_2 = I_{PD3} - I_{PD2} = 2A_s A_{lo} \sin(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})$$

En considérant S_1 et S_2 comme respectivement la partie réelle et imaginaire du signal on obtient :

$$S = S_1 + iS_2 = 2A_s A_{lo} e^{i(\Delta\omega t + \Delta\phi^{(t)})}$$

A partir de ce signal complexe il devient aisé de retrouver $\phi_s^{(t)}$ et A_s .

1.4.2 Multiplexage en polarisation

En plus du multiplexage en longueur d'onde, il est possible de réaliser un multiplexage en polarisation. Comme nous l'avons vu précédemment (cf. section 1.2.8), les modes guidés dans la fibre (modes LP) possèdent une dégénérescence en polarisation. Ainsi, dans une fibre SMF, le mode fondamental est en réalité composé de deux modes polarisés orthogonaux et il est alors possible d'utiliser chaque polarisation comme un nouveau canal, supportant le débit de symboles standard.

Cependant, comme nous l'avons vu plus tôt, une fibre monomode va présenter une biréfringence, ayant pour effet qu'il existe deux états propres de polarisation de la fibre. Ceci implique un décalage temporel entre les composantes en polarisation du signal, ainsi qu'une modification complexe de l'état de polarisation de l'onde. En

réception, il faut donc corriger l'effet de la rotation de l'état de polarisation, mais aussi l'impact de la translation temporelle que subissent les symboles.

La modification de la polarisation initiale ($e_x^0 e_y^0$) vers la polarisation de sortie ($e_x e_y$) peut être symbolisée grâce à une matrice de Jones :

$$\begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = J \begin{pmatrix} e_x^0 \\ e_y^0 \end{pmatrix}$$

Pour retrouver l'information, il faut appliquer la matrice inverse au niveau du récepteur :

$$\begin{pmatrix} s_x \\ s_y \end{pmatrix} = J^{-1} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{xx} & h_{yx} \\ h_{xy} & h_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}$$

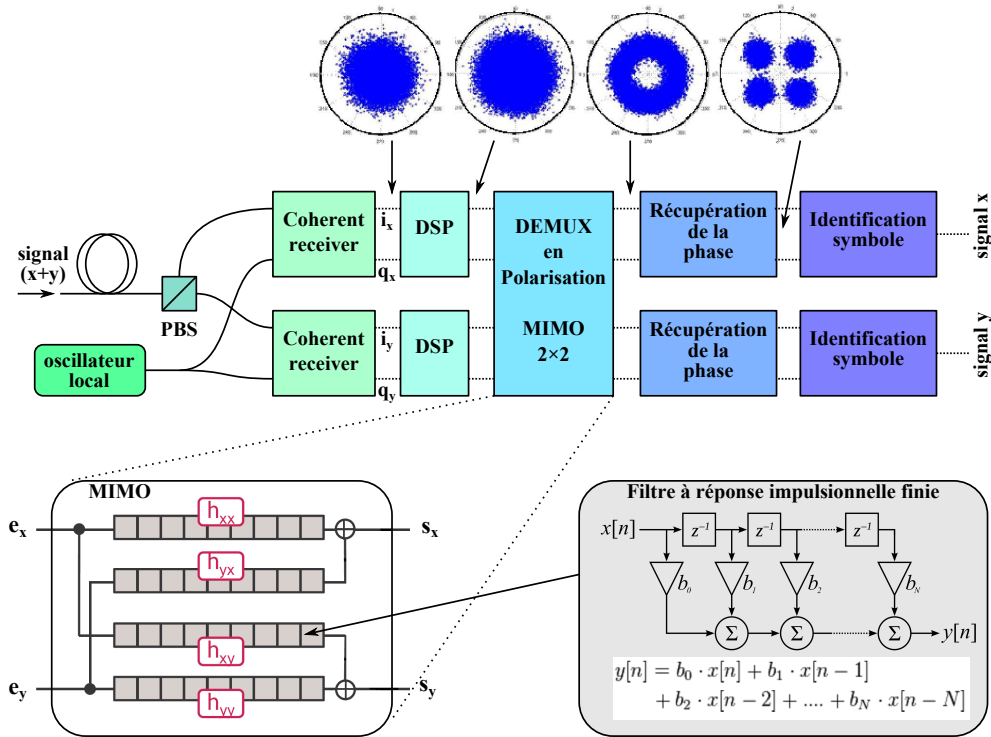


FIGURE 1.37 – Schéma d'un récepteur cohérent permettant la détection de signaux multiplexés en polarisation et modulés en intensité et en phase [Charlet 2011, Koebele 2012].

En sortie de fibre, on sépare les deux états de polarisation à l'aide d'un séparateur de faisceaux polarisant (PBS pour Polarisation Beam Splitter de type Glan - Taylor, cf. figure 1.37), chaque composante en polarisation étant une combinaison linéaire des deux états initiaux. Ces deux faisceaux optiques sont alors envoyés dans un détecteur cohérent. Cependant le traitement numérique va bénéficier d'un étage

supplémentaire : après numérisation des signaux et après compensation de la dispersion chromatique (DC), il faut ajouter un traitement numérique permettant de compenser les effets de dispersion en polarisation. Ce type de traitement est appelé MIMO (Multiple Input Multiple Output). Puisqu'il y a deux séries de données en entrée et deux séries de données en sortie (correspondant chacune à un état de polarisation) on parle alors de MIMO 2×2. Ce dernier est constitué de 2×2 Filtres à Réponse Impulsionnelle Finie (FIR), chacun constitué d'un nombre de cellules (ou "taps"). La différence de vitesse de propagation entre chaque état de polarisation va engendrer un décalage progressif de symboles dans le temps et l'espace, ce qui va permettre un couplage entre les informations sur plusieurs symboles successifs. Le nombre de "taps" est donc lié à la durée de la réponse impulsionnelle du système, exprimée en nombre de temps symbole. En d'autres termes, si la réponse impulsionnelle mesure $n \times T_{\text{symb}}$ (lié à DSP), il est nécessaire d'utiliser un MIMO 2×2 dont chaque FIR dispose de $2n$ "taps" (2 taps par symbole).

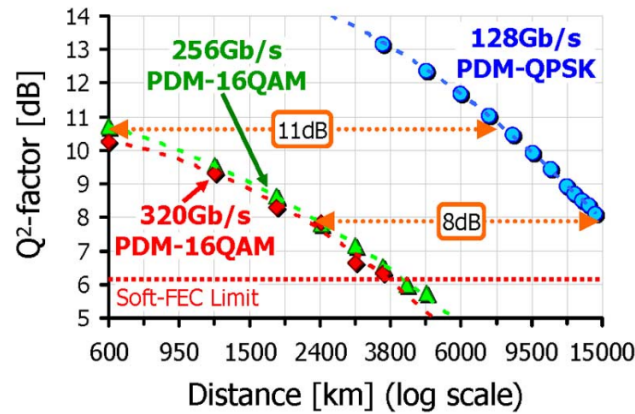


FIGURE 1.38 – Comparaison des distances maximales parcourues suivant le type de format de modulation utilisé [Salsi 2012b].

N.B. : l'utilisation de ce type de filtre permet un traitement numérique post-transmission (ou DSP, cf. section 1.3.5) plus performant. Grâce à ce traitement supplémentaire, il est possible de dépasser la limite des 10 GSymb/s et de monter à 25 GSymb/s. En associant la technologie PDM (débit multiplié par 2) et les formats de modulation en phase et en amplitude comme le QPSK (débit multiplié par 2), il est possible à l'heure actuelle d'atteindre des débits dépassant les 100 Gbit/s par canal spectral, tout en restant à un débit de 25 GSymboles/s [Bigo 2012]. En ajoutant le multiplexage en longueur d'onde (155 canaux en bande C + L) on atteint des débits de 15.5 Tbit/s sur des distance trans-océaniques [Salsi 2009]. L'utilisation de formats plus complexes permet d'obtenir des débits plus importants. Cependant, ces formats sont moins robustes (et plus sensibles aux effets non linéaires) dans le cas de transmissions sur de longues distances (cf. figure 1.38) [Salsi 2012b].

1.5 Multiplexage spatial

1.5.1 Principe

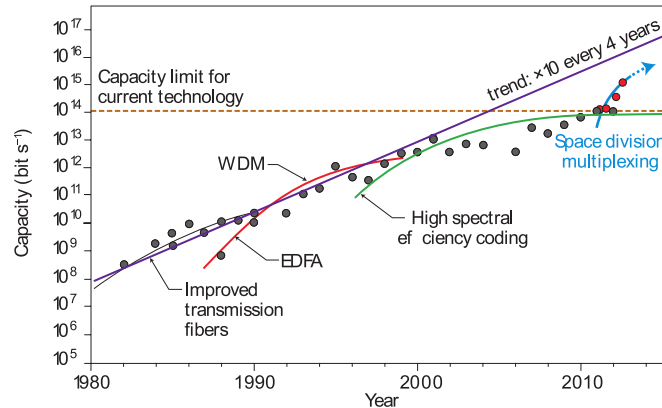


FIGURE 1.39 – Evolution du débit dans les fibres optiques au cours des 30 dernières années. [Richardson 2013]

Le débit maximum de données dans les fibres monomodes atteint à ce jour, est obtenu en utilisant de multiples dimensions physiques : temps, spectre, polarisation, amplitude et phase. Cependant, la technologie basée sur les fibres optiques monomodes atteint progressivement ses limites [Mittra 2001]. En théorie du signal, la limite fondamentale en terme de débit est donnée par le critère suivant, établi par Shanon [Shannon 2001] :

$$C = B \times \log_2(\text{SNR} + 1)$$

où C est la capacité maximale en bit/s, B la bande spectrale utilisable en Hz, $\log_2(\text{SNR} + 1)$ l'efficacité spectrale bien souvent exprimé en "fausse unité" bit/s/Hz et SNR étant le rapport signal à bruit (en échelle linéaire). En considérant un SNR de 20 dB, on obtient une efficacité spectrale maximale de 6.7 bit/s/Hz. Pour un multiplexage sur la bande C et la bande L, (largeur spectrale de 35 nm sur la bande C et 35 nm sur la bande L), on montre qu'il est techniquement impossible de dépasser les 67 Tbits/s dans une fibre optique monomode, multiplexée en bande C et L. Notons qu'à l'heure actuelle, il est possible d'atteindre des débit de l'ordre de 15.5 Tbit/s avec une telle architecture de ligne [Koebele 2012].

Face à la croissance exponentielle du quantité de données qui est véhiculée, il convient d'augmenter le débit des les lignes de transmission :

- en utilisant les fibres optiques déjà déployées, mais non utilisées,
- en déployant de nouvelles fibres (ce qui coute chère)
- en modifiant le support actuellement utilisé (le type de fibre), via l'utilisation de nouvelles dimensions, pour augmenter de façon significative le débit [Sillard 2011a, Richardson 2013].

Les dimensions spatiales n'ont pour l'instant pas encore été exploitées. Depuis

1.5. Multiplexage spatial

51

quelques années, d'intenses recherches ont été menées pour démontrer la possibilité de réaliser un multiplexage spatial (SDM pour Spatial Division Multiplexing), qui consiste à remplacer la fibre monomode par un nouveau type de fibre optique, permettant un multiplexage spatial (cf. figure 1.39).

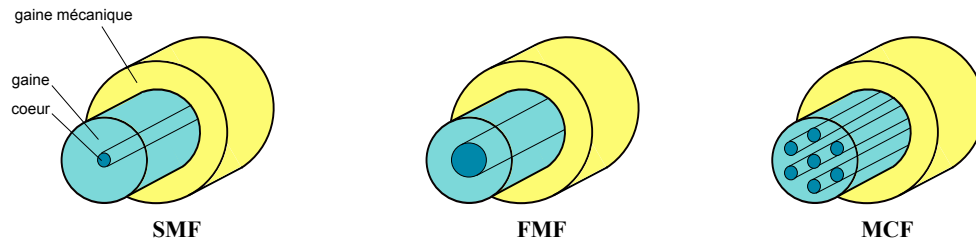


FIGURE 1.40 – a) Fibre monomode. b) Fibre faiblement multimode. c) Fibre multicœur.

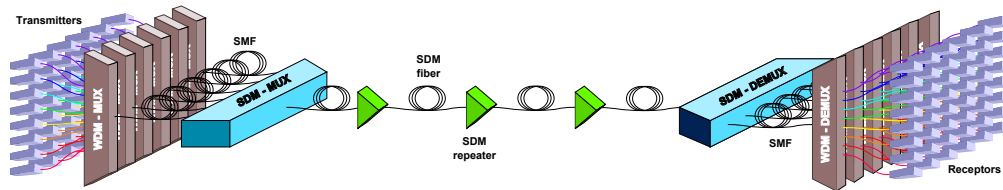


FIGURE 1.41 – Structure possible d'une ligne SDM

Pour ce faire, plusieurs possibilités sont envisagées : les fibres multicœurs (MCF) et les fibres faiblement multimodes (FMF) (cf. figures 1.40 et 1.41). Ces deux idées datent respectivement de 1979 [Iano 1979] et 1982 [Berdague 1982]. Cependant, ces techniques n'ont pu voir le jour qu'à fin des années 2000, grâce à de nombreuses avancées technologiques élaborées à cette époque (détection cohérente, oscilloscopes rapides, traitement rapide des données etc...). Notons que la combinaison de ces deux technologies a d'ores et déjà été démontrée, avec la transmission de données dans des fibres multicœur, dont chaque cœur est multimode [Mizuno 2014, van Uden 2014a].

Ces types de multiplexage en cours de développement sont la source de nombreux défis : conception et réalisation de fibres de ligne adaptées, connexion entre fibres, MUX - DEMUX spatiaux, répéteurs en milieu de ligne etc.... Notons enfin que l'application concrète d'un multiplexage spatial ne verra le jour qu'à la condition que les coûts d'installation et de transmission par bit soient plus faibles que l'installation de plusieurs lignes monomodes mises en parallèles, offrant la même capacité [Morea 2011, Krummrich 2011, Korotky 2012, Tucker 2011, Winzer 2011b].

1.5.2 Fibres Multicoeurs

Dans le cas des fibres multicoeurs, les différents coeurs sont monomodes et considérés comme autant de chemins optiques possibles [Chandrasekhar 2012, Lee 2012]. La première problématique qui se pose sur ce type de fibre est le couplage entre coeurs, i.e. la capacité de la lumière à passer d'un coeur à un autre. Ce couplage peut-être limité en éloignant le plus possible les coeurs et/ou en ajoutant une tranchée d'indice autour de chaque coeur. Cependant, le diamètre d'une fibre optique ne peut excéder quelques centaines de micromètres (environ $200\text{ }\mu\text{m}$ maximum), sous peine de réduire fortement la flexibilité mécanique du guide d'onde, ce qui le rend cassant lors d'une courbure forte. Le nombre de coeurs que l'on peut mettre dans une seule et même fibre reste donc restreint. La plupart des MCF qui ont été reportées dans le cadre du SDM ont 7, 12 ou encore 19 coeurs, offrant ainsi la possibilité de multiplier le débit par 7, 12 ou 19, puisque chaque coeur est susceptible de supporter le débit d'une SMF [Hayashi 2011]. Il est techniquement possible de réaliser des fibres multicoeur possédant plusieurs dizaines de coeur, mais ce types de fibres présentent certaines limites à leur utilisation : nécessité de réaliser des « tranchées d'indice » pour limiter le couplage entre coeur et plus il y a de coeur, plus il devient difficile de connecter deux fibres entre elles.

En effet, la connexion entre deux MCF est relativement complexe [Tottori 2012]. L'alignement soigné de deux coeurs de fibres nécessite un niveau de précision élevé, mais dans une MCF, la globalité de la matrice de coeurs peut-être décentrée et la position relative de chaque coeur peut elle aussi être désaxée. Ainsi, il n'est pas possible d'aligner tous les coeurs à la fois. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre les pertes générées sur chaque chemin spatial lors de l'aboutage non-aligné des coeurs. La fabrication de telles fibres demande une précision accrue au niveau de la position des coeurs afin de remédier à ce problème.

Pour les composants de MUX et DEMUX, des solutions entièrement fibrées ont déjà été proposées. Ces composants (nommés "fan-in" et "fan-out") sont des adaptateurs permettant de passer de plusieurs SMF vers une fibre MCF (cf. figure 1.42). La limite de ces composants reste la connexion MCF-MCF, puisque la disposition des coeurs sur l'extrémité MCF des fan-in/fan-out est difficilement identique à celle des MCF de ligne.

En ce qui concerne les répéteurs, plusieurs fibres multi-coeurs dopées erbium (MC-EDF) ont déjà été rapportées [Abedin 2011, Abedin 2012, Sakaguchi 2014, Takahashi 2012]. La performance de chaque coeur est semblable aux performances d'un EDFA monomode. Le principal défi consiste en l'injection efficace de la pompe dans cette fibre. De nombreux schémas de pompage sont possibles : un faisceau pour chaque coeur (n lasers pour n coeurs) ou un laser très puissant, partagé par l'ensemble des coeurs. Dans le premier cas, il est nécessaire de démultiplexer spatialement l'information afin d'injecter le faisceau de pompe dans chaque coeur à l'aide d'un multiplexeur pompe-signal type SMF, pour ensuite les re-multiplexer afin de les injecter dans la MC-EDF. Comme cette technique nécessite un demultiplexage suivi d'un multiplexage pour chaque répéteur, la rentabilité est faible comparée à

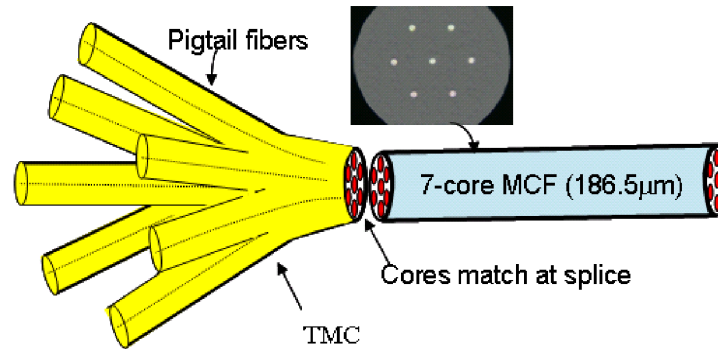


FIGURE 1.42 – Composant "tout fibré" pour le multiplexage spatial dans les MCF [Zhu 2011].

plusieurs EDFAs monomodes distincts. Dans le second cas, il faut injecter le faisceau de pompe dans la gaine. Ce type de pompage est peu efficace : les mécanismes d'inversion de population sont liés à l'intensité du faisceau de pompe. Or, dans le cas où la pompe est guidée dans la gaine, la surface transverse de confinement est très grande : à puissance équivalente, l'intensité est très faible. Il est donc nécessaire de travailler à très forte puissance de pompage pour obtenir l'intensité requise pour assurer l'inversion de population, ce qui réduit le coefficient de gain (G/P_p).

Des débits dépassant les limites fondamentales d'une fibre monomode ont déjà été démontrés dans une fibre multi-cœur : 1.01 Pbit/s dans une même fibre optique [Takara 2012].

1.5.3 Fibres légèrement multimodes

Dans le cadre d'une transmission multiplexée modalement, chaque mode de la fibre FMF va pouvoir supporter la capacité d'une SMF (cf. figure 1.43). Il est donc théoriquement possible de multiplier le débit unitaire par le nombre de modes guidés par la fibre. Jusqu'à maintenant la plupart des résultats concernent un multiplexage sur trois modes (LP_{01} , LP_{11a} et LP_{11b}) [Al Amin 2011, Bai 2012, Sleiffer 2012, Sleiffer 2014, Randel 2011, Randel 2012, Ip 2013, Ryf 2012a], mais la possibilité d'un multiplexage sur plusieurs modes (jusqu'à 6, en incluant les modes LP_{02} , LP_{21a} et LP_{21b}) a d'ores et déjà été démontrée [Koebele 2011c, Koebele 2011b, Ryf 2012b, Ryf 2013, Ryf 2014]. Notons que d'autres bases de modes sont utilisables comme les supermodes d'une fibres multicœur à fort couplage entre cœurs [Ryf 2011a, Xia 2011, Zhou 2014], ou encore les modes à moment orbital angulaire (OAM pour « *Orbital Angular Momentum* » en anglais) [Mirhosseini 2013, Bozinovic 2012].

La réalisation concrète du multiplexage en polarisation grâce à la technologie MIMO rend possible le multiplexage sur plusieurs modes de propagation. En effet, lorsqu'un mode transverse se propage, une certaine quantité de son énergie va se

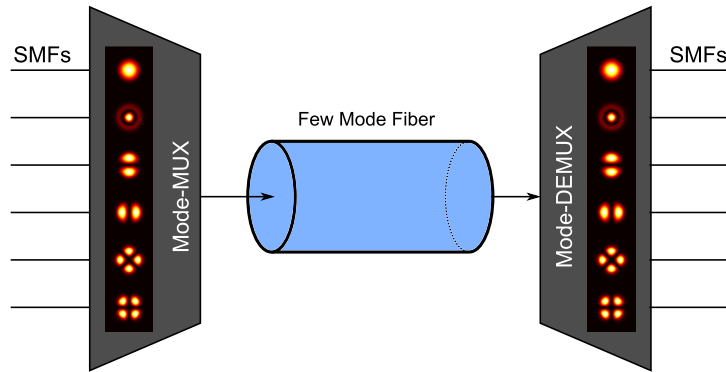


FIGURE 1.43 – Principe du multiplexage modal (MDM).

coupler sur les autres modes transverses de la fibre. Ce couplage peut-être dû aux imperfections longitudinales de la fibre FMF, aux imperfections de connexion entre deux fibres FMF et aux dégradations introduites par les limites de performance des MUX-DEMUX modaux. Ainsi, la composition modale en sortie de ligne de chaque mode est une combinaison linéaire de la composition modale en entrée de ligne. Le problème est donc analogue à celui du multiplexage en polarisation. L'utilisation de MIMO permet d'inverser le mécanisme de couplage et de ré-orthogonaliser les canaux spatiaux [Winzer 2011a, van Uden 2014b]. Considérons que chaque mode transverse supporte un signal multiplexé en polarisation, qui nécessite un MIMO 2×2 . Si n modes sont guidés dans la fibre, il faut un MIMO $2n \times 2n$ (il y a couplage entre polarisations et modes spatiaux de façon simultanée et il est donc nécessaire de démultiplexer tous ces canaux en même temps). Il est alors intéressant de comparer le niveau de complexité MIMO requis entre n SMF et une fibre FMF supportant n modes, pour une même performance en débit. D'un côté n MIMO 2×2 , ce qui correspond à $4n$ filtres FIR et de l'autre côté un MIMO unique de dimensions $2n \times 2n$, ce qui correspond à $4n^2$ filtres FIR. Le niveau de complexité relatif à la réception augmente donc de façon linéaire avec le nombre de modes ($4n^2/4n = n$). A cela s'ajoute la montée en complexité de chaque filtre FIR [Inan 2012]. En effet, comme nous l'avons vu plus tôt (cf partie 1.4.2), la longueur de chaque filtre FIR dépend du délai temporel entre les canaux. Or, la différence de temps de propagation entre deux modes spatiaux est beaucoup plus grande que la différence de temps de propagation entre deux états de polarisation d'un même mode : d'une part par des valeurs de délais nettement différents (dans une fibre saut d'indice supportant 6 modes, le DMGD peut facilement dépasser les 10 ns/km, contre 0.1 ps/km^{1/2} pour la PDM d'une SMF 28) et, d'autre part, par des délais entre état de polarisation proportionnels à la racine carrée de la distance parcourue, alors que le délai entre modes croît linéairement en fonction de la distance (à moins que le couplage entre modes ne soit très fort). De tels délais entre modes impliqueraient un nombre de "taps" par filtre FIR qui serait impraticable. Il existe alors deux alternatives :

- les transmissions non-couplées, qui consistent à réduire au minimum le cou-

plage entre les modes de familles différentes, de telle sorte à pouvoir s'affranchir du traitement MIMO entre modes nettement distincts. Autrement dit, les modes dégénérés d'une même famille (par exemple les modes LP_{11ax} , LP_{11ay} , LP_{11bx} et LP_{11by}) bénéficient d'un traitement MIMO complet et les familles de modes (par exemple les familles LP_{11} et LP_{21}) ne bénéficient pas d'un traitement commun puisque leur interaction a été réduite au strict minimum. La limitation principale de ce type de transmission provient alors du couplage entre modes de familles différentes qui sont difficiles à minimiser (couplages lors de la propagation, couplages lors de la connexion entre deux fibres et efficacité du MUX - DEMUX modal).

- et les transmissions couplées fortement nécessitant une réception "full-MIMO". Dans ce cas, il est nécessaire de réduire au minimum le DMGD. Un MIMO plus complexe est alors nécessaire, mais celui-ci bénéficie d'un nombre réduit de "taps" pour chaque filtre FIR. Via des profils d'indice spécifiques (type gradient d'indice), ou la concaténation de fibres dont les DMGD respectifs se compensent, il est possible d'obtenir un DMGD minimisé. L'obtention de DMGD très faible dans des fibres supportant deux types de modes (LP_{01} et LP_{11}) a été rapportée, avec des valeurs de l'ordre de 50 ps/km [Bai 2012, Li 2013]. Cependant, il semble difficile d'obtenir des valeurs aussi faibles pour plus de deux familles de modes, dans une seule et même fibre optique. La compensation de DMGD via la concaténation de fibres ayant des DMGD opposés semble alors être la seule alternative. En effet, comme on peut le voir sur la figure 1.44, on constate bien que les modes LP_{01} et LP_{11} (en rouge et bleue respectivement sur la figure) arrivent en bout de ligne avec un faible décalage temporel. Néanmoins, la connections entre les deux fibres (au bout de 30 km sur la figure) génère du couplage ponctuel entre les modes : une partie de l'énergie du mode LP_{01} est transférée dans le mode LP_{11} , et inversement. Cela se répercute sur les réponses impulsionnelles de la ligne : on constate alors (en orange et vert sur la figure) que ce couplage génère des artéfacts de part et d'autre du pic principal (à ± 40 Symboles).

Dans les deux cas de figures, il convient d'adapter les paramètres opto-géométriques de la fibre de ligne au type de transmission considéré [Sillard 2011b, Gruner-Nielsen 2012, Ho 2011, Ho 2012, Lobato 2012, Mori 2014, Kubota 2011]. L'influence des effets non-linéaires sur ce type de transmissions a été étudiée dans les références suivantes : [Essiambre 2013, Koebele 2011a, Mumtaz 2013, Rademacher 2012]

Notons également qu'en ce qui concerne le routage des signaux, de nombreuses problématiques se posent quant à la géométrie des multiplexeurs optiques d'insertion-extraction reconfigurables (ROADM pour « *Reconfigurable Optical Add & Drop Multiplexer* » en anglais) adaptés pour le MDM. En effet, dans le cadre des transmissions MDM fortement couplées, il est nécessaire de détecter l'ensemble des modes à une longueur d'onde donnée en sortie de ligne afin de reconstruire l'information à l'aide du traitement MIMO. Cette contrainte réduit fortement les possibilités en termes de routage au voisinage d'une bifurcation. Il semble donc que, sous ces

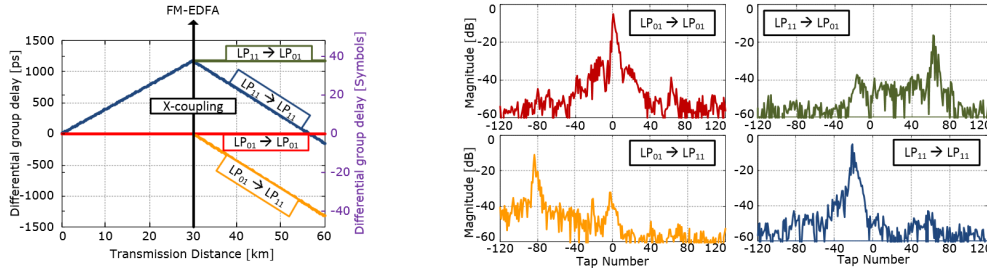


FIGURE 1.44 – Réponse impulsionnelle et impact du couplage entre modes au niveau d'un couplage ponctuel dans le cadre de la compensation de DMGD par concaténation de fibres [Sleiffer 2014]

conditions, les ROADM ne puisse utiliser que la dimension spectrale pour rediriger les canaux [Chen 2012, Richardson 2013, Cvijetic 2012].

Néanmoins, grâce à cette technologie de MDM, il est d'ores et déjà possible d'atteindre des débits de 57,7 Tbit/s [Sleiffer 2012].

1.5.4 Multiplexeurs et démultiplexeurs adaptés au MDM

En ce qui concerne les MUX et DEMUX modaux, des nombreuses technologies ont été proposées. Parmi elles :

les lames de phase : (« *Phase plates* », en anglais) En réalisant un montage en espace libre, il est théoriquement possible de convertir un faisceau gaussien en un mode d'ordre supérieur [Koebel 2011b, Igarashi 2014]. Pour se faire, on collimate le faisceau émergent d'une fibre monomode à l'aide d'une micro-lentille puis ce faisceau est réinjecté dans la FMF à l'aide d'une seconde micro-lentille. Entre les deux lentilles, on insère alors une lame de phase qui va induire une modulation spatiale de la phase de l'onde (cf. figure 1.45). En modulant correctement le front d'onde, il est alors possible d'exciter un mode donné de la FMF. Notons que des précautions particulières doivent étre prises sur le positionnement des différents éléments optiques. Nous discuterons de cette technique de façon plus détaillée dans la section 3.2.5 de ce document, puisque c'est cette technique qui a été utilisée dans le cadre de cette thèse.

L'avantage majeur de cette technique réside dans la simplicité de sa mise en place, son faible coût, et la possibilité de faire des lames de phase de différents types. De plus, il est possible de faire des lames dont les caractéristiques et les performances sont relativement constantes sur une large gamme spectral, ce qui est indispensable dans le cadre des transmissions WDM. Cependant, l'inconvénient majeur réside dans les lourdes pertes qui sont induites par cette technique, d'une part, par les défauts de fabrication de ces lames ou un défaut de disposition des optique et, d'autre part, lorsqu'il est question de combiner différents faisceaux provenant de différentes fibres SMF dans une même FMF. Bien souvent, il est nécessaire de combiner les faisceaux à l'aide de lames ou

1.5. Multiplexage spatial

57

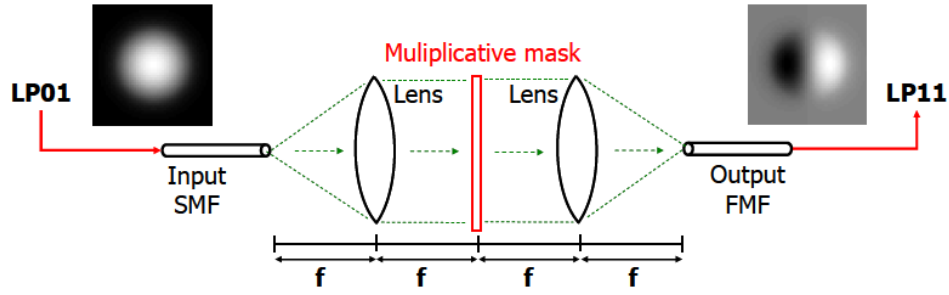


FIGURE 1.45 – Schéma d'un montage utilisant un convertisseur de mode à lame de phase [Koebele 2011c]

de cubes séparateurs (« *beam splitters* », en anglais), ce qui induit 50% de pertes de puissance sur chaque séparateur. Ainsi, lors de la combinaison de 6 voies dans une fibre supportant 6 modes, chacune des voies va subir des pertes comprises entre 6 et 9 dB (nécessité de deux à trois cubes séparateurs pour chaque voie).

les réseaux à long pas : ou LPG (pour « *long-period grating* » en anglais) ces convertisseurs de modes tout fibrés permettent un transfert efficace de la puissance d'un mode donné vers un autre mode [Bae 2004, Blake 1986]. Ce couplage est assuré par une déformation périodique du guide dans l'axe de propagation de la lumière (micro courbure, pression contre une grille, etc...). Notons Λ la période de cette déformation. Le couplage entre le mode i et le mode j est efficace lorsque :

$$\Lambda \Delta n_{\text{eff}} = \lambda \quad (1.35)$$

avec $\Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff},i} - n_{\text{eff},j}|$, et λ la longueur d'onde. Comme on peut le voir

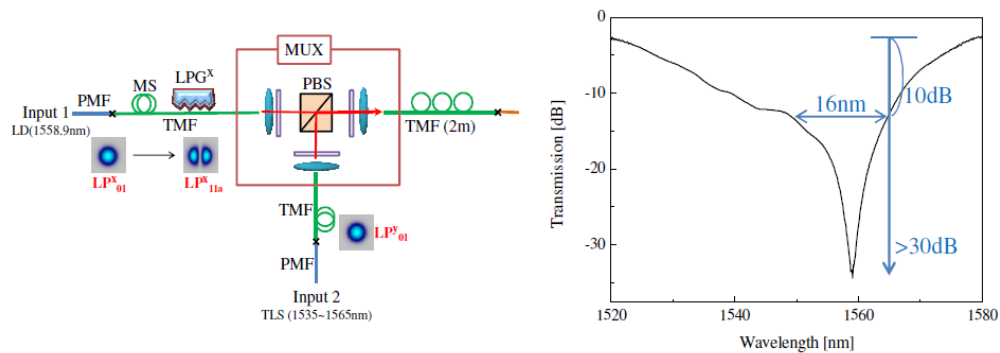


FIGURE 1.46 – Schéma d'un montage utilisant un convertisseur de mode à base de LPG [Jung 2011]. TMF : « *Two Mode Fiber* », PBS : « *Polarisation Beam Splitters* », MS : « *Mode stripper* », PMF : « *Polarisation Maintaining Fiber* ».

sur la figure 1.46, l'intérêt majeur de ce type de convertisseur de modes est

le très bon taux de conversion (taux d'extinction du mode fondamental de 30 dB sur la figure). Cependant, de telles performances ne sont accessibles qu'à une longueur d'onde, puisque l'équation 1.35 n'est vérifiée qu'à une longueur d'onde. On peut voir, par exemple sur la figure 1.46, que les performances de l'efficacité de la conversion diminuent très fortement lorsqu'on s'éloigne de la longueur d'onde optimum, et que la bande spectrale correspondant à un taux de conversion de 10 dB (i.e. 90% de la puissance) est de 16 nm. Cette aspect limitant au niveau spectral est incompatible avec la technologie WDM. De plus, cette technologie ne solutionne pas les problèmes de combinaison de différents faisceaux. En effet, une fois les modes d'ordre supérieurs générés dans la fibre, il est tout de même nécessaire de passer en espace libre pour combiner les différents modes afin de les injecter finalement dans la FMF de ligne. Comme nous l'avons déjà vu pour dans le cadre des lames de phases, ce type de combinaison induit de fortes pertes de puissance.

système intégrés photoniques : ou PID (pour « *Photonic Integrated Devices* » en anglais). Ces composants sont constitués de guides d'onde inscrits sur un support au bout desquels on dispose des réseaux à deux dimensions (cf. figure 1.47). En modifiant le trajet optique des différents guides d'onde (longueur des chemins, et modulateurs de phase), il est possible d'exciter certains modes particuliers des réseaux à deux dimensions. Ces modes vont alors pouvoir exciter de façon sélective certains modes de la FMF (cf. figure 1.47).

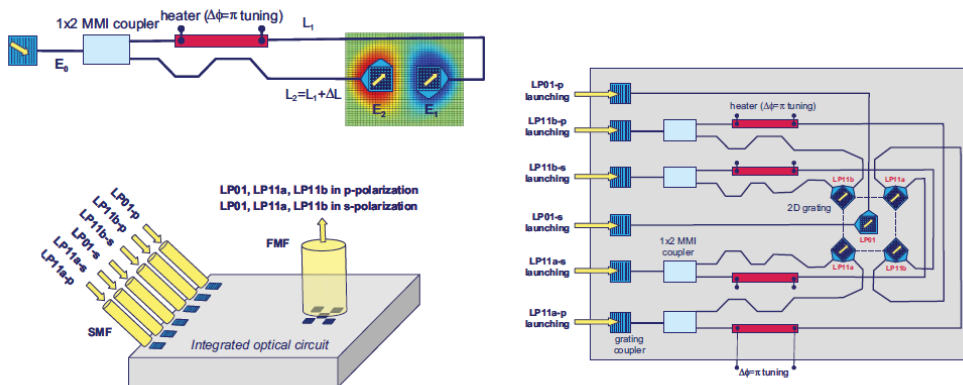


FIGURE 1.47 – Schéma d'un MUX modal utilisant un PID [Koonen 2012]

Grâce à ce type de multiplexeurs, il est possible de générer plusieurs modes de façon simultanée dans la FMF : la combinaison des différents modes ayant lieu au même moment que leur excitation. Cependant, les pertes générées par ce type de MUX sont grandes : entre 20 et 30 dB. Notons que ces pertes peuvent néanmoins être relativement constantes sur une bande spectrale de largeur comparable à celle de la bande C [Koonen 2012].

Modulateur spatial de lumière : ou SLM (pour « *Spatial Light Modulator* » en

anglais). Ces modulateurs, réalisés à l'aide d'écrans à cristaux liquides (le plus souvent), permettent de modifier la phase et l'amplitude d'une onde optique (cf. figure 1.48). Le principe de fonctionnement est alors similaire à une lame de phase, à la différence près que, bien souvent, ces SLM travaillent en réflexion plutôt qu'en transmission. L'intérêt principal de ces modulateurs est leur reconfigurabilité. En effet, l'écran étant composé de nombreux pixels dont on peut changer les paramètres grâce à un pilote électronique connecté à un PC (cf. photographie de la figure 1.48). Il est alors possible de réaliser différents masques de phases, dont les profils seront versatiles. Notons qu'il est possible de démultiplexer de façon simultanée plusieurs canaux modaux à l'aide d'un même SLM [Koebele 2011c, Carpenter 2012a, Carpenter 2012b, Carpenter 2012c, Carpenter 2014]. Les SLM sont souvent sensibles à l'orientation de la polarisation. C'est pour cela qu'il est nécessaire de moduler les 2 états de polarisations séparément, comme on peut le voir sur le schéma de la figure 1.48. Les pertes de puissance associées à cette technologie dépendent de la complexité du masque de phase utilisé, et sont typiquement de l'ordre de 1 à 20 dB.

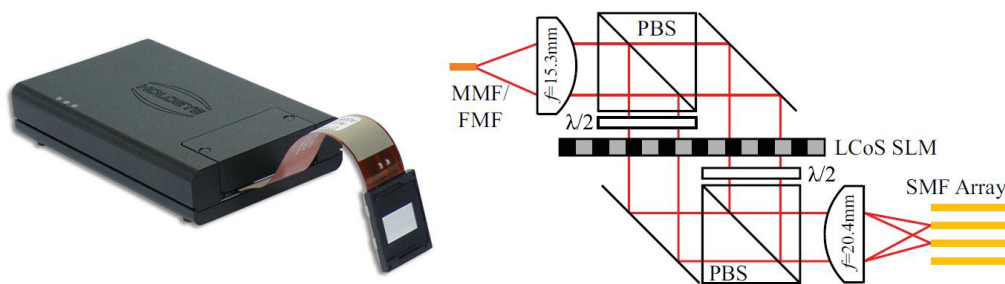


FIGURE 1.48 – Photographie d'un SLM (de la marque HOLOEYE®) Schéma d'un DEMUX modal utilisant un SLM. [Carpenter 2012a]

les « lanternes » photoniques : ou PL (« *photonic lanterns* » en anglais). Ces composants « tout fibrés » semble être la technologie la plus prometteuse à l'heure actuelle pour réaliser un MUX et DEMUX modal. En utilisant une transition adiabatique de modes guidés, depuis un ensemble de N fibres monomodes vers un guide unique supportant N modes, il est possible d'obtenir un multiplexeur dont les caractéristiques sont fiables sur une large plage spectrale, et dont les pertes sont faibles (cf. figure 1.49). La structure de ces composants fibrés est réalisée en accolant plusieurs fibres monomodes et en effilant ce groupe de fibre à haute température. La fusion et l'étirage de la structure va faire en sorte que les gaines optiques des SMF fusionnent et forment en bout de composant le nouveau cœur de fibre FMF (les cœurs de SMF deviennent trop petits pour guider la lumière). Une nouvelle gaine optique est alors mise en place grâce à un tube de silice (de bas indice) placé autour des SMF initiales.

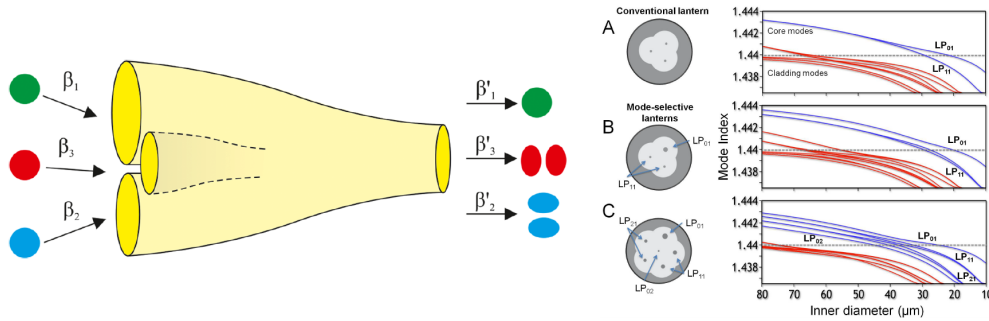


FIGURE 1.49 – Schéma d'une lanterne photonique [Yerolatsitis 2014], et courbe de transition adiabatique dans le cas d'un PL conventionnel, et de deux PL à sélection de mode (respectivement 3 et 6 modes) [Leon-Saval 2014].

Notons qu'il existe deux type de PL [Fontaine 2012] : celles dites « conventionnelles », et celles « à sélection de mode ». Les PL du premier type sont constituées de SMF identiques, alors que celles du second type sont obtenues grâce à l'accollage de fibres différentes. L'intérêt du second type réside dans le fait que (théoriquement) lors de la transition adiabatique, chaque entrée SMF va générer un mode LP unique (pur) au niveau de la sortie FMF. Ce phénomène est dû à la levée de dégénérescence en indice effectifs dès l'entrée dans le composant, ce qui n'est pas le cas dans les PL conventionnelles (cf. figure 1.48). Yerolatsitis a montré qu'il est possible d'obtenir une pureté modale de 10 dB avec ce type de composants, et pour des pertes d'insertions fortement réduites (0.3 à 0.7 dB).

Lors de l'utilisation de PL conventionnelles, chaque SMF d'entrée va exciter une combinaison linéaire des modes de la FMF. Ces différentes combinaisons linéaires correspondant à chaque entrée sont néanmoins orthogonales entre elles. Ainsi, ce type de PL conventionnelles peut être utilisés lors de transmissions bénéficiant d'un traitement « full-MIMO ».

1.5.5 Répéteurs adaptés au MDM

En ce qui concerne l'amplification en ligne des différents signaux d'une transmission MDM et WDM (modes et longueurs d'ondes), elle peut-être assurée par différents types d'amplificateurs : paramétriques [Zhao 2013], Raman [Ryf 2011b] ou encore à fibre dopée erbium légèrement multimode (FM-EDFA). Il semble cependant, que seul le dernier type d'amplificateur soit compatible avec les exigences des transmissions telecoms (fiabilité, coût, etc...). C'est ce type d'amplificateur qui sera l'objet de la majeure partie du travail de cette thèse. La problématique de ces FM-EDFA (et qui, par ailleurs, sera également la problématique majeure de cette thèse) réside dans le fait que les modes de la fibre se propagent dans le même cœur et doivent partager le même gain. S'installe alors une compétition entre les modes

et bien souvent un des modes est nettement plus amplifié que les autres. Comme nous l'avons vu plus haut (cf. partie 2.1.10), il est nécessaire et indispensable de fournir le même gain aux différents canaux de multiplexage (sous peine de perdre les canaux les moins amplifiés). Il en est de même pour les différents modes d'une transmission MDM. Plusieurs techniques ont été proposées pour contrôler le gain modal dans les FM-EDFA :

- Utiliser les différents modes de pompe, afin d'ajuster la répartition transverse de l'inversion de population.
- Ajuster la répartition transverse de l' Er^{3+} au cours de la fabrication de la FM-EDF pour mieux répartir le gain entre les modes.

Nous proposons, ici, un bref historique des travaux qui ont été reportés sur ce sujet. Tout d'abord, il est essentiel de citer certains travaux antérieurs aux problématiques du MDM :

1990 : Desurvire étudie pour la première fois l'impact d'un faisceau de pompe multimode (composé d'un mélange de LP_{01} et LP_{11} à 980 nm) dans une fibre dopée erbium monomode dans la bande C. Il montre alors que l'utilisation du LP_{11} à la longueur d'onde de pompe réduit l'intégrale de recouvrement entre le mode signal (LP_{01}) et l'erbium excité, ayant pour conséquence de diminuer l'efficacité de l'amplificateur [Desurvire 1990].

1991 : Nykolak reporte pour la première fois des résultats expérimentaux sur le gain d'un amplificateur multimode. Les différents modes spatiaux sont alors considérés comme un unique chemin optique et le gain reste cependant faible (16 dB) [Nykolak 1991].

2000 : Spellmeyer propose un EDFA multimode à double étage afin d'en réduire le niveau de bruit (le bruit généré par l'amplificateur augmente avec le nombre de modes guidés). Il rapporte des gains entre 20 et 40 dB [Spellmeyer 2000].

2007 : Gong propose une analyse de la compétition modal du gain dans les lasers et amplificateurs à fibres dopées ytterbium (pompés double gaine). Il montre dans cet article qu'il est possible d'augmenter le gain sur un mode particulier et de réduire le gain des autres modes en optimisant le profil de dopant dans le cœur de la fibre [Gong 2007, Gong 2008].

Ces premiers travaux montrent que les problématiques liées aux FM-EDFA existent depuis près de 25 ans (même si les objectifs, les contraintes et le contexte n'étaient pas les mêmes que maintenant) : compétition modal du gain, influence du schéma de pompage de l'amplificateur, optimisation du profil de dopant, etc...

Les premiers articles concernant l'égalisation du gain sur les différents modes d'un FM-EDFA datent de 2011. Ces articles proposaient alors l'utilisation des différents modes de la fibre à la longueur d'onde de pompe pour exciter l'erbium de telle sorte à distribuer le gain de façon plus équitable entre les modes à la longueur d'onde du signal :

2011 : Le premier article est une étude numérique proposée par Bai [Bai 2011]. En considérant l'utilisation de lames de phases, et en répartissant de façon

adéquate la puissance de pompe sur les modes LP_{01} et LP_{21} à la longueur d'onde de pompe, il montre qu'il est possible d'égaliser le gain sur trois modes signaux (LP_{01} et LP_{11}) dans une fibre dopée erbium de façon homogène.

Quelques mois plus tard, Jung réalise la première démonstration expérimentale de ce type d'amplificateur. En utilisant le schéma d'amplificateur proposé par Bai, il remplace les lames de phases de pompe par une injection décentrée, et obtient plus de 20 dB de gain sur les trois modes signaux et une différence de gain de l'ordre de 1 dB [Jung 2011, Jung 2013c].

Bai et Ip, démontrent peu de temps après la transmission de données MDM avec un FM-EDFA en fin de ligne (88 longueurs d'ondes $\times$ 3 modes $\times$ 112 Gb/s). L'égalisation des gains est obtenue en injectant le faisceau de pompe sur les mode LP_{21} à l'aide de lames de phases. La différence de gain est de l'ordre de 1 dB, mais la valeur de gain moyen reste faible (entre 5 et 10 dB de gain) [Ip 2011, Bai 2012].

2012 : Ip propose une étude numérique où il démontre la possibilité d'égaliser le gain de 6 modes (LP_{01} , LP_{02} , LP_{11a} , LP_{11b} , LP_{21a} et LP_{21b}) à la longueur d'onde signal dans une fibre dopée erbium de façon homogène [Ip 2012]. Pour cela, il utilise une composition modale de pompe relativement complexe : combinaison de modes LP_{01} , LP_{02} , LP_{21} et LP_{51} , et dans des proportions de puissance particulières. Notons cependant, que ce type de profil de pompe est relativement complexe à obtenir et nécessite des montages optiques induisant de fortes pertes de puissance (utilisant des lames de phase et des combineurs de faisceaux).

2014 : Lim propose l'utilisation d'une structure double gaine pour pomper la fibre dopée erbium [Lim 2014]. Ce type de structure de fibre permet d'obtenir un profil d'intensité de pompe qui est « plat », induisant une inversion de population homogène à travers le cœur, et favorisant l'égalisation des gains. Notons que certains travaux ont montré la possibilité de combiner la technologie MDM et MCF (plusieurs cœurs, chaque cœur multimode). La fibre dopée erbium qui permettrait de faire un amplificateur adapté à ce type de transmission doit également être multicœur et chaque cœur multimode. Dans ce cas, le schéma de pompage par double gaine semble être le moyen le plus efficace de pomper l'amplificateur.

Comme nous venons de le voir, de nombreux schémas de pompage ont été proposés. Cependant, l'utilisation de lames de phase semble impliquer de fortes pertes de puissance lors de l'injection et l'alternative qui consiste à utiliser une injection décentrée ne permet pas toujours d'obtenir la composition modale adéquate et peut éventuellement poser des problèmes de répétabilité des résultats (il est difficile d'obtenir de façon répétable un certain décentrement de l'injection). Il semble donc intéressant d'envisager une autre possibilité : optimiser le profil de dopant erbium dans le cœur. Ci-dessous, un historique des différents travaux proposant cette alternative pour égaliser le gain :

2012 : La première réalisation de fibre présentant un profil de dopant optimisé

pour l'égalisation des gains a été reporté par notre groupe de recherche [Le Cocq 2012a, Le Cocq 2012b, Salsi 2012c]. En s'appuyant sur une optimisation numérique, nous avons pu démontrer qu'il est possible d'égaliser le gain sur quatre modes (modes LP_{11} et LP_{21}) d'une fibre à l'aide d'un profil de dopant en forme d'anneau (cf. chapitre 4). Une telle fibre a été réalisée et en utilisant un profil de pompe simple (injection centrée, excitant les modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03}) nous avons pu démontrer l'obtention de 21 dB en moyenne et 0.1 dB de différence de gain sur les quatre modes.

Simultanément, nos partenaires d'Alcatel-Lucent réalisaient une démonstration expérimentale de concaténation de fibres, permettant l'amplification efficace de six modes [Salsi 2012a, Salsi 2013]. En aboutant la fibre dopée erbium en anneau, à une fibre dopée de façon homogène, ils démontrèrent la possibilité d'amplifier l'ensemble des modes guidés. Un gain de 21 dB en moyenne à travers la bande C et sur six modes transverses a été démontré avec une différence de gain modal inférieure à 4 dB (cf. figure 1.50) [Salsi 2012a].

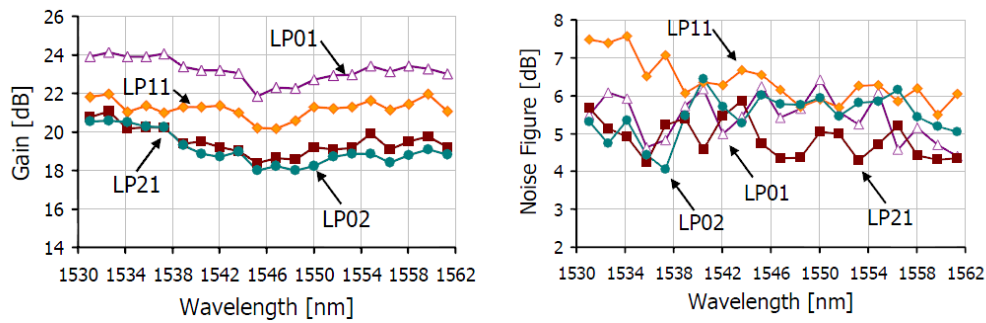


FIGURE 1.50 – Figure de gain et de bruit de la concaténation de la fibre anneau et d'une fibre dopée homogène [Salsi 2012a].

Kang proposa également, la même année, une étude numérique pour montrer la possibilité d'égaliser le gain sur trois modes à l'aide d'un anneau d'erbium, tout en utilisant le profil de pompe le plus simple qui soit : excitation exclusive du mode LP_{01} [Kang 2012].

2013 : Dans le but d'étendre l'égalisation des gains à l'ensemble de la bande C et sur six modes, notre équipe a proposé une amélioration du profil de dopant en anneau, via l'ajout d'un plot d'erbium au centre de la fibre, toujours en utilisant une simple injection centrée [Le Cocq 2013b, Le Cocq 2013a]. Malheureusement, il semble difficile de réaliser une fibre possédant un tel profil de dopant par les voies de fabrication standards (cf. chapitre 4). Face à ces difficultés d'ordre techniques, nous avons alors proposé une alternative de fabrication de la fibre, qui sera exposée dans le chapitre 5. La même année, Jin proposa une étude théorique utilisant également ce type de profil de dopant doté de plusieurs anneaux d'erbium, afin d'égaliser le gain des modes LP_{01} et LP_{21} [Jin 2013].

L'optimisation du profil de dopant semble être un aspect indispensable pour l'élaboration de FM-EDFA. De nombreux travaux ont même utilisé les deux approches possibles pour élaborer un amplificateur performant (optimisation du profil de dopant et du schéma de pompage). Ci-dessous, quelques exemples de ces travaux :

2012 : Ip propose une étude numérique qui démontre la possibilité d'égaliser le gain sur 10 modes à la longueur d'onde signal en utilisant un profil de dopant constitué de 9 anneaux (optimisés en épaisseur et en niveau de concentration erbium), et une composition modale de pompe relativement complexe (LP_{01} , LP_{02} , LP_{11} , LP_{12} , LP_{31} et LP_{61}) [Ip 2012].

2013 : Kang propose un profil de dopant similaire à celui que nous avons proposé la même année (anneau d'erbium et ajout d'un plot au centre du cœur) pour l'égalisation du gain sur 6 modes. Cependant, elle considère une combinaison de modes LP_{01} et LP_{41} à la longueur d'onde de pompe [Kang 2013].

Peu de temps après, Jung et Kang rapportent la fabrication d'une fibre dont le profil de dopant présente une forme d'anneau, supportant trois modes à la longueur d'onde signal. En utilisant cette fibre et une injection décentrée du faisceau de pompe, ils parviennent à obtenir un gain de plus de 20 dB et une différence de gain de l'ordre de 2 dB sur l'ensemble de la bande C [Jung 2013b].

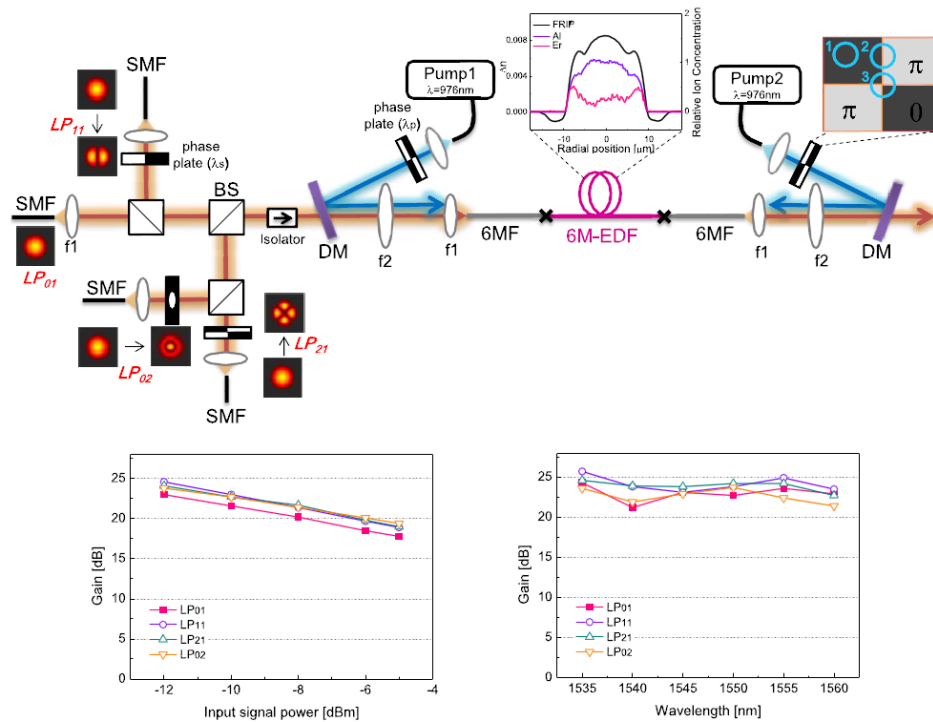


FIGURE 1.51 – Montage expérimental utilisé par Jung, ainsi que la figure de gain de l'amplificateur [Jung 2014].

Un mois plus tard, les même auteurs utilisent la même fibre, mais tirée avec un

plus gros diamètre de cœur, de telle sorte à amplifier six modes à la longueur d'onde signal. Le gain égalisé de cinq des six modes est obtenu grâce à cette fibre dopée en anneau et en utilisant deux faisceaux de pompe injectés sur les modes LP_{21} (l'un co-propagatif au signal, et l'autre contra-propagatif) [Jung 2013a].

2014 Quelques mois plus tard, Jung rapporte l'amélioration du montage de l'amplificateur permettant ainsi la mesure du gain des six modes de la fibre avec le même niveau de performance que précédemment (plus de 20 dB de gain, et moins de 2 dB de différence de gain modal sur l'ensemble de la bande C, cf. figure 1.51) [Jung 2014].

Il semble nécessaire d'utiliser à la fois un profil de dopant optimisé, associé à un profil pompe adéquat, afin d'obtenir les meilleures performances possibles. Cependant, il est important de considérer l'efficacité de l'amplificateur en termes de consommation électrique. En effet, dans la plupart des cas, les résultats reportés sont obtenus en utilisant des profils de pompe induisant de fortes pertes à l'injection. Il est donc nécessaire de compenser ces pertes en générant une forte puissance de pompe au niveau de la diode laser, pour finalement n'en coupler qu'une petite partie. Rappelons que ces technologies MDM ne verront le jour qu'à la condition que le coût d'installation et le coût d'entretien (i.e. la consommation énergétique de la ligne) soient inférieurs à plusieurs lignes monomodes dont le débit est équivalent. De plus, augmenter le nombre de modes reste un objectif majeur. En effet, contrairement à la technologie des fibres multicœurs, dont le nombre de cœur est limité (afin de maintenir des dimensions transverses de fibre raisonnables), il semble que la technologie MDM ait potentiellement la capacité d'augmenter radicalement le débit. Une fibre optique peut aisément guider des centaines de modes. Certaines démonstrations ont d'ores et déjà démontré la possibilité de transmettre des informations sur six modes et la transmission sur dix modes transverse sera certainement une réalité dans un avenir prochain. Il est donc également nécessaire de démontrer la possibilité de créer des amplificateurs qui permettront de suivre cette montée en nombre de modes, ce que nous ferons à la fin du chapitre 5.

Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons étudié les fondements historiques, les bases techniques et théoriques des transmissions de données optiques. Depuis l'avènement de l'électricité, les fibres optiques ont permis une avancée considérable en termes de quantité de données transmises sur la surface du globe, ainsi qu'en termes de fiabilité et de durabilité. Nous avons étudié la structure d'une fibre optique, sa capacité à guider la lumière et à transmettre des informations. Les différents procédés de fabrication de ces fibres optiques ont également été présentés. La notion de modes guidés a été analysée et démontrée à partir des équations de Maxwell et plus particulièrement les modes LP d'une fibre optique ont été étudiés. Cette base de modes transverses sera essentielle pour la suite de ce document. Les technologies majeures qui ont été développées depuis près de 40 ans ont été listées et discutées : fibres multimodes puis monomodes, formats simples avec détection directe, traitement numérique du signal "post-transmission" et codes de correction direct, multiplexage en longueur d'onde, modulation complexe (amplitude et phase), multiplexage en polarisation, détection cohérente et enfin multiplexage spatial. Nous avons également introduit la notion de répéteur, avec deux catégories : opto-électroniques et optiques. Plus particulièrement nous avons introduit la notion d'EDFA ; ce type d'amplificateurs optiques sera l'objet principal de la suite de ce document. La théorie et la modélisation de ce type d'amplificateur seront présentées dans le prochain chapitre.

Nous avons également listé les différents inconvénients de la fibre optique : dispersion modale, dispersion chromatique, dispersion en polarisation, effets non linéaires (SMP et XMP). Même si plusieurs décennies d'avancées technologiques ont permis de minimiser l'impact de ces effets, permettant ainsi d'aller toujours plus loin en termes de quantité d'informations transmises, la limite fondamentale en termes de débit dans les fibres optiques n'en reste pas moins une réalité. Dans les années 80, le passage des fibres optiques multimodes aux fibres optiques monomodes a permis une avancée importante des télécommunications. A l'heure actuelle, la technologie de multiplexage spatiale via un nouveau type de fibre (multicœur et/ou multimode) semble très prometteuse, mais de nombreux progrès et de nombreuses démonstrations restent à faire avant la réalisation concrète de réseaux basés sur ces fibres.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons à la modélisation et à la réalisation d'amplificateurs à fibres optiques dopées erbium spécialement adaptées à la transmission de données multiplexées modalement.

CHAPITRE 2

Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

Sommaire

2.1	Amplificateurs optiques à fibres dopées erbium	69
2.1.1	Aspect macroscopique des EDFAs	69
2.1.2	Spectroscopie de l'erbium dans la silice	70
2.1.3	Fonctionnement microscopique des EDFAs	71
2.1.4	Équations d'inversion de population	72
2.1.5	Équations de propagation	74
2.1.6	Intégrales de recouvrement entre photons et dopants	75
2.1.7	Approximation de l'état stationnaire	76
2.1.8	Notion de gain et de figure de bruit	76
2.1.9	Exemple de solution aux équations d'amplification	77
2.1.10	Caractéristiques fondamentales des EDFAs monomodes	77
2.1.11	Optimisation de la longueur de fibre dans le cadre des trans- missions WDM	81
2.2	Modélisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium	83
2.2.1	Méthodes numériques d'intégration des équations	83
2.2.2	Discretisation des dimensions physiques du système d'équations	83
2.2.3	Intégration des équations différentielles et conditions initiales	84
2.2.4	Élaboration d'un code de simulation d'EDFA	86
2.2.5	Analyse de la convergence du code de simulation	89
2.3	Méthode numérique d'optimisation	92
2.3.1	Position du problème	92
2.3.2	Méthode du gradient	92
2.3.3	Amélioration de la vitesse de convergence : méthode du gra- dient modifiée	93
2.3.4	Application de l'algorithme d'optimisation au cas des FM- EDFA : fonction objectif	96
2.4	Caractérisation expérimentale d'EDFA	100
2.4.1	Montage d'un FM-EDFA	100
2.4.2	Mesure de gain et de figure de bruit	102

Introduction

Au cours de ce chapitre nous allons étudier en détails ce que sont les amplificateurs à fibres dopées erbium. Tout d'abord nous étudierons la technologie des EDFA monomodes actuellement utilisée pour régénérer les signaux de télécommunication : d'un point de vue macroscopique d'abord, puis d'un point de vue microscopique. Nous établirons également les équations régissant l'amplification. Tout particulièrement, deux types d'équations seront instaurées : les *équations de population* qui décrivent l'état physique de l'erbium dans la fibre et les *équations de propagation* qui décrivent l'évolution des différents flux de photons dans la fibre. Les équations qui seront présentées dans ce document ont été obtenues par généralisation des équations que l'on trouve dans la littérature. En effet, bien souvent les équations régissant l'amplification dans ce type de fibres active sont données dans le cas bien particulier des amplificateur à fibres monomodes. Au cours de cette thèse, il a donc été question de généraliser ces équations au cas des amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimodes.

Par la suite nous exposerons trois aspects fondamentaux de ces amplificateurs. En effet, le gain fourni par un EDFA dépend de trois paramètres pouvant varier : la puissance du signal en entrée, la puissance de la pompe et la longueur d'onde du signal. Ces trois comportements sont bien connus dans le cas des amplificateurs monomodes. Au cours de ce chapitre, nous commencerons également à introduire un nouveau comportement, spécifique aux amplificateurs multimodes : la dépendance modale du gain, c'est à dire la différence de gain fourni par l'amplificateur sur les différents modes de propagation.

Puis, nous introduirons les méthodes numériques de résolutions des équations régissant l'amplification. En effet, la résolution analytique complète du système d'équations différentielles couplées n'est pas possible : il faut donc avoir recours à des méthodes d'intégration comme la *Méthode Runge-Kutta* (par exemple). En s'appuyant sur cette méthode numérique, nous rapporterons le développement d'un code de simulation permettant la résolution de ces équations. Ce code de simulation sera utilisé dans les chapitres 4 et 5 pour l'élaboration de fibres. Nous utiliserons également ce code de simulation pour confronter les résultats expérimentaux à ceux de simulation. Lors de l'élaboration d'une géométrie de fibre dopée erbium, il se peut que le nombre de degrés de liberté soit élevé. Dans ce cas bien précis, il convient d'avoir recours à des algorithmes d'*optimisation*. Nous exposerons en quoi ces algorithmes consistent et nous exposerons une méthode d'optimisation qui a été développé au cours de cette thèse. Enfin, nous rapporterons la mise en place d'un banc de test expérimental permettant la caractérisation des Amplificateurs à Fibre Dopée Erbium Faiblement Multimode (FM-EDFA pour *Few Mode - Erbium Doped Fiber Amplifier* en anglais) qui auront été élaborés et fabriqués au sein de l'équipe de recherche.

2.1 Amplificateurs optiques à fibres dopées erbium

2.1.1 Aspect macroscopique des EDFAs

D'un point de vue macroscopique, un EDFA est constitué d'une fibre optique dont le cœur est dopé erbium (EDF pour Erbium Doped Fiber), alimenté par un laser relativement puissant (pompe), cf. figure 2.1. Une fois le (ou les) signal(aux) multiplexé(s) avec ce faisceau de pompe, l'ensemble est injecté dans la fibre dopée erbium (cf. figure 2.1). Si la puissance de pompe est supérieure à un certain seuil, on constate qu'en sortie de fibre les signaux sont amplifiés. Dans sa configuration la plus standard, un EDFA permet d'amplifier tout signal dont la longueur d'onde est située dans la bande C (de 1530 à 1565 nm). En modifiant légèrement l'architecture de l'amplificateur (fibre plus longue et puissance de pompe plus élevée) il est possible de réaliser un amplificateur en bande L (de 1565 à 1605 nm). Dans le cadre d'une transmission multiplexée en bande C et bande L, il est nécessaire de séparer les deux bandes en entrée de répéteur (à l'aide d'un démultiplexeur de bandes spectrales) et de les re-multiplexer en sortie avant de les recombinaer dans une même fibre de ligne. Le répéteur est alors constitué de deux EDFAs dont les architectures sont légèrement différentes : l'un est dédié à l'amplification de la bande C et l'autre à la bande L.

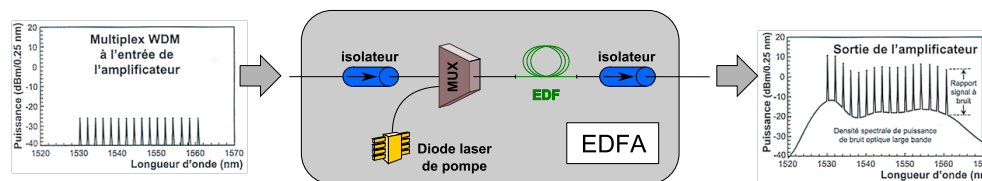


FIGURE 2.1 – Schéma d'un EDFA.

Il existe plusieurs schémas de pompage, selon la direction du faisceau et selon la longueur d'onde de pompage :

- Si le faisceau de pompe se propage dans la même direction que le signal, alors le pompage est dit *co-propagatif*. Inversement, si la pompe se propage en sens opposé de celui du signal il est dit *contra-propagatif*,
- Plusieurs longueurs d'ondes de pompe sont utilisables pour alimenter l'EDF : toute longueur d'onde absorbée par l'erbium et inférieure à 1530 nm (bande C) peut convenir. Cependant deux longueurs d'ondes de pompage sont essentiellement utilisées : 980 et 1480 nm.

Les valeurs de puissance de faisceau de pompe sont typiquement de l'ordre de quelques dizaines ou centaine de milliwatt. En ce qui concerne la puissance signal entrant dans l'amplificateur, il est plutôt question de puissances inférieures (ou très inférieures) au dixième de mW. L'erbium va absorber la puissance du faisceau de pompe pour la restituer en grande partie aux signaux, afin de les amplifier. Pour quantifier l'amplification de l'EDFA, il est possible de calculer le *gain*, qui est le rapport entre la puissance signal de sortie et la puissance signal d'entrée (respecti-

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre 70 dopée erbium faiblement multimode

vement $P_{s,out}$ et $P_{s,in}$). On parle alors de gain linéaire (G_{lin}). Le gain fourni par un EDFA est très souvent exprimé en décibels (G_{dB}) :

$$G_{dB} = 10 \log(G_{lin}) \text{ avec } G_{lin} = \frac{P_{s,out}}{P_{s,in}} \quad (2.1)$$

Notons qu'une définition plus rigoureuse du gain sera proposée plus loin (cf. section 2.4.2).

La concentration en erbium dans le cœur de la fibre est typiquement de l'ordre de 10^{25} ions/m³, pour une longueur de fibre typique de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres. Le gain fourni par un EDFA peut atteindre 40 dB (c'est-à-dire que la puissance du signal est multipliée par 10 000). Pour un amplificateur donné, le gain va être essentiellement fonction de la puissance de pompe, de la puissance du signal et de la longueur d'onde du signal (cf. section 2.1.10). Comme nous le verrons plus tard, il est essentiel d'obtenir un gain "plat" (i.e. égalisé) sur les différents canaux utilisés pour transmettre l'information. Nous démontrerons dans la section 2.1.11 qu'un EDFA fournit au mieux un gain égalisé à 10 % (en dB). Ainsi, il est nécessaire d'ajouter un filtre égaliseur de gain (GFF pour « *Gain Flattening Filter* », en anglais). Ces filtres sont réalisés à l'aide de filtres à réseau de Bragg directement imprimés sur fibre optique (FBG pour « *Fiber Bragg Grating* », en anglais), ou en espace libre (faisceau collimaté en sortie de fibre) à l'aide d'éléments optiques massifs, réalisés à base de filtres en couches minces. Dans les deux cas le principe reste le même : générer de légères pertes dans les zones spectrales où le gain est plus élevé (i.e. le gain est « raboté » sur les zones spectrales où il est supérieur, de telle sorte à le ramener au même niveau que les zones où il est minimum).

2.1.2 Spectroscopie de l'erbium dans la silice

L'erbium (Z=68) fait partie de la famille des terres rares et plus précisément de celle des lanthanides. Dans les verres de silice constituant les fibres optiques, l'erbium va être introduit sous forme de cation trivalent Er^{3+} , dont la configuration électronique est la suivante :

$$Er^{3+} : 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^{11}$$

Les électrons concernés par les mécanismes de l'amplification sont donc ceux situés sur l'orbitale $4f$. Une succession d'effets (tel que le champ central et le couplage spin-orbite) vont avoir pour conséquence une levée de dégénérescence des sous-niveaux constituant l'orbital atomique (cf. figure 2.2).

Les trois niveaux qui seront essentiellement utilisés dans le reste de notre étude seront le niveau fondamental de l'ion ($^4I_{15/2}$, niveau 1), ainsi que les deux premiers niveaux excités ($^4I_{13/2}$ et $^4I_{11/2}$, niveaux 2 et 3). En effet, la longueur d'onde correspondante à la différence d'énergie entre le niveau 1 et 2 se situe aux alentours de la bande C et celle de la transition 1 vers 3 se situe aux alentours de 980 nm.

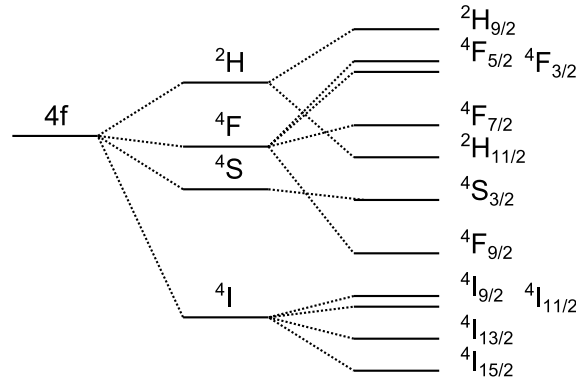


FIGURE 2.2 – Levée de dégénérescence de l'orbital 4f [Bigot 2002]

2.1.3 Fonctionnement microscopique des EDFAs

Par un pompage optique, il est possible de réaliser une inversion de population entre le multiplet fondamental ($^4I_{15/2}$) et le premier multiplet excité ($^4I_{13/2}$) afin de tirer profit d'un phénomène d'émission stimulée qui sera la source du phénomène d'amplification. Il est possible de donner une interprétation microscopique à cette amplification. Pour cela il faut étudier ce que subit chaque type de photons présent dans la fibre (cf. figure 2.3) [Becker 1999].

- Les photons de pompe sont guidés dans le cœur de la fibre et sont absorbés par l'erbium, créant ainsi une inversion de population en un point donné. Dans le cas d'un pompage à 980 nm, le dopant se retrouve dans un état excité (multiplet $^4I_{11/2}$) et relaxe très rapidement vers le multiplet métastable $^4I_{13/2}$ par le biais d'une transition non radiative. Pour un pompage à 1480 nm, le multiplet d'excitation est directement le $^4I_{13/2}$.
- Un photon signal (injecté en entrée de fibre) va donc pouvoir rencontrer des ions excités ou non excités. Lorsqu'il rencontre un atome non excité, il peut être absorbé. Par contre, lorsqu'il rencontre un atome excité, il peut y avoir émission stimulée : le photon incident est alors dupliqué. Lorsque l'inversion de population est suffisamment grande, il y a plus d'émission stimulée que d'absorption : la quantité de photons augmente et le signal est amplifié.
- Parallèlement au processus décrit précédemment, les ions excités peuvent à tout moment « retourner » (i.e. relaxer) dans leur état fondamental en émettant spontanément un photon. Ce photon est émis à une longueur d'onde proche de celle du signal, ce qui le rend indiscernable des photons qui contiennent l'information que l'on transmet (c'est-à-dire le signal). Ce phénomène que l'on connaît sous le nom d'émission spontanée va générer un « bruit » optique ou parasite qui dégrade la qualité du signal. Au cours de la propagation, le processus s'aggrave même lors de la propagation, car ces photons parasites vont pouvoir jouir de l'amplification. Par exemple : si un ion erbium se désexcite à l'entrée de la fibre, le photon parasite va être dupliqué de nombreuses fois et on obtient entre 100 et 10 000 photons parasites

72 Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

en sortie de fibre, selon la valeur du gain. Cette émission spontanée amplifiée (ASE pour *Amplified Spontaneous Emission* en anglais) est une des limites majeures des fibres amplificatrices car, d'une part, elle perturbe le signal en ajoutant du bruit et en diminuant ainsi le rapport signal sur bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio* en anglais) et, d'autre part, elle diminue le gain du signal (les photons dupliqués puisent du gain qui ne profite pas aux photons utiles). Notons que l'émission spontanée a lieu dans toutes les directions de l'espace. De ce fait, les photons ASE peuvent circuler dans la même direction que les photons signaux (copropagatifs) ou dans le sens inverse (contrapropagatifs). Notons, par ailleurs, qu'une partie de l'émission spontanée sort du cœur de la fibre car non-couplée dans un mode guidé.

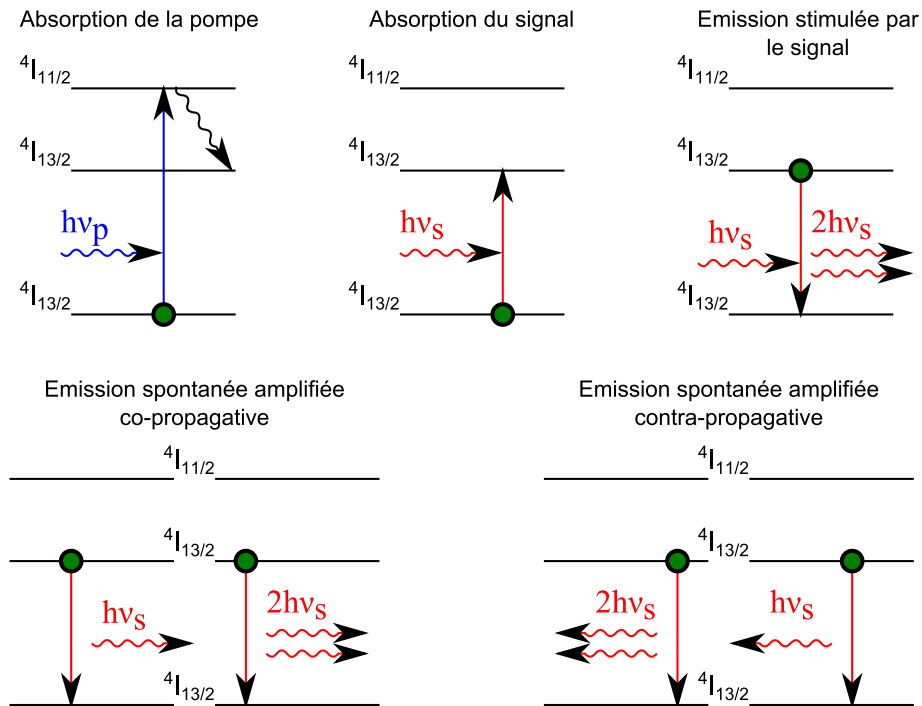


FIGURE 2.3 – Les différents mécanismes associés à l'absorption de la pompe (à 980 nm), l'absorption du signal, l'émission stimulée générée par le signal et l'ASE.

2.1.4 Équations d'inversion de population

Considérons que la lumière dans l'amplificateur est constituée de différentes sous-bandes spectrales élémentaires (numérotées k), chacune centrées sur une longueur d'onde (λ_k) et de largeur spectrale $\Delta\lambda_k$, pouvant se propager via les différents modes transverses guidés existants (ici numérotés n). Notons $P_{k,n,\pm}^{(z,t)}$ la puissance du signal à la longueur d'onde λ_k , se propageant dans le mode n , dans le sens des z croissants (+) ou décroissants (-), à une distance z et à l'instant t . $N^{(r,\theta)}$ est la distribution spatiale

2.1. Amplificateurs optiques à fibres dopées erbium

73

de la concentration totale en ions Er^{3+} (qui ne dépend pas de z car on considère le dopage comme étant invariant selon l'axe de la fibre), $N_1^{(r,\theta,z,t)}$ la concentration en dopant dans l'état $^4I_{15/2}$ (fondamental), $N_2^{(r,\theta,z,t)}$ la concentration en dopant dans l'état $^4I_{13/2}$ et $N_3^{(r,\theta,z,t)}$ la concentration en dopant dans l'état $^4I_{11/2}$. Le flux de photons à travers la section transverse de la fibre correspondant est $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} = P_{k,n,\pm}^{(z,t)} / h\nu_k$ ($h\nu_k$ étant l'énergie d'un photon).

La quantité d'ions Er^{3+} étant constante en chaque point, on en déduit la relation suivante (conservation de la matière) [Giles 1991] :

$$N(r,\theta) = N_1^{(r,\theta,z,t)} + N_2^{(r,\theta,z,t)} + N_3^{(r,\theta,z,t)}$$

La relaxation entre les niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$ est très rapide, comparativement à celle entre les niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$. On note $\tau_{3 \rightarrow 2}$ et $\tau_{2 \rightarrow 1}$ les temps caractéristiques respectifs de ces deux relaxations (aussi appelés temps de vie des niveaux), qui valent respectivement environ $5 \mu s$ et $10 ms$ respectivement (ces valeurs dépendent de la nature du verre). Ainsi, la population du niveau $^4I_{11/2}$ est négligeable ($N_3 \simeq 0$) et il est possible de ramener le problème à un système à deux niveaux d'énergie. Avec $N_3^{(r,\theta,z,t)} \simeq 0$ on obtient :

$$N(r,\theta) = N_1^{(r,\theta,z,t)} + N_2^{(r,\theta,z,t)} \quad (2.2)$$

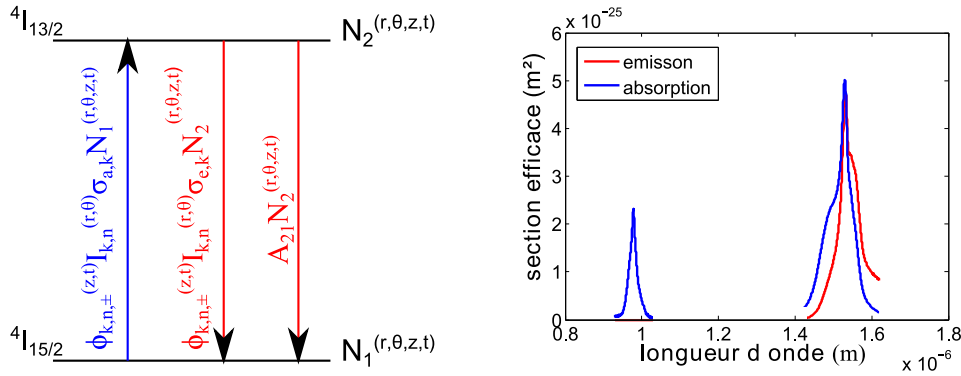


FIGURE 2.4 – Transitions associées à l'amplification et sections efficaces correspondantes.

La quantité de photons absorbés en un point (r,θ,z) , à l'instant t , par seconde et par unité de volume provenant du flux $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)}$ est donnée par $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{a,k} N_1^{(r,\theta,z,t)}$. Le nombre de photons créés par émission stimulée est donné par $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{e,k} N_2^{(r,\theta,z,t)}$. Le nombre d'émissions spontanées vaut $A_{21} N_2^{(r,\theta,z,t)}$. Avec $A_{21} = 1/\tau_{2 \rightarrow 1}$. Notons que $\sigma_{a,k}$ et $\sigma_{e,k}$ sont les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde λ_k qui ont été reportées sur la figure 2.4, que le produit $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} dS$ représente le nombre de photons traversant la surface transverse élémentaire dS , par seconde, au point de coordonnées (r,θ,z) et à l'instant

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre 74 dopée erbium faiblement multimode

t . Rappelons que $I_{k,n}^{(r,\theta)}$ représente le profil d'intensité du mode et donc la densité surfacique de probabilité de présence du photon (cf. equation 1.28).

L'inversion de population n'est pas homogène : elle est fonction de la position du point considéré et de la quantité de photons (signal, pompe et bruit optique) passant par ce point. En effet chaque photon absorbé correspond à un ion Er^{3+} qui passe de l'état fondamental à l'état excité, alors que chaque émission (spontanée ou stimulée) correspond à un ion Er^{3+} qui passe de l'état excité à l'état fondamental. En additionnant les effets des différentes longueurs d'ondes et des différents modes, on déduit l'équation différentielle suivante, appelée *équation de population* [Giles 1991] :

$$\begin{aligned} \frac{dN_2^{(r,\theta,z,t)}}{dt} &= \sum_k \sum_n \sum_{\pm} \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{a,k} N_1^{(r,\theta,z,t)} && \text{(Absorption)} \\ &- \sum_k \sum_n \sum_{\pm} \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{e,k} N_2^{(r,\theta,z,t)} && \text{(Emission stimulée)} \\ &- A_{21} n_2^{(r,\theta,z,t)} && \text{(Emission Spontanée)} \end{aligned} \quad (2.3)$$

En utilisant l'équation 2.2 on peut démontrer que :

$$\frac{dN_2^{(r,\theta,z,t)}}{dt} = - \frac{dN_1^{(r,\theta,z,t)}}{dt}$$

Ainsi, toute variation de population du niveau 2 est égal à l'opposé de la variation de population du niveau 1. En se basant sur ces équations qui décrivent l'état d'inversion de l'erbium, nous allons pouvoir établir un nouveau type d'équation qui va décrire l'évolution de la puissance des différents faisceaux au cours de leur propagation. Nous nommerons ce nouveau type d'équation les *équations de propagation*.

2.1.5 Équations de propagation

Pour établir les équations de propagation à chaque longueur d'onde et pour chaque mode, on considère un élément dz de la fibre (cf. figure 2.5). Le flux de photons $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)}$ va subir à la fois les effets de l'absorption, de l'émission stimulée et de l'émission spontanée. Dans un tronçon de fibre de longueur dz , le nombre de photons à ajouter au flux incident $\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)}$ (duplication par émission stimulée) vaut $\iint \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{e,k} N_2^{(r,\theta,z,t)} dS$, car il y a autant de photons créés (par duplication) que de photons qui provoquent une émission stimulée. Le nombre de photons absorbés, quant à lui, est quantifié par $\iint \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{a,k} N_1^{(r,\theta,z,t)} dS$.

En ce qui concerne la quantité de photons « parasites » (i.e. émis spontanément) qui s'ajoute à celle déjà présente dans le faisceau, il faut ajouter un terme « source ASE » ($\phi_{ASE}^0 = P_{ASE}^0 / h\nu$). Cette puissance source se déduit d'un résultat de la mécanique quantique : le taux d'émission spontanée dans un mode guidé transverse est égal au taux d'émission stimulée si on injecte un photon fictif dans ce mode. Pour un tronçon de fibre de longueur L , la puissance du photon fictif ($h\nu c/L$) doit-être multipliée par la densité de modes $2mL\Delta\nu/c$ (m étant la dégénérescence du mode

2.1. Amplificateurs optiques à fibres dopées erbium

75

transverse considéré). Comme les photons émis spontanément peuvent se propager suivant deux directions de propagation, on obtient la formule suivante : $P_{ASE}^0 = m\hbar\nu\Delta\nu$ soit $\phi_{ASE}^0 = m\Delta\nu$ [Giles 1991].

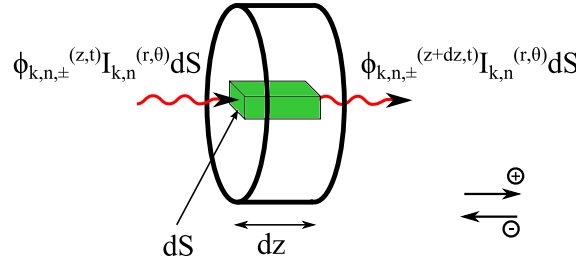


FIGURE 2.5 – Propagation d'un flux de photons dans un élément de volume de la fibre dopée erbium.

En combinant tous ces effets et en ajoutant d'éventuelles pertes linéiques $l_{k,n}$ (mauvais confinement, pertes par courbure, absorption du matériau etc.), dépendantes de la longueur d'onde et du mode de propagation, on aboutit à l'équation de propagation de chaque onde suivante [Giles 1991] :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_{k,n,\pm}^{(z,t)}}{dz} &= u_{k,n} \iint \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{e,k} N_2^{(r,\theta,z,t)} dS && \text{(Emission stimulée)} \\ &\quad - u_{k,n} \iint \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{a,k} N_1^{(r,\theta,z,t)} dS && \text{(Absorption)} \\ &\quad + u_{k,n} \iint (m_n \Delta\nu_k) I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{e,k} N_2^{(r,\theta,z,t)} dS && \text{(Emission spontanée)} \\ &\quad - u_{k,n} l_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} && \text{(Pertes - atténuation)} \end{aligned} \quad (2.4)$$

avec $u_{k,n} = +1$ pour les ondes se propageant dans le sens des z croissants et $u_{k,n} = -1$ pour les ondes se propageant dans le sens des z décroissants.

2.1.6 Intégrales de recouvrement entre photons et dopants

Dans le cadre de notre étude, il est intéressant d'introduire la notion de profil de dopant normalisé : $N^{(r,\theta)}/N_{max}$, avec $N_{max} = \max \{N^{(r,\theta)}\}$ le niveau de concentration maximum de dopant sur la section transverse du cœur, obtenu en un point particulier du cœur, De telle sorte que $0 \leq N^{(r,\theta)}/N_{max} \leq 1$. Les grandeurs $N_1^{(r,\theta,z,t)}/N_{max}$ et $N_2^{(r,\theta,z,t)}/N_{max}$ représentent alors respectivement le profil du dopant normalisé dans l'état fondamental et dans l'état excité. En combinant les profils de modes normalisés et les profils de dopant normalisés, on peut plus clairement quantifier l'interaction photon-erbium, c'est-à-dire les *intégrales de recouvrement* entre modes et dopant [Becker 1999, Giles 1991, Digonnet 1985] :

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

76

$$\Gamma_{k,n} = \iint I_{k,n}^{(r,\theta)} \frac{N^{(r,\theta)}}{N_{max}} dS \quad (2.5)$$

$$\Gamma_{2k,n}^{(z,t)} = \iint I_{k,n}^{(r,\theta)} \frac{N_2^{(r,\theta)}}{N_{max}} dS \quad (2.6)$$

$$\Gamma_{1k,n}^{(z,t)} = \iint I_{k,n}^{(r,\theta)} \frac{N_1^{(r,\theta)}}{N_{max}} dS = \Gamma_{k,n} - \Gamma_{2k,n}^{(z,t)} \quad (2.7)$$

Notons que les profils de dopant normalisés et intégrales de recouvrement entre les modes et le dopant sont toujours inférieurs ou égaux à 1.

2.1.7 Approximation de l'état stationnaire

Dans le cadre des *régimes stationnaires*, les dérivées par rapport au temps sont nulles. Sous ces conditions, l'équation de population (cf. equation 2.4) devient :

$$N_2^{(r,\theta,z)} = N^{(r,\theta)} \frac{\sum_k \sum_n \sum_{\pm} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{a,k}}{A_{21} + \sum_k \sum_n \sum_{\pm} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} I_{k,n}^{(r,\theta)} (\sigma_{a,k} + \sigma_{e,k})} \quad (2.8)$$

et les équations de propagation (cf. equation 2.5) deviennent, en introduisant les intégrales de recouvrement :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_{k,n,\pm}^{(z)}}{dz} = & + u_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} \sigma_{e,k} N_{max} \Gamma_{2k,n}^{(z)} \\ & - u_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} \sigma_{a,k} N_{max} (\Gamma_{k,n} - \Gamma_{2k,n}^{(z)}) \\ & + u_{k,n} (m_n \Delta \nu_k) \sigma_{e,k} N_{max} \Gamma_{2k,n}^{(z)} \\ & - u_{k,n} l_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Il n'existe pas de solution analytique à ce système d'équations différentielles couplées. Cependant, en s'appuyant sur les équations vues précédemment et les *conditions initiales*, il est possible de résoudre numériquement le système. Cette méthode sera décrite dans la section suivante de ce chapitre (2.2).

2.1.8 Notion de gain et de figure de bruit

Nous avons précédemment défini le gain en puissance optique (cf. Eq. 2.1). Par soucis de simplicité, nous noterons simplement le gain en décibels sous la forme G à la place de la notation plus rigoureuse qu'est G_{dB} . Lorsque nous ferons référence au gain exprimé en échelle linéaire, nous ferons particulièrement attention à le noter G_{lin} .

Un autre aspect important des EDFA et leur capacité à générer du bruit (ce qui est un inconvénient). Une façon utile de quantifier la quantité de bruit généré par

un EDFA consiste à comparer le rapport signal sur bruit (SNR pour Signal to Noise Ratio) avant et après l'amplification, afin d'en mesurer la diminution. On appelle cette grandeur *facteur de bruit* (NF pour Noise Figure). A l'instar du gain, il est possible de mesurer le NF en échelle linéaire ou en échelle logarithmique :

$$NF_{lin} = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}}$$

$$NF_{dB} = SNR_{in,dB} - SNR_{out,dB}$$

Notons que le SNR est le rapport entre la puissance du signal et la puissance du bruit. Bien souvent les valeurs de SNR et de NF sont exprimés en *dB*.

2.1.9 Exemple de solution aux équations d'amplification

Prenons l'exemple d'un EDFA conventionnel, c'est-à-dire de caractéristiques similaires à ceux utilisés pour la répétition des signaux télécom dans les réseaux monomodes, (paramètres reportés dans la légende de la figure 2.6). Sur la figure 2.6, on constate que le faisceau de pompe est absorbé au cours de sa propagation, générant ainsi une inversion de population de l'erbium le long de la fibre. Cette inversion de population permet alors une amplification du signal, mais génère par la même occasion un bruit optique (ASE). On constate également qu'il existe une longueur de fibre optimale, L_{opt} , correspondant à la puissance maximale atteinte par les signaux. Cette longueur optimale dépend assez fortement de la longueur d'onde du signal, de même que la puissance maximale atteinte par les différents signaux en dépend également. Dans le cadre d'une amplification de plusieurs signaux WDM, il faut équilibrer le gain sur les différentes longueurs d'ondes amplifiées simultanément. Dans ce cas, la longueur optimale est choisie de telle sorte à obtenir le meilleur compromis entre la valeur moyenne du gain $\langle G \rangle$ (que l'on veut maximum) et la différence de gain maximale entre les différents canaux ΔG (que l'on veut minimum). Sur la figure 2.6 la longueur optimale d'égalisation du gain spectral est d'environ 23 m.

2.1.10 Caractéristiques fondamentales des EDFAs monomodes

Pour une fibre dopée Er^{3+} monomode donnée, le gain de l'EDFA va principalement évoluer en fonction de trois paramètres : la puissance de pompe, la puissance du signal et la longueur d'onde du signal.

Influence de la puissance du signal : lorsque la puissance d'entrée du signal est petite, le gain est qualifié de *gain petit signal*. Dans ce régime particulier, la puissance d'entrée n'a pas d'influence significative sur la valeur du gain. Cependant lorsque la puissance dépasse un certain niveau (appelé niveau de *saturation* : P_{sat}), le gain diminue : on parle alors de saturation du gain. Notons que dans une représentation « log-log », cette diminution du gain est de tendance linéaire (cf. figure 2.7). On peut ainsi mesurer une tendance en

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

78

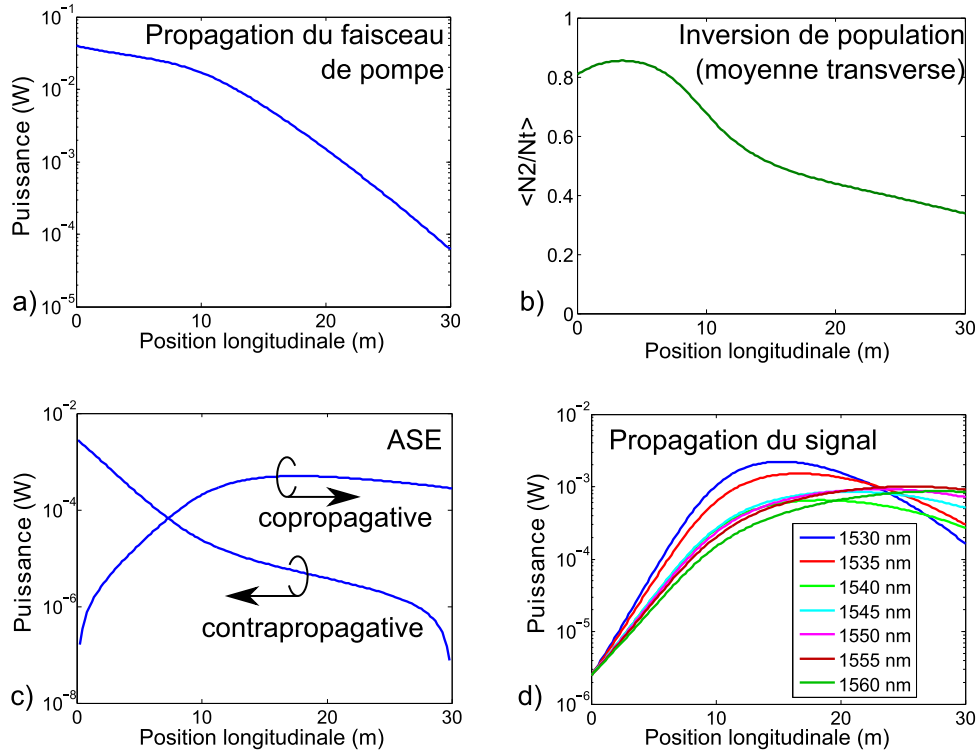


FIGURE 2.6 – Résultats de simulations pour un EDFA monomode. La puissance de pompe (P_p) est de 47.5 mW à 980 nm, la longueur de fibre est de 30 m et la puissance signal (P_s) est de $2.5 \mu\text{W}$ /canal spectral (sept longueurs d'ondes amplifiées simultanément). Le rayon du coeur de la fibre est de $3 \mu\text{m}$, pour une ouverture numérique de 0.14. La fibre est uniformément dopée en erbium sur tout le coeur avec une concentration N valant 3×10^{24} ions. m^{-3} . a) Puissance de pompe en fonction de la position : $P_p(z)$. b) Inversion de population (moyenne transverse) en fonction de la position : $\iint (N_2^{r,\theta,z})/N(r,\theta) dS$. c) Intégrale sur le spectre du bruit optique généré par l'amplificateur (ASE co- et contra-propagative). d) Propagation du signal pour différentes longueurs d'ondes (de 1530 à 1560 nm, simultanément amplifiées).

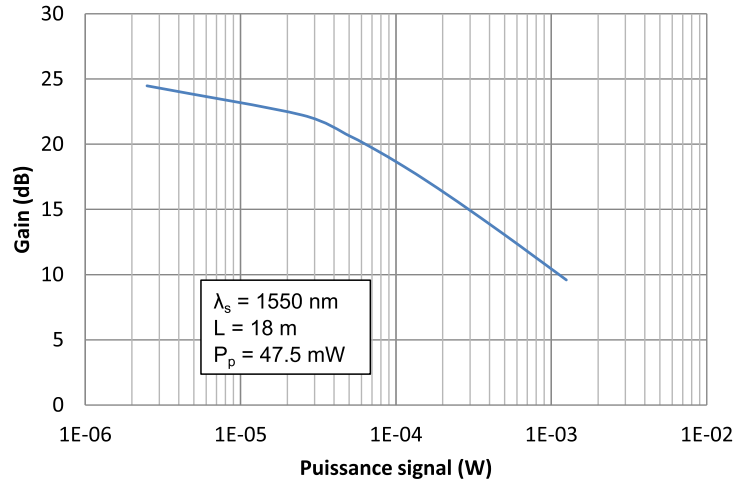


FIGURE 2.7 – Influence de la puissance du signal sur le gain.

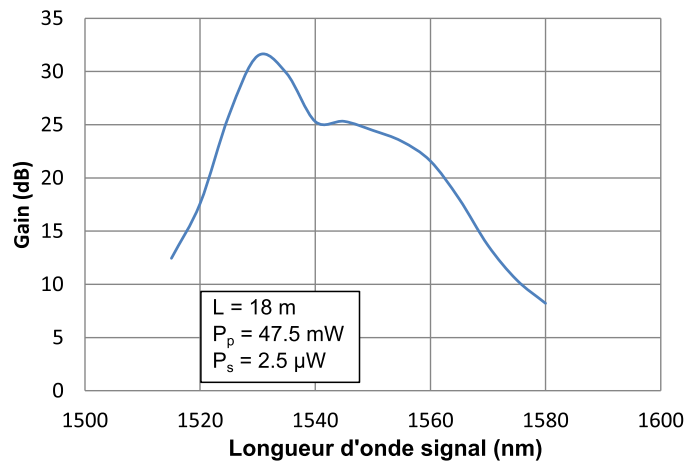


FIGURE 2.8 – Influence de la longueur d'onde du signal sur le gain.

« dB/décade ». Dans le cas de la figure 2.7, on peut mesurer une chute du gain de 8 dB/décade.

Influence de la longueur d'onde signal : Comme nous avons pu le voir plus tôt (figure 2.6), le gain du signal dépend de sa longueur d'onde. Le gain est significatif entre environ 1520 et 1570 nm (cf. figure 2.8). Cependant, la nécessité d'égaliser les gains des différentes composantes spectrales réduit la bande utilisable en WDM à la bande C (1530 - 1560 nm). Certes, l'amplification non égalisée spectralement à quelques dB près n'est pas fondamentalement pénalisante pour un amplificateur unique, mais lorsque l'amplification se fait de façon successive (i.e. en utilisant plusieurs EDFA en cascade avec un espacement de 70 km environ pour les systèmes sous marins), la différence de gain entre les différents canaux spectraux peut devenir très importante, puisque l'écart

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

80

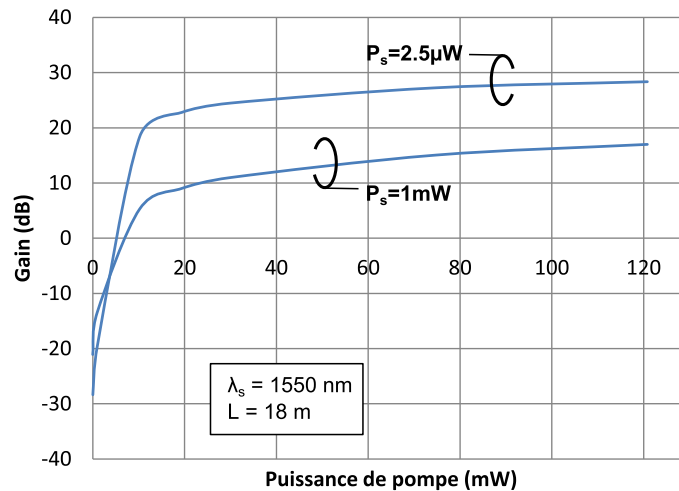


FIGURE 2.9 – Influence de la puissance de la pompe sur la valeur du gain, pour deux valeurs de puissances signal différentes ($2.5 \mu\text{W}$ et 1 mW).

de puissance entre voies se creuse de plus en plus, au risque de finalement perdre certains canaux (les moins amplifiées). Dans le cadre des transmissions longues distances, il est donc nécessaire d'ajouter un filtre égaliseur de gain en sortie de chaque EDFA, afin d'obtenir une différence de gain de moins de 1 dB en sortie (pour un gain moyen net de l'ordre d'une vingtaine de dB). Notons que la figure de gain spectral est très dépendante de la forme spectrale des sections efficaces, elles-mêmes liées au type de matrice de silice qui constitue le verre. Ainsi, la platitude du gain est directement liée à la nature du matériau. Il est connu que les matrices de type alumino-silicate permettent d'obtenir des gains particulièrement plats sur une large bande spectrale (bande C) [Digonnet 2001, Becker 1999].

Influence de la puissance de pompe : lorsque la puissance de pompe augmente, le gain augmente. On constate sur la figure 2.9 qu'à partir d'une valeur particulière de la puissance de pompe, appelée puissance seuil (P_{th}), le gain devient positif (i.e. il y a amplification). Dans le cas présent, ce seuil est d'environ 5 mW. Pour les valeurs de puissance de pompe inférieures à cette valeur, l'inversion de population est insuffisante et le signal est finalement plus absorbé qu'amplifié. Lorsque la puissance de pompe est légèrement supérieure à la valeur seuil, le gain (en dB) augmente de façon quasi-linéaire. Cependant, pour les fortes puissances de pompe, la pente de gain devient très faible : on parle alors de *saturation* du gain. Au niveau de ce régime le rendement de l'amplificateur devient faible (augmentation importante du budget pompe pour une faible augmentation du gain). Bien souvent, dans le cadre d'une utilisation standard, la puissance de pompe est ajustée de façon à trouver un compromis entre : maximiser le *coefficient de gain* (G/P_p , qui symbolise l'efficacité de l'amplificateur) et optimiser la platitude du gain spectral (qui

2.1. Amplificateurs optiques à fibres dopées erbium

81

est essentiellement fonction de la longueur de la fibre dopée erbium et de la puissance de pompe).

2.1.11 Optimisation de la longueur de fibre dans le cadre des transmissions WDM

Comme nous l'avons introduit dans la section 2.1.9, il est primordial d'optimiser la longueur de fibre dopée pour affiner l'égalisation des gains pour les différentes longueurs d'ondes utilisées à travers la bande C. Cependant, cette longueur optimum WDM va être fonction de la puissance de pompe et du niveau de puissance des différents signaux. Un exemple de simulation de l'optimisation de la longueur de fibre pour les transmissions WDM a été reporté sur la figure 2.10. Pour ces simulations, les paramètres opto-géométriques de la fibre sont les mêmes que ceux utilisés sur la figure 2.6.

Sur la figure 2.10, on peut voir l'évolution de la longueur de fibre nécessaire pour l'optimisation de la platitude du gain à travers la bande C lors d'une transmission de type WDM, ainsi que les valeurs de gain et d'excursion de gain correspondant, en fonction des puissances de pompe et de signal utilisées. Notons que ces simulations

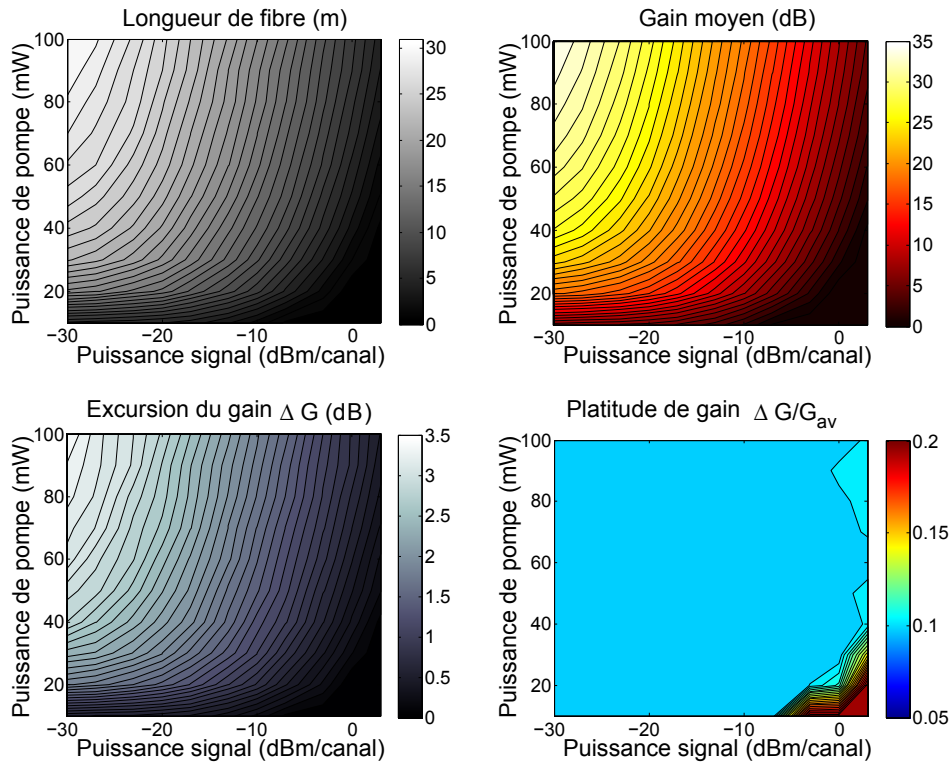


FIGURE 2.10 – Optimisation de la longueur de fibre dopée erbium dans le cas de transmission de données WDM, en fonction de la puissance de pompe et de la puissance signal. Le gain moyen des différents canaux spectraux, ainsi que l'excursion des valeurs de gains sont également reportées.

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre 82 dopée erbium faiblement multimode

ont été réalisées en considérant l'amplification simultanée de 7 longueurs d'ondes dans la bande C (de 1530 à 1560 nm, espacées de 5 nm). On peut constater sur cette figure qu'il est toujours possible de trouver une longueur de fibre qui permette d'obtenir une valeur de ΔG valant 10% du gain moyen sur les canaux. Dans la suite de ce document (particulièrement dans les chapitres 4 et 5), il sera essentiellement question d'égaliser le gain des signaux dans les EDFA, à travers le spectre et à travers les différents modes guidés dans le but de réaliser l'amplification de signaux lors de transmission WDM et MDM. Nous tâcherons donc de constamment comparer le niveau de performance obtenu dans ces amplificateurs faiblement multimodes avec le niveau de performance obtenu dans les amplificateurs monomodes, c'est-à-dire une égalisation à 10% près (en dB).

2.2 Modélisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium

2.2.1 Méthodes numériques d'intégration des équations

Comme nous avons pu le voir dans la section précédente (partie 2.1.4), il existe deux types d'équation qui décrivent l'amplification dans les EDFAs :

- les équations de population :

$$N_2^{(r,\theta,z,t)} = N^{(r,\theta)} \frac{\sum_k \sum_n \sum_{\pm} \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} \sigma_{a,k}}{A_{21} + \sum_k \sum_n \sum_{\pm} \phi_{k,n,\pm}^{(z,t)} I_{k,n}^{(r,\theta)} (\sigma_{a,k} + \sigma_{e,k})} \quad (2.10)$$

- et les équations de propagation :

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_{k,n,\pm}^{(z)}}{dz} = & + u_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} \sigma_{e,k} N_{max} \Gamma_{2k,n}^{(z,t)} \\ & - u_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} \sigma_{a,k} N_{max} (\Gamma_{k,n} - \Gamma_{2k,n}^{(z,t)}) \\ & + u_{k,n} (m_n \Delta \nu_k) \sigma_{e,k} N_{max} \Gamma_{2k,n}^{(z,t)} \\ & - u_{k,n} l_{k,n} \phi_{k,n,\pm}^{(z)} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ces équations n'admettent pas de solution analytique. En effet, la présence de faisceaux optiques se propageant dans les deux sens possibles rend impossible l'intégration simple de ce système d'équations différentielles couplées. Sous certaines approximations et simplifications, il est possible d'intégrer ces équations. La plupart des codes de simulation d'EDFA concernent des amplificateurs monomodes et bien souvent les équations sont simplifiées, suivant les besoins. Il est possible par exemple de négliger la dépendance spectrale de l'amplificateur, ou alors de négliger la dépendance transverse de l'inversion de population. Ces approximations permettent de réduire fortement le nombre d'équations dans le système. Au delà de ces modèles analytiques relativement simplistes, il est nécessaire de recourir à des méthodes d'intégration numériques.

2.2.2 Discrétisation des dimensions physiques du système d'équations

La résolution numérique complète de l'amplification nécessite une discrétisation du problème physique. Tout d'abord, les trois dimensions spatiales sont divisées en éléments de petite taille devant les dimensions caractéristiques du problème. En d'autres termes, la fibre optique est divisée en $N_x \times N_y \times N_z$ éléments de volume, z étant la dimension longitudinale de la fibre, x et y étant les dimensions transverses (cf. figure 2.11). Notons qu'il est possible de travailler en coordonnées cylindriques, mais que les coordonnées cartésiennes permettent une adaptation plus simple dans le cas de fibres ne possédant pas de symétrie cylindrique (comme dans les fibres microstructurées, que nous verrons plus tard dans le chapitre 5). L'amplification n'a lieu

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

84

qu'en présence d'erbium ; ainsi, il est uniquement nécessaire de réaliser l'intégration en ces points particuliers de l'espace. Une discrétisation spectrale est aussi nécessaire (comme cela est déjà suggéré dans les équations 2.10 et 2.11). L'ensemble du spectre étudié est subdivisé en petits éléments spectraux de largeur $\Delta\lambda$ et les bornes d'intégration spectrales sont celles où les sections efficaces sont non négligeables. Plus exactement, il est nécessaire de considérer toute longueur d'onde susceptible d'être concernée par le mécanisme d'amplification. Ces longueurs d'onde sont obtenues en se rapportant aux sections efficaces des ions Er^{3+} dans la silice (cf. Figure 2.4). Une intégration fine nécessite alors de placer les bornes spectrales de 960 nm à 1050 nm puis de 1400 nm à 1700 nm. Cependant, lorsque le signal se situe dans la bande C, il suffit en réalité de considérer uniquement les longueurs d'onde situées entre 1500 nm et 1600 nm. La propagation du faisceau de pompe est considérée séparément, celui-ci étant situé à une longueur d'onde particulière (autour de 980 nm ou de 1480 nm). Notons que l'équation régissant sa propagation est strictement identique à celles des autres faisceaux (même si la section efficace d'absorption est nulle). La discrétisation en modes transverses de propagation est déjà induite, puisque le nombre de modes guidés dans une fibre est nécessairement discret (cf. section 1.2.6).

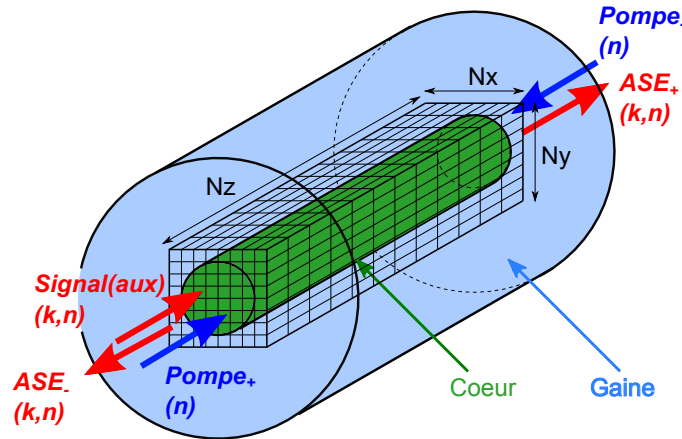


FIGURE 2.11 – Discrétisation spatiale, spectrale et modale du problème physique

2.2.3 Intégration des équations différentielles et conditions initiales

En s'appuyant sur la discrétisation des différentes dimensions physique du système, on peut utiliser une méthode d'intégration connue sous le nom de « *Runge-Kutta d'ordre 4* » (RK4). Cette technique de résolution numérique va permettre l'intégration des équations par récurrence suivant l'axe (Oz) (les détails techniques de cette méthode numérique ont été reportés dans l'annexe A). Les conditions initiales du problème physique permettent d'initier ce processus de récurrence. En effet, en connaissant la valeur de $\phi_{k,n,\pm}^{(z)}$ en $z = z_i$, il est possible de calculer l'inversion de population en tout point transverse (x, y) correspondant à $z = z_i$ (equation 2.10).

2.2. Modélisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium

85

Une fois l'inversion de population déterminée dans cette "tranche" de fibre, on peut utiliser la méthode RK4 pour calculer $\phi_{k,n,\pm}^{(z_{i+1})}$. Ce flux de photons dans la tranche de fibre $z = z_{i+1}$ va permettre à son tour de calculer l'inversion de population pour tout point transverse tel que $z = z_{i+1}$ et ainsi de suite...

Les conditions initiales nécessaires à l'intégration des équations 2.11 sont les suivantes :

- Puissance couplée sur chaque mode à la longueur d'onde de pompe en $z = 0$ (pompe co-propagative),
- Puissance couplée sur chaque mode à la longueur d'onde de pompe en $z = L$ (pompe contra-propagative), avec L la longueur de la fibre dopée erbium,
- Puissance signal pour chaque canal couplé dans la fibre en $z = 0$ (pour les différentes longueurs d'onde utilisées WDM et les modes signaux utilisés MDM),
- Puissance signal de chaque canal en $z = L$ (dans l'éventualité ou des signaux se propagent dans le sens contra-propagatif). Notons toutefois que cette configuration de signaux co et contra-propagatifs n'est pas utilisée dans les réseaux de télécommunication, mais elle est techniquement possible,
- Le niveau de bruit sur chaque mode et sur chaque longueur d'onde à l'injection dans la fibre dopée. Bien souvent, ce niveau de bruit est négligé car très inférieur au bruit généré par l'amplificateur lui-même (ASE). On fixe alors le niveau de bruit à zéro en $z = 0$ pour les faisceaux co-propagatifs et en $z = L$ pour les faisceaux contra-propagatifs,

L'intégration des équations différentielles (cf. equation 2.11) par la méthode RK4 n'est possible que dans un sens de propagation. Les faisceaux se propageant dans l'autre sens de propagation sont alors négligés. Ceci induit une erreur sur la valeur du gain, puisque les faisceaux contra-propagatifs interagissent avec les ions Er^{3+} et modifient l'inversion de population. Pour remédier à ce problème un système de boucle de convergence va donc devoir être utilisé.

Tout d'abord le code réalise une première approximation. Celle ci est réalisée en plusieurs étapes. Premièrement, on réalise une intégration dans le sens des z croissants afin de calculer simultanément l'inversion de population, et l'ensemble des faisceaux co-propagatifs à partir des conditions initiales en $z = 0$ (tout en considérant comme nulle l'ensemble de faisceaux contra-propagatifs en tout point de la fibre). Les quantités qui sont évaluées sont donc l'inversion de population et les flux de photons co-propagatifs (pompe, signal et ASE). Notons **Co**₁ et **Inv**₁ ces deux approximations (faisceaux co-propagatifs et inversion de population, respectivement). Puis dans un deuxième temps, on fixe cette inversion de population (**Inv**₁) et les flux de photons co-propagatifs (**Co**₁), pour réaliser une intégration des équations des flux de photons contra-propagatifs à partir des conditions initiales en $z = L$. La quantité qui est évaluée est donc le flux de photons contra-propagatif. Le sens d'intégration est alors celui des z décroissants. Notons **Contra**₁ cette première approximation du flux de photons contra-propagatifs.

Ces approximations (**Co**₁, **Inv**₁ et **Contra**₁) ne sont, bien entendu, pas correctes. Il convient de les affiner par des boucles de convergence.

Pour la première boucle de convergence, on ré-évalue de façon successive les

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

86

grandeurs suivantes :

- inversion de population, tout en fixant les flux co- et contra-propagatifs. Ainsi, on obtient une nouvelle évaluation de l'inversion de population que nous noterons $\mathbf{Inv}_2$, calculée à partir de $\mathbf{Co}_1$ et $\mathbf{Contra}_1$. Cette deuxième évaluation de l'inversion de population est fondamentalement différente de $\mathbf{Inv}_1$ puisque, cette fois ci, nous prenons en compte les faisceaux contra-propagatifs, ce qui n'était pas le cas pour $\mathbf{Inv}_1$. $\mathbf{Inv}_2$ est donc plus "juste" que $\mathbf{Inv}_1$.
- flux co-propagatifs, tout en fixant les flux contra-propagatifs et l'inversion de population (sens d'intégration : z croissants depuis les conditions initiales en $z = 0$). Ici, $\mathbf{Co}_1$ devient $\mathbf{Co}_2$. Ce qui change, c'est le fait qu'on se base sur $\mathbf{Inv}_2$ pour réaliser l'intégration. Comme $\mathbf{Inv}_2$ est plus "juste" que $\mathbf{Inv}_1$, on obtient une intégration des équations de propagation plus "juste". Ainsi, $\mathbf{Co}_2$ est plus "juste" que $\mathbf{Co}_1$.
- inversion de population, tout en fixant les flux co- et contra-propagatifs. Ici $\mathbf{Inv}_2$ devient $\mathbf{Inv}'_2$. Ce qui change, c'est que $\mathbf{Inv}'_2$ est réévaluée à partir de $\mathbf{Contra}_1$ et $\mathbf{Co}_2$, alors que $\mathbf{Inv}_2$ avait été évaluée à partir de $\mathbf{Contra}_1$ et $\mathbf{Co}_1$. $\mathbf{Co}_2$ étant plus juste que $\mathbf{Co}_1$, $\mathbf{Inv}'_2$ est plus "juste" que $\mathbf{Inv}_2$.
- flux contra-propagatifs, tout en fixant les flux co-propagatifs et l'inversion de population (sens d'intégration : z décroissants depuis les conditions initiales en $z = L$). Ici, $\mathbf{Contra}_1$ devient $\mathbf{Contra}_2$. Ce qui change, c'est le fait que $\mathbf{Contra}_2$ est évalué à partir de $\mathbf{Inv}'_2$, alors que $\mathbf{Contra}_1$ avait été évalué à partir de $\mathbf{Inv}_1$, qui été moins "juste" que $\mathbf{Inv}_2$. Ainsi, $\mathbf{Contra}_2$ est plus "juste" que $\mathbf{Contra}_1$.

Par la suite, on continue à réaliser des boucles de convergences successives, identiques à la première boucle. Prenons l'exemple de $i^{\text{ème}}$ boucle :

- On ré-évalue l'inversion de population : $\mathbf{Inv}'_i$ devient $\mathbf{Inv}_{i+1}$, en se basant sur $\mathbf{Co}_i$ et $\mathbf{Contra}_i$.
- On ré-évalue les flux co-propagatifs : $\mathbf{Co}_i$ devient $\mathbf{Co}_{i+1}$, en se basant sur $\mathbf{Inv}_{i+1}$. (sens d'intégration : z croissants depuis les conditions initiales en $z = 0$)
- On ré-évalue l'inversion de population : $\mathbf{Inv}_{i+1}$ devient $\mathbf{Inv}'_{i+1}$, en se basant sur $\mathbf{Co}_{i+1}$ et $\mathbf{Contra}_i$.
- On ré-évalue les flux contra-propagatifs : $\mathbf{Contra}_i$ devient $\mathbf{Contra}_{i+1}$, en se basant sur $\mathbf{Inv}'_{i+1}$. (sens d'intégration : z décroissants depuis les conditions initiales en $z = L$)

En utilisant cet algorithme, on affine successivement $\mathbf{Co}$, $\mathbf{Contra}$ et $\mathbf{Inv}$, puisqu'on se base à chaque fois sur des éléments de plus en plus "justes". On se rend compte alors qu'après un certain nombre de boucles, la différence entre les solutions fournies par la boucle i et la boucle $i+1$ n'évoluent plus de façon significative. C'est le signe que $\mathbf{Co}$, $\mathbf{Contra}$ et $\mathbf{Inv}$ ont convergés vers la solution physique.

2.2.4 Élaboration d'un code de simulation d'EDFA

Au cours de cette thèse il a été question d'élaborer un code de simulation d'EDFA faiblement multimode. Ce code a été réalisé sous MATLAB®. Quelques exemples

2.2. Modélisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium

87

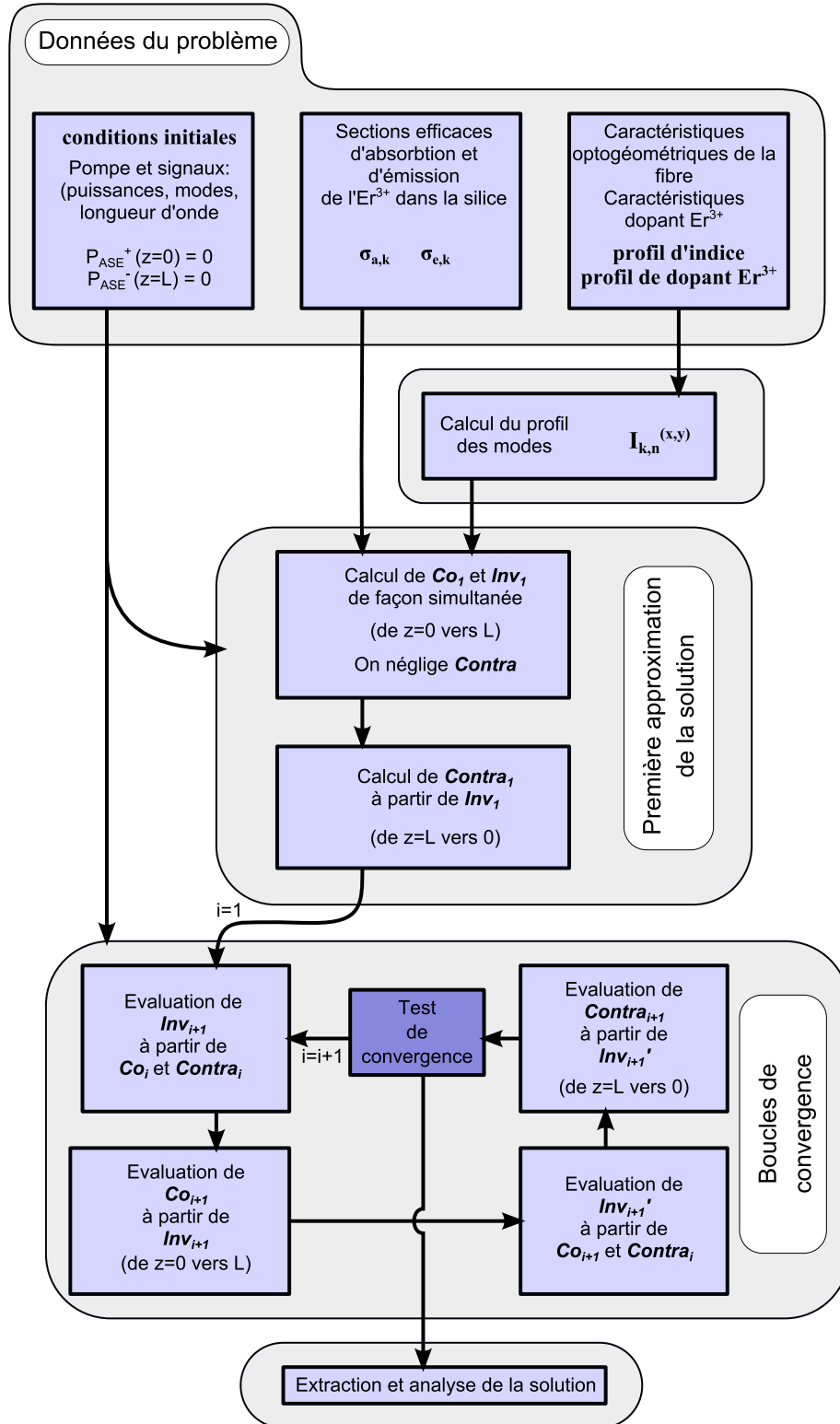


FIGURE 2.12 – Diagramme représentant les étapes de calcul pour la simulation d'un EDFA.

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre 88 dopée erbium faiblement multimode

de simulations réalisées à l'aide de ce code ont été présentées figures 2.6, 2.7, 2.8 et 2.9. Dans la suite de ce document, l'ensemble des simulations des FM-EDFAs a été réalisé avec ce code de simulation.

Typiquement, la fibre est découpée en $N_x \times N_y \times N_z$ parallélépipèdes rectangles dont les dimensions font quelques dixièmes de micromètre en transverse, pour quelques centimètres en longitudinal. La discrétisation en longueur d'onde est de l'ordre du nanomètre, pour une intégration de 100 nm autour de la bande C. Ces valeurs varient fortement selon la précision requise, le nombre de modes guidés par la fibre (ce qui nécessite parfois une résolution transverse accrue) et les paramètres de la simulation. Au final, cela représente $N_x \times N_y \times N_z \simeq 10^6$ équations de population (eq. 2.10) et environ $2N_\lambda \frac{V_s^2}{4} + 2\frac{V_p^2}{4} \simeq \frac{V_s^2}{2}(N_\lambda + 2) \simeq 10^3$ équations différentielles de propagation (eq. 2.11) à résoudre (avec $V_{s/p}$ la fréquence normalisée à la longueur d'onde signal ou pompe, N_λ le nombre de longueurs d'ondes simulées et $\frac{V_s^2}{4}$ le nombre de modes guidés à la longueur d'onde signal, cf. figure 1.13 et l'équation 1.27). Le nombre de boucles de convergence nécessaire à l'obtention d'une solution dépend des paramètres de simulation et de la précision demandée. Typiquement, le code converge en moins de dix boucles. Cependant, il est parfois nécessaire de réaliser plusieurs dizaines de boucles. Par exemple : dans le cas où le pompage est contra-propagatif, la convergence est complexe, car la résolution de la propagation de la pompe n'est pas simultanée à celle du signal.

La résolution des équations 2.10 et 2.11 nécessite les profils d'intensité des modes. Notons que ces profils transverses dépendent de la longueur d'onde. Plus l'écart en longueur d'onde est grand, plus ces changements peuvent être importants. Il est possible de faire l'approximation que le profil d'un mode donné reste constant sur la plage spectrale étudiée (pourvu que ce mode ne soit pas proche de sa longueur d'onde de coupure). Cependant, il est peu rigoureux de considérer que le profil d'un mode reste constant sur une plage spectrale large (notamment entre la longueur d'onde signal et la longueur d'onde de pompe). Dans le code de simulation des FM-EDFA qui a été réalisé, un code de calcul des modes guidés a été réalisé et intégré. Ainsi, il est possible de calculer le profil exact des modes guidés à chaque longueur d'onde, pourvu que le profil d'indice soit du type saut d'indice. Des exemples de résultats obtenus par ce code de calcul de modes ont déjà été présentés dans le chapitre précédent (cf. figures 1.12, 1.14, 1.15 et 1.13). Dans la suite des résultats présentés dans ce document, tous les profils de modes guidés dans les fibres à saut d'indice ont été calculés à l'aide de ce code.

Dans le cas des fibres autre qu'à saut d'indice, les profils de modes sont calculés à l'aide du logiciel COMSOL® à la longueur d'onde de pompe et à la longueur d'onde signal. Notons que, dans ces cas particuliers, nous négligerons les variations de profil d'intensité des modes en fonction de la longueur d'onde. Cette approximation sera faite, par exemple, dans le cadre de fibres réalisées par voie MCVD et dont le profil d'indice n'est pas de type saut d'indice (cf. chapitre 4) ou encore dans le cadre de fibres microstructurées (cf. chapitre 5) dont le cœur est de forme hexagonale.

2.2.5 Analyse de la convergence du code de simulation

La convergence du code vers la solution exacte est primordiale. Elle nécessite pour cela une discrétisation importante au niveau spatial et un nombre de boucles de convergence conséquent. Le code a été construit de telle sorte que la discrétisation spatiale et le nombre de boucles de convergence soient déterminés de façon "automatique" par une variable unique R , qui représente le « *niveau de résolution* » de la simulation. Ainsi, le nombre de points en transverse (N_x et N_y) est déterminé par la relation empirique suivante :

$$N_x = N_y = 10Rm_{max}\frac{D}{R_c}$$

avec m_{max} la valeur maximum de l'indice m (correspondant au nom des modes LP_{lm} à la longueur d'onde de pompe), R_c les dimensions du rayon du cœur et D la dimension transverse sur laquelle on réalise l'intégration. En effet, m représente le nombre de maximum d'intensité que présente un mode suivant le rayon du cœur (cf. figure 1.15). Il convient alors de fixer la résolution transverse en fonction du nombre de maximum de lobes d'intensité (m_{max}). Ainsi, plus il y a de modes d'ordre supérieur, plus il y a de points transverse pour décrire leurs formes de plus en plus complexes (pour un même niveau de résolution). En d'autres termes, dans le cas d'une résolution de niveau 1 et le long d'un rayon du cœur (suivant l'axe (Ox) par exemple), le profil d'intensité du mode est décrit avec une précision d'environ 10 points par lobe d'intensité. Enfin, pour assurer une résolution minimum dans le cas de fibre supportant peu de modes (valeur de m_{max} faible), une sécurité sur le nombre de points transverse a été mise en place telle que : $N_x = 100 \times R$

Le nombre de points longitudinaux est obtenu grâce à la relation empirique suivante :

$$N_z = 10RLN_{max}\sigma_{a,p}$$

avec N_{max} la concentration maximum en erbium dans le cœur, L la longueur de fibre et $\sigma_{a,p}$ la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Cette formule peut être obtenue en se basant sur l'équation 2.11. Négligeons la dépendance modale, considérons une absorption petit signal de la pompe (inversion de population nulle de l'erbium, i.e. puissance de pompe très faible) et faisons l'approximation d'une intégrale de recouvrement avec le dopant qui vaut 1. La puissance de pompe en fonction de la position dans la fibre est alors de type exponentielle décroissante et la distance caractéristique d'absorption est $1/(N_{max}\sigma_{a,p})$. On peut alors utiliser cette distance caractéristique pour définir la longueur du pas suivant l'axe (Oz), par exemple : $\delta z = 1/(10RN_{max}\sigma_{a,p})$. Ainsi, dans le cas où $R=1$, la variation maximale de la puissance de pompe entre chaque point de calcul vaut 10%. Cependant, en réalité, la différence de puissance de pompe maximum entre deux points successifs est de l'ordre de 3% (pour $R=1$).

Tant que la valeur des gains n'est pas stabilisée, le code a pour instruction de poursuivre les boucles de convergence. Plus concrètement, la condition d'arrêt de

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre 90 dopée erbium faiblement multimode

boucle est la suivante :

$$\max(G_{i+1} - G_i) < 0.1/R$$

De telle sorte que la différence maximum de gain (parmi les différents signaux amplifiés) entre deux itérations successives (i et $i + 1$) doit être inférieure à 0.1 dB (si $R = 1$). Notons cependant, que le nombre minimum de boucles a été fixé à 3 par mesure de sécurité.

Afin d'illustrer les exigences en terme de résolution pour la bonne convergence du code, prenons un exemple et étudions l'évolution des solutions en fonction de la résolution. Prenons le cas d'un amplificateur dont nous analyserons les performances plus tard dans ce manuscrit (cf. figure 4.14). Dans cet exemple, les gains de 24 signaux simultanément amplifiés sont simulés. Ces signaux sont distribués sur 4 longueurs d'ondes dans la bande C et sur 6 modes de propagation. Les résultats de l'analyse de convergence en fonction du niveau de résolution pour cette simulation sont reportés sur la figure 2.13, sur laquelle il est possible de voir :

- l'évolution de la discrétisation spatiale (N_x, N_y et N_z) en fonction de R . Notons que N_x et N_y sont bien égaux et que dans cet exemple particulier, N_z leur est aussi égal (ce qui n'est pas nécessairement le cas),

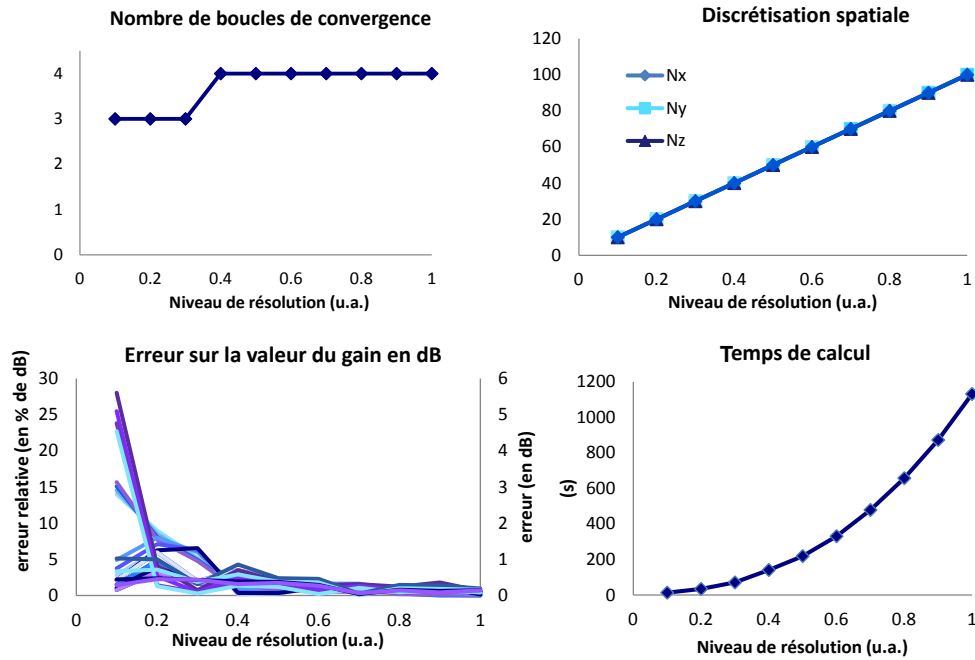


FIGURE 2.13 – a) Nombre de boucles de convergence en fonction du niveau de résolution. b) Discrétisation spatiale en fonction du niveau de résolution. c) Erreur sur les valeurs de gain des 24 signaux simultanément amplifiés, en relatif (en %) et en dB (avec G exprimé en dB). Notons que, dans cet exemple, le gain moyen des 24 signaux est de 20 dB. d) Temps de calcul (sur un microprocesseur de type Intel® Xeon® CPU W3520 à 2.67 GHz).

- l'évolution du nombre de boucles de convergence nécessaire pour obtenir une solution stable,
- le temps de calcul nécessaire, qui évolue de façon proportionnelle à R^3 (ce qui est directement lié au fait que le nombre de points dans l'espace est proportionnel à R^3)
- et enfin l'erreur sur la valeur des gains (en dB et en dB relatif). L'erreur sur la valeur du gain a été obtenue en comparant les résultats avec ceux obtenus avec un niveau de résolution valant 2. A ce niveau de résolution, la discrétisation spatiale est de $200 \times 200 \times 200$, la convergence interne nécessite 5 boucles et le temps de calcul est de 8750 secondes (environ 2 h et demie).

Les résultats présentés sur la figure 2.13 sont très dépendants de la géométrie de l'amplificateur qui est simulé, surtout au niveau du temps de calcul. Par exemple, les effets de saturation du gain (lorsque la puissance signal est importante) vont bien souvent nécessiter de nombreuses boucles de convergence. Ainsi, les résultats de la figure 2.13 sont essentiellement illustratifs et en toute rigueur chaque simulation devrait faire l'objet d'une étude de convergence.

Lors de l'utilisation de ce code et au cours de ce travail, il a été essentiellement question de trouver une géométrie d'amplificateur afin d'en améliorer les performances. De nombreuses simulations sont alors nécessaires. Il a donc fallu trouver un compromis entre précision et temps de calcul. Dans la plupart des cas, les résultats de simulations présentés dans ce document ont été initialement obtenus avec une résolution de $R = 0.5$ (afin d'explorer un maximum de possibilités en un minimum de temps), puis, ont été affinés avec une résolution de niveau $R = 1$ (voire 1.5 lorsque cela était nécessaire).

2.3 Méthode numérique d'optimisation

2.3.1 Position du problème

Comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, un des objectifs principaux de ce document est de trouver une géométrie d'amplificateur qui égalise le gain de plusieurs signaux. Ce problème physique possède de nombreux degrés de liberté :

- Schéma de pompage de la fibre dopée erbium (puissance de pompe totale, distribution de cette puissance sur les différents modes de pompe et sens de propagation de la pompe),
- Profil de dopant erbium dans le cœur de la fibre (niveau de concentration maximum de dopant et profil normalisé de distribution transverse),
- Nature du verre dopé (sections efficaces d'émission et d'absorption en fonction de la matrice de silice),
- Le type de signal à amplifier (longueur d'onde, mode signal et puissance du signal).

Tous ces degrés de liberté vont influencer fortement les valeurs de gain atteignables par l'amplificateur. Lors de l'optimisation de la géométrie de l'amplificateur, certains de ces degrés de liberté sont fixés (par choix ou par nécessité) nous parlerons alors de paramètres. Les autres degrés de liberté sont alors des variables du problème.

Lorsque le nombre de variables est faible (typiquement 1 ou 2) il est facile de réaliser une étude complète des possibilités, i.e. on évalue les performances pour toutes les configurations possibles en fonction des variables. Cependant, lorsque le nombre de variables devient conséquent (typiquement 4 à 10), le temps de calcul nécessaire à la résolution d'une étude complète croît de façon exponentielle avec le nombre de variables : il devient intéressant d'avoir recours à une méthode numérique d'optimisation.

Il existe de nombreux algorithmes d'optimisation numériques itératifs. Parmi les plus célèbres citons la méthode de Newton, les méthodes du gradient ou encore les algorithmes génétiques. Ces méthodes permettent de trouver un optimum de façon rapide, comparativement à une résolution complète, puisqu'il est possible de trouver la solution en calculant un minimum de points. Cependant, il est nécessaire de transformer le problème de l'optimisation comme étant la recherche d'un maximum (ou du minimum) d'une fonction particulière. Nous appellerons cette fonction « *fonction objectif* ».

2.3.2 Méthode du gradient

Dans la suite de ce document, nous utiliserons (lorsque cela s'avère nécessaire) une méthode d'optimisation pour trouver une géométrie d'amplificateur, permettant une performance optimum via l'utilisation de certains degrés de liberté. Nous avons choisi la méthode du gradient (ou "gradient descent" en anglais) car cette méthode est relativement bien adaptée à notre problème.

2.3. Méthode numérique d'optimisation

93

Notons les variables sous forme d'un vecteur :

$$\vec{X} = [X_1 \ X_2 \ X_3 \ \dots \ X_n]$$

Avec n le nombre de variables (détermine la dimensionnalité du problème). Notons $F(\vec{X})$ la fonction dont on cherche l'extremum. En partant d'un point initial $\vec{X}_0$, qui peut-être déterminé de façon aléatoire, l'algorithme va procéder de façon itérative en appliquant la relation de récurrence suivante :

$$\vec{X}_{i+1} = \vec{X}_i + \gamma \times \overrightarrow{\text{grad}}\{F(\vec{X})\}$$

où γ est un facteur de pas et i représente le numéro d'itération de l'algorithme. Lorsque γ est positif, l'algorithme converge vers les maxima et lorsque γ est négatif, l'algorithme converge vers les minima de la fonction F . Le facteur γ peut être considéré comme une constante, mais il est parfois nécessaire d'ajuster ce paramètre au fur et à mesure que l'algorithme progresse : on parle alors de pas adaptatif. Globalement, le point d'étude $\vec{X}$ se déplace de proche en proche, de telle sorte que la valeur de la fonction F croisse (ou décroisse) à chaque itération. Ainsi, l'algorithme ne peut tendre que vers un extremum (sauf dans le cas où la fonction diverge). La valeur à donner à γ est très importante. En effet, si ce paramètre est trop petit, le temps de calcul devient long et l'intérêt de la méthode devient relatif. Inversement, si γ est trop grand, l'algorithme n'arrive pas à converger et le point d'étude peut parfois osciller autour de la solution, sans jamais converger. Sur la figure 2.14, on peut voir 2 exemples de fonctions dont on cherche le maximum. Pour chaque exemple, trois méthodes de recherche du maximum ont été appliquées : résolution complète, puis deux méthodes d'optimisation dont celle du gradient.

Comme on peut le voir sur la figure 2.14, la méthode du gradient possède un inconvénient majeur : la solution fournie peut ne pas être la solution absolue. La convergence a bien souvent lieu vers l'extremum local le plus proche. Il est donc nécessaire de réaliser de nombreuses simulations, ayant chacune un point de départ différent. Puis, en comparant les différentes solutions fournies par l'algorithme il est alors possible de trouver quel est l'extremum absolu.

2.3.3 Amélioration de la vitesse de convergence : méthode du gradient modifiée

Au cours de ce travail, il a été question d'améliorer le temps de convergence de la méthode du gradient. Nous avons pour cela mis au point une méthode similaire qui consiste à appliquer un algorithme de façon successive, jusqu'à la convergence. Cette méthode consiste à calculer un minimum de fois le gradient de la fonction F et à appliquer un facteur de pas (γ) adaptatif.

En partant d'un point initial X_0 , on calcule le gradient de la fonction $F(\vec{X})$. Ce gradient va nous permettre de donner un cap à suivre et il suffit de se déplacer en ligne droite. On se déplace alors le long de cet axe tant que la valeur de la fonction

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre
dopée erbium faiblement multimode

94

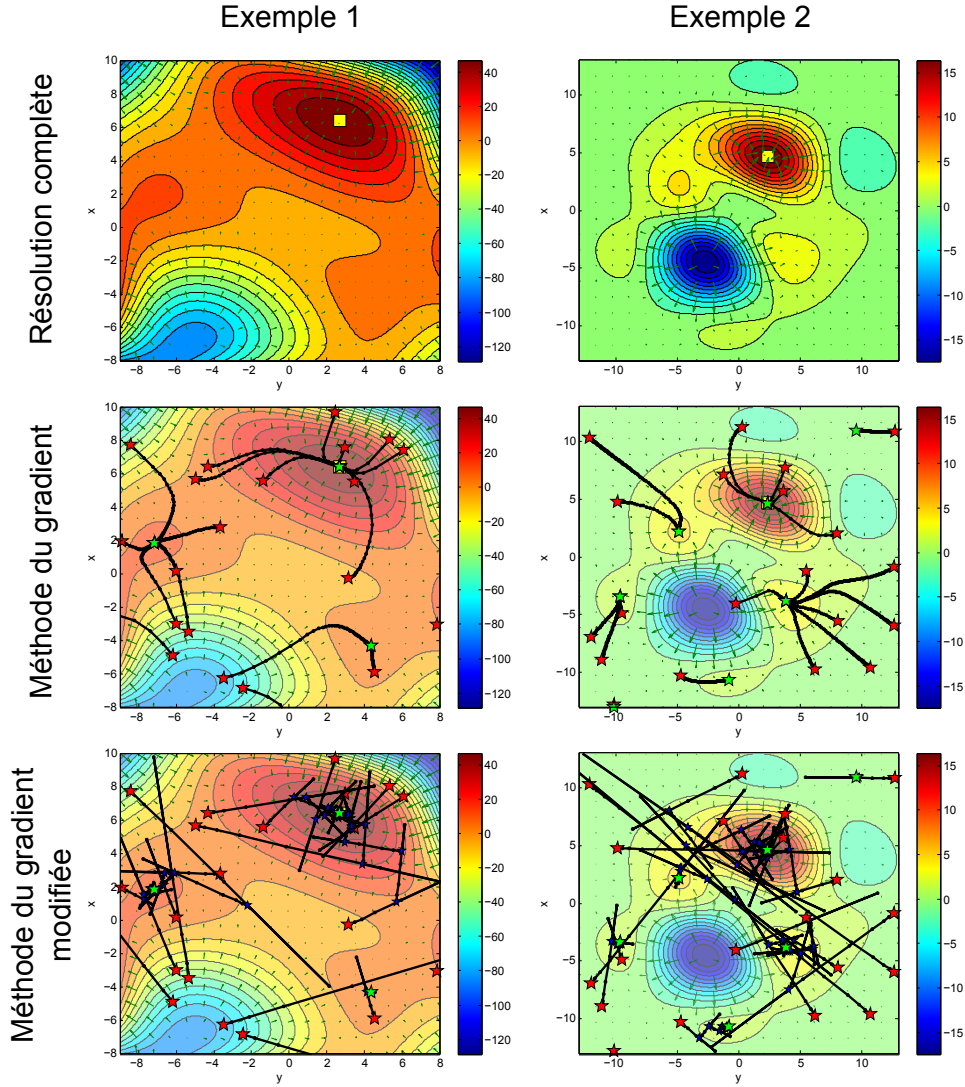


FIGURE 2.14 – Comparaison de résultats d'optimisation lors de l'utilisation de trois méthodes : résolution complète, méthode du gradient classique et méthode du gradient modifiée ; pour deux exemples de fonctions à optimiser. Pour la résolution complète, la solution optimum est repérée par un carré jaune sur la courbe. Pour les méthodes du gradient, les étoiles rouges correspondent à des points de départ (aléatoires) et les points verts correspondent aux points de convergence (i.e. les solutions). Pour la méthode du gradient modifiée, les points de bifurcation sont représentés en bleu. Les deux exemples de fonctions sont respectivement : $F_1(x, y) = \cos(y/5) \sin(x/3) (x + y)^2 + (x - y)^2/5 - (x^2 + 1)(y^2 + 1)/50$ et $F_2(x, y) = [\cos(y/5) \sin(x/3) (x + y)^2 + (x - y)^2/5] \exp(-(x^2 + y^2)/30)$

2.3. Méthode numérique d'optimisation

95

augmente (si on cherche le maximum) ou diminue (si on cherche le minimum). Ce balayage de l'axe est réalisé avec un pas adaptatif : à chaque nouvelle itération, la distance parcourue sur l'axe double. Tant que l'algorithme se déplace le long de l'axe, il n'est pas nécessaire de calculer le gradient de la fonction en chaque point, mais il suffit de calculer la valeur de la fonction elle même.

Dès que l'algorithme trouve un point sur la droite tel que la valeur de la fonction diminue (si on cherche le maximum) ou augmente (si on cherche le minimum), le code effectue une *bifurcation*, puisque ce dernier point est la preuve que l'on est passé par un extremum le long de la droite d'étude. En se basant sur les trois dernières positions ($\vec{X}_i$, $\vec{X}_{i-1}$ et $\vec{X}_{i-2}$), il est possible d'approximer la forme de la fonction F le long de l'axe par une parabole (polynôme du second degré). Ainsi, il devient aisé d'approximer la position du maximum (ou du minimum) le long de l'axe. Ce point extremum est appelé *point de bifurcation* et sert de nouveau point de départ à l'algorithme. Sur la figure 2.14 on peut voir ces points de bifurcation représentés par des étoiles bleues. Enfin, à chaque point de bifurcation, le facteur de pas est réévalué en fonction de l'angle de bifurcation (obtenu grâce au produit scalaire du déplacement précédent avec le gradient calculé au point de bifurcation). Lorsque la bifurcation est d'environ 90° , il convient de réduire fortement la taille des pas, alors que dans le cas d'un virage faible (proche de 0°), le pas n'a pas besoin d'être réajusté. Une façon simple de réévaluer le facteur de pas est d'utiliser la formule suivante :

$$\gamma' = \gamma * (\cos \alpha + 0.1)$$

où α représente l'angle de bifurcation.

Afin d'illustrer le gain en temps de calcul apporté par cette méthode du gradient modifiée, nous pouvons étudier les deux exemples fournis par la figure 2.14. Le temps de calcul et la probabilité de trouver l'optimum absolu ont été reportés sur la table 2.1, pour les deux exemples et pour les différentes méthodes de calcul illustrées sur la figure 2.14, dont la dimensionnalité est deux.

On remarque un net gain en temps de calcul et une légère amélioration sur la probabilité de converger vers la solution optimum. Ce gain de temps provient du fait que le gradient est calculé moins souvent. Le temps économisé devient très important dans le cas de systèmes possédant des dimensionnalités importantes (plus de deux variables), ce qui sera le cas lors des optimisations présentées dans les chapitres suivants. En effet, le calcul du gradient de la fonction F est relativement long : lorsque N dimensions sont utilisées, le calcul du gradient de F nécessite $2N + 1$ simulations du code EDFA. Ainsi, en réduisant la répétition des calculs du gradient de F , on réduit fortement le temps de calcul d'optimisation. L'utilisation du pas adaptatif permet également de réduire fortement le temps de calcul. Cependant, on constate que la probabilité de trouver l'optimum absolu reste faible. Il est donc nécessaire de réaliser un grand nombre de simulations afin de trouver l'ensemble des maximum, pour en déduire finalement quel est celui qui est absolu.

Au final, grâce à l'utilisation de la méthode du gradient modifié, il est possible de gagner un facteur 10 en temps de calcul lors de l'optimisation de la géométrie d'un

**Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre
96 dopée erbium faiblement multimode**

	Résolution complète	
	exemple 1	exemple 2
	30 s	30 s

	Méthode du gradient		Méthode du gradient modifiée	
	exemple 1	exemple 2	exemple 1	exemple 2
Temps moyen	0.52 s	0.69 s	0.37 s	0.36 s
Probabilité	0.41	0.26	0.47	0.31

TABLE 2.1 – Temps de calcul pour les différents exemples de la figure 2.14 et pour les différentes méthodes de calcul (sur un microprocesseur de type Intel® Xeon® CPU W3520 à 2.67 GHz). Pour les deux méthodes d'optimisation, la probabilité de trouver l'optimum absolu a été ajoutée (valeur obtenue après 1000 tests).

FM-EDFA, si 7 dimensions sont utilisées. Ainsi, l'optimisation d'un design prend environ 24 heures, au lieu de plus d'une semaine.

2.3.4 Application de l'algorithme d'optimisation au cas des FM-EDFA : fonction objectif

L'application d'une méthode d'optimisation au cas des FM-EDFA nécessite d'identifier les degrés de liberté du problème et de les séparer en deux groupes : les paramètres (que l'on considère comme fixes) et les variables (qui sont libres et que le code d'optimisation va utiliser comme dimensions possibles pour l'optimisation). Ce sont donc les variables qui sont regroupées sous forme d'un vecteur $\vec{X}$.

Il est également nécessaire de formuler explicitement la formule de la fonction d'optimisation F . Il faut donc exprimer les exigences de l'EDFA, en termes de performances que l'on désire obtenir, sous forme d'une fonction numérique.

Dans le cadre de ce travail, le but principal est l'obtention d'un gain égalisé sur l'ensemble des canaux optiques utilisés lors d'une transmission multiplexée en longueurs d'ondes et en modes (WDM + MDM). Pour répondre à cette problématique, on peut tout d'abord s'inspirer des travaux réalisés une décennie plus tôt pour l'égalisation du gain dans les EDFA monomodes dans le cas des transmissions WDM : une façon simple de décrire le niveau d'égalisation est donnée par le facteur de platitude $\Delta G/G_{av}$, rapport entre l'excursion des valeurs du gain à travers le spectre (ΔG) et le gain moyen sur la bande C (G_{av}) (cf. figure 2.15).

Il est possible d'étendre cette notion au cas des FM-EDFA, en considérant simplement que l'excursion de gain et le gain moyen doivent être obtenus en comparant l'ensemble des canaux utilisés (modaux et spectraux) (cf. figure 2.16). Nous utiliserons donc cette définition pour déterminer les performances de l'amplificateur en terme de platitude du gain. Nous pouvons également définir l'excursion spectral du gain pour un mode donné (DSG pour Differential Spectral Gain), ainsi que l'ex-

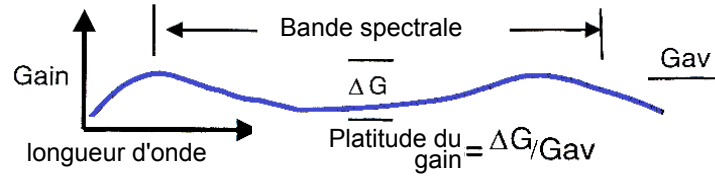


FIGURE 2.15 – Définition de la platitude du gain pour un EDFA monomode, lors d'application de type transmission WDM [Digonnet 2001].

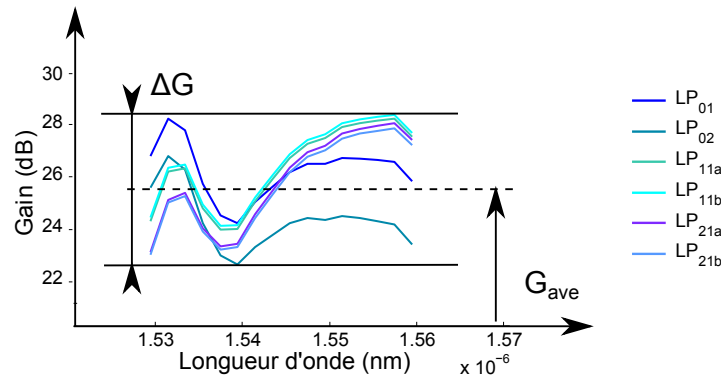


FIGURE 2.16 – Définition de la platitude du gain pour un FM-EDFA, lors d'application de type transmission WDM et MDM : excursion du gain

cursion modale du gain pour une longueur d'onde donnée (DMG pour Differential Modal Gain), qui seront des grandeurs importantes pour la suite de ce document.

Cependant, le facteur de platitude de gain ($\Delta G/G_{ave}$) n'est pas la fonction objectif (F) la plus adaptée lors de l'utilisation d'un algorithme d'optimisation, pour évaluer la performance de l'amplificateur. Comme on peut le voir sur la figure 2.17, il apparaît clairement que la valeur numérique de $\Delta G/G_{ave}$ a de nombreux inconvénients :

- numériquement, la valeur de $\Delta G/G_{ave}$ varie de façon inhomogène en fonction des performances.
- pour les gains élevés et les excursions de gain faibles, la valeur de la fonction est quasi-monotone. Ainsi l'algorithme ne verra pas de tendance claire pour se déplacer vers la solution et la convergence va être très longue (norme du gradient faible).
- pour les valeurs de gain faibles et les excursions de gain élevées, la valeur de la fonction diverge, ce qui peut engendrer des problèmes (gradient qui tend vers l'infini).

Lors de l'utilisation d'un algorithme d'optimisation, il est fortement conseillé de trouver une fonction d'optimisation F qui varie de façon la plus linéaire possible, afin d'aider à la convergence. Il convient donc de trouver une autre « *fonction objectif* » pouvant décrire la performance d'un amplificateur mais permettant la bonne

98 Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

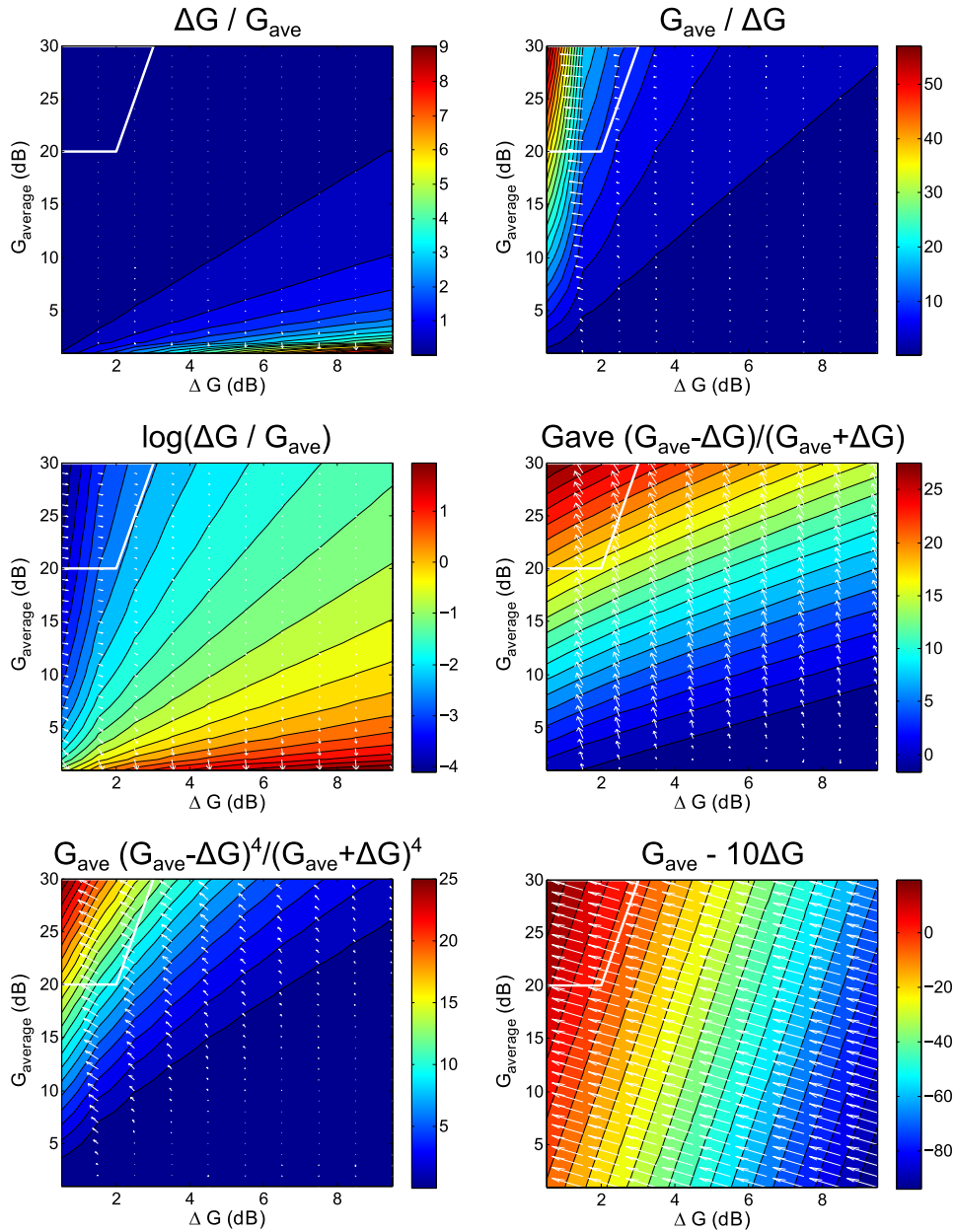


FIGURE 2.17 – Différentes définitions pouvant être utilisées pour décrire la platitude du gain d'un amplificateur. Le cadre délimité en blanc représente la limite d'acceptabilité de performance d'un amplificateur monomode : plus de 20 dB de gain en moyenne et une platitude de gain ($\Delta G / G_{\text{ave}}$) inférieure à 0.1.

2.3. Méthode numérique d'optimisation

99

convergence de l'algorithme. Sur la figure 2.17, plusieurs possibilités de fonctions permettant l'évaluation de la performance ont été reportées. Les critères de sélection de la fonction d'optimisation sont les suivants :

- pas de valeur divergente de la fonction,
- pas de valeur monotone ou de point présentant un gradient nul,
- une orientation du gradient (flèches blanches sur la figure 2.17) permettant une convergence la plus directe vers la zone d'acceptabilité des performances (cadre blanc en haut à gauche des graphiques).

Il devient alors clair que la fonction la mieux adaptée pour une méthode d'optimisation de type gradient (parmi celles proposées sur la figure 2.17) est la fonction suivante :

$$F(\vec{X}) = G_{ave} - 10 \times \Delta G$$

Cette fonction sera celle utilisée dans la suite de ce document comme fonction objectif lors de l'utilisation de la méthode du gradient modifiée.

2.4 Caractérisation expérimentale d'EDFA

2.4.1 Montage d'un FM-EDFA

Au cours de ce travail, il a été question de caractériser expérimentalement les fibres dopées erbium faiblement multimode (FM-EDF) réalisées au sein du laboratoire. Il a donc fallu concevoir et réaliser un banc de mesure du gain adapté à de telles fibres. Le but de ce montage est de pouvoir caractériser le gain d'un ou de deux signaux, en fonction de sa longueur d'onde et du mode transverse d'une fibre dopée erbium. Les schémas explicatifs de ce montage sont reportés sur la figure 2.18. Le principe fondamental reste le même que le montage monomode : il faut combiner le faisceau de pompe et les faisceaux signaux dans une même fibre passive adaptée, puis connecter cette fibre à la FM-EDF. Cependant, le montage est légèrement plus complexe. En effet, les signaux étant délivrés par un laser via une fibre de type SMF28, il est nécessaire de convertir le mode fondamental (LP_{01}) de la fibre en un mode d'ordre supérieur, afin d'exciter les modes d'intérêts dans la FMF. Dans notre cas, cette transformation se fait grâce à un passage en espace libre (i.e. propagation libre des faisceaux) et en insérant une *lame de phase à quatre quadrants* sur le chemin optique 2.18.

Les lames de phase sont réalisées de telle sorte à induire un déphasage de π sur deux des quatre quadrants de la lames (deux quadrants diamétralement opposés, cf. bas de la figure 2.18). En disposant les lames de façons différentes sur le chemin optique, il est alors possible d'exciter les modes LP_{01} , LP_{11a} , LP_{11b} , LP_{21a} et LP_{21b} de la FMF. L'obtention du mode LP_{01} nécessite de faire passer le faisceau à travers un des quatre quadrants. Les modes LP_{11} sont générés en superposant le milieu de la séparation de deux quadrants avec le maximum d'intensité du faisceau incident. L'orientation de la séparation détermine si on excite le LP_{11a} ou LP_{11b} . Les modes LP_{21} sont générés en superposant le milieu de la lame de phase (et donc le sommet commun des quatre quadrants) avec le maximum d'intensité du faisceau incident. L'orientation de la lame de phase détermine si on excite le mode LP_{21a} ou LP_{21b} . Le dispositif actuel ne dispose pas de lame de phase adaptée pour l'excitation du mode LP_{02} , mais il est théoriquement possible de générer ce mode grâce à cette technologie.

Deux bras permettent l'excitation de deux modes signaux dans la fibre. La combinaison de ces deux faisceaux signaux est réalisée en espace libre via un séparateur de faisceaux (ici utilisé comme combineur). Ce type de séparateur/combineur génère 3 dB de pertes sur chaque voie, puisque tout faisceau incident est directement séparé de façon équitable en deux (transmission et réflexion sur l'interface). Ainsi, la moitié de la puissance sur chaque voie est perdue et l'autre moitié est injectée dans la FMF.

Le faisceau de pompe est combiné à celui du signal via un miroir dichroïque. Ce type de miroir a la particularité de réfléchir certaines longueurs d'ondes (dans notre cas les longueurs d'ondes inférieures à 1180 nm comme celle de la pompe) et à transmettre les autres (ici supérieures à 1180 nm comme le signal). Il est donc

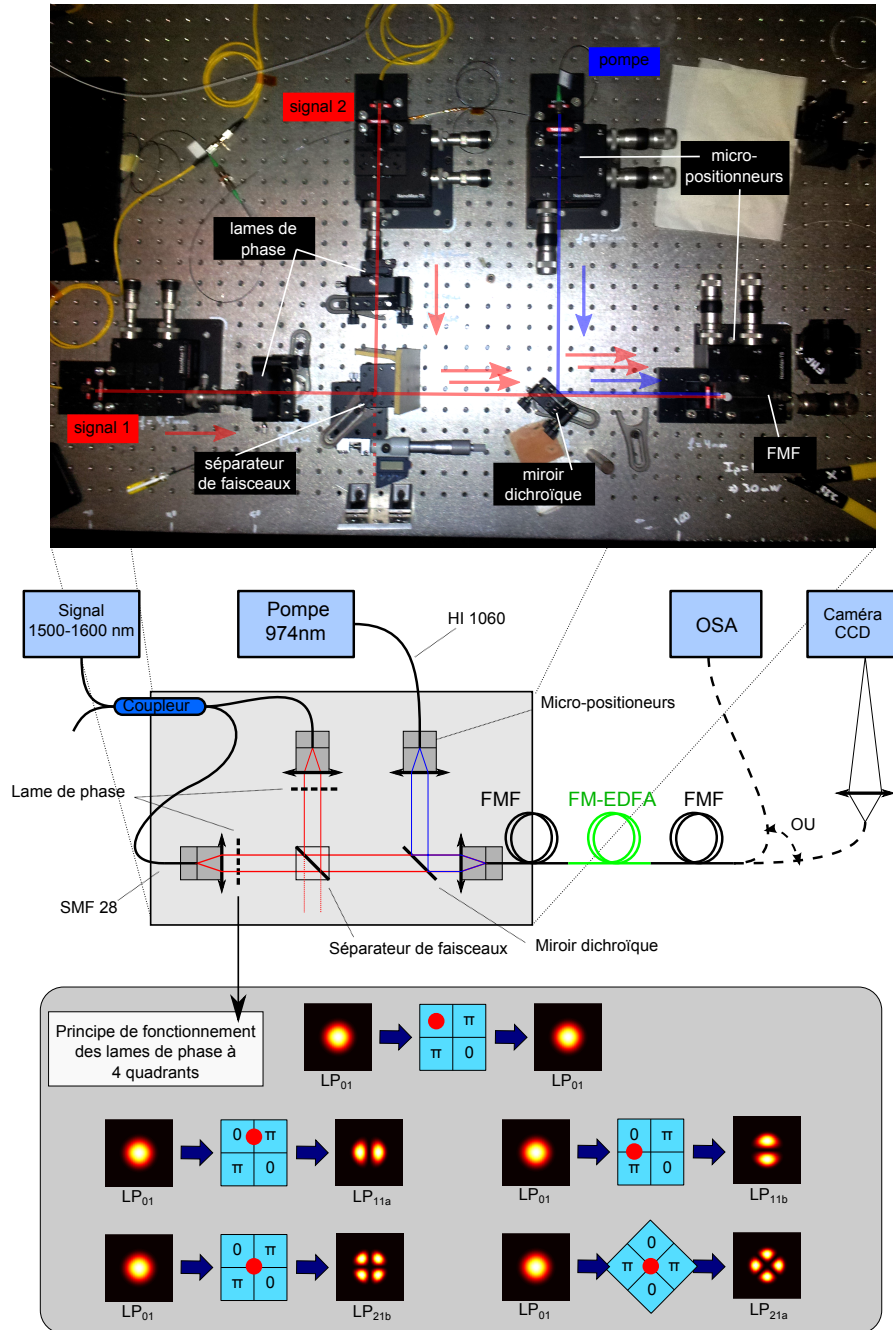


FIGURE 2.18 – Schéma de montage pour un EDFA légèrement multimode et principe de fonctionnement des lames de phase à quatre quadrants.

Chapitre 2. Modélisation et caractérisation d'amplificateurs à fibre dopée erbium faiblement multimode

102

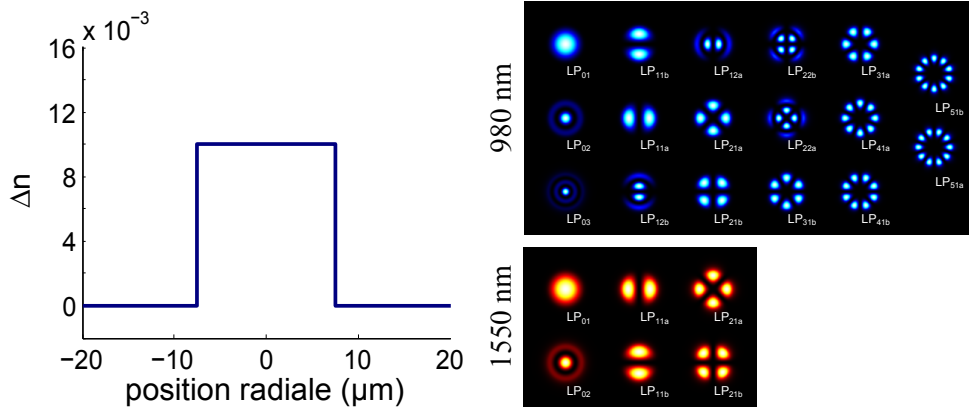


FIGURE 2.19 – Profil d'indice de la FMF fabriquée par notre partenaire Prysmian Group, ainsi que les profils d'intensité théoriques de l'ensemble des modes guidés à 1550 nm et à 980 nm.

possible de réfléchir 96% de la puissance à 980 nm et de transmettre 90% de la puissance à 1550 nm.

L'ensemble des faisceaux sont alors injectés simultanément dans une fibre unique de type FMF passive. Cette fibre a été développée et fabriquée par notre partenaire Prysmian Group [Sillard 2011b]. Le profil d'indice de cette fibre est de type saut d'indice, dont les paramètres exacts sont : un saut d'indice $\Delta n = 9.7 \times 10^{-3}$ (O.N. de 0.17) et un rayon de cœur $R_c = 7.5 \mu\text{m}$. Ce profil d'indice permet à la fibre de guider six modes à 1550 nm ($V=5.1$) et dix-sept modes à 980 nm. Le profil d'indice ainsi que les profils de modes de cette fibre ont été reportés sur la figure 2.19.

La FM-EDF est ensuite soudée à la FMF. Cette épissure est particulièrement sensible car il est important de « conserver » les modes autant que possible. Le niveau de précision de ces épissures ainsi que le couplage modal que peut engendrer cette soudure sera discuté dans le chapitre 3. Enfin, la fibre dopée erbium est à nouveau soudée à un tronçon de FMF. Cette dernière fibre peut faire l'objet de deux connexions : vers un analyseur de spectre optique (OSA pour optical spectrum analyser) pour mesurer les puissances optiques ou vers une caméra infra-rouge (IR) pour mesurer le profil d'intensité des modes. L'utilisation de deux tronçons de fibre passive simplifie la mesure du gain (connexion à l'analyseur de spectre).

2.4.2 Mesure de gain et de figure de bruit

Dans l'ensemble des travaux qui seront présentés dans la suite, les valeurs de gain ont été mesurées à l'OSA. D'autres méthodes sont possibles (par exemple à l'aide d'un puissance-mètre [Jung 2013a]), cependant, il est parfois nécessaire de connaître le niveau de bruit généré par l'amplificateur. Dans ce cas, seule une mesure à l'OSA permet de mesurer un gain de façon rigoureuse.

Pour mesurer le gain fourni par un EDFA, il est nécessaire de disposer du spectre avant et après amplification. Pour cela, on mesure le spectre en sortie de FMF, puis

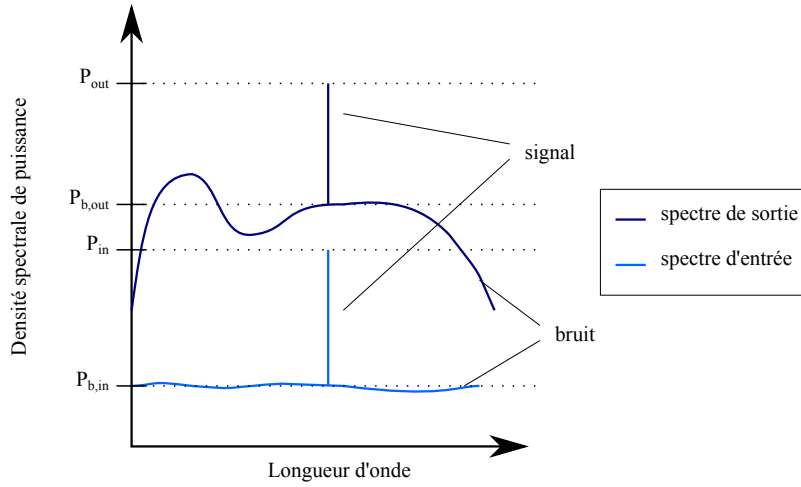


FIGURE 2.20 – Schéma représentant la forme typique du spectre avant et après amplification par EDFA, mesurés à l'analyseur de spectre optique.

on casse la soudure entre le sortie de la FM-EDF et la FMF, on raccourcie la FMF à quelques centimètre, et on resoude ce court morceau de FM-EDF à la FMF. Ainsi, on peut approximer le fait que les pertes induites par les deux soudures restent les même entre les deux mesures. En se basant sur la figure 2.20, le gain en échelle linéaire vaut :

$$G_{lin} = \frac{P_{s,out}}{P_{s,in}} = \frac{P_{out} - P_{b,out}}{P_{in} - P_{b,in}}$$

où $P_{s,in}$ et $P_{s,out}$ représentent respectivement la puissance du signal avant et après amplification, $P_{b,in}$ et $P_{b,out}$ représentent respectivement la puissance du bruit avant et après l'amplificateur et P_{in} et P_{out} représentent respectivement la puissance mesurée à la longueur d'onde du signal avant et après amplification.

La puissance lumineuse peut être exprimée également en échelle logarithmique. Pour cela on compare (via un rapport) le niveau de puissance en mW à un niveau de puissance de référence (fixé de façon arbitraire à 1 mW). Le résultat est alors exprimé en dBm .

Dans le cas où les SNR_{in} et SNR_{out} sont grands (supérieurs à 20 dB) il est possible d'approximer la valeur des gains de la façon suivante :

$$G_{dB} = G \simeq P_{out,dBm} - P_{in,dBm}$$

De même, la valeur de figure de bruit en dB vaut :

$$NF_{dB} = SNR_{in,dB} - SNR_{out,dB} \simeq G_{b,dB} - G$$

où $G_{b,dB}$ représente le gain du bruit (i.e. le gain du bruit mesuré à une longueur d'onde proche de celle du signal)

Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons établi les bases théoriques concernant les ED-FAs. Du macroscopique au microscopique, les mécanismes de l'amplification dans ces fibres actives ont été analysés. Nous avons pu voir comment l'erbium parvient à prélever la puissance du faisceau de pompe pour la redistribuer aux signaux. Cependant, cette redistribution de puissance ne se fait pas de manière équitable pour tous les signaux. La valeur du gain pour un amplificateur donné va dépendre de trois paramètres importants : la puissance optique du faisceau de pompe, la puissance optique des signaux et les longueurs d'onde des différents signaux. Dans le cas des amplificateurs multimodes, un nouveau paramètre rentre en ligne de compte : la dépendance modale du gain. Comme nous l'avons souligné au cours de ce chapitre, il est indispensable d'égaliser au maximum le gain des différents canaux utilisés lors d'applications de type « télécommunication ». L'objectif principal des travaux rapportés dans ce document sera l'obtention d'un gain égalisé sur les différents canaux utilisés dans la cadre d'une transmission WDM et MDM. Pour cela un code de simulation de FM-EDFA a été développé et ce code peut éventuellement être associé à un algorithme d'optimisation qui a également été développé au cours de cette thèse. L'utilisation de ces deux codes permettra d'obtenir des géométries de fibres actives dont les performances seront assez satisfaisantes, comme nous l'exposerons dans les chapitres 4 et 5.

Dans ce chapitre, nous avons également décrit les principes de bases concernant la caractérisation expérimentale des EDFA. Un banc de caractérisation expérimentale permettant la mesure du gain et de la figure de bruit de FM-EDFA a été mis en place. Ce banc a été utilisé pour l'ensemble des résultats expérimentaux qui seront exposés dans les chapitres 4 et 5.

Dans le prochain chapitre nous nous intéresserons plus précisément à l'injection des modes dans une fibre, au comportement des modes en sortie de FMF ainsi qu'aux problématiques liées à la connexion de deux FMF. Nous traiterons également des moyens expérimentaux pouvant être mis en œuvre pour mesurer la composition modale dans une FMF. Ces différents aspects relatifs au multiplexage modale sont très importants pour la bonne compréhension du fonctionnement du banc de caractérisation expérimentale des FM-EDFA et sont également des problématiques importantes à prendre en compte dans un système de télécommunication utilisant la technologie MDM.

CHAPITRE 3

Multiplexage de modes d'ordre supérieur

Sommaire

3.1	Propagation des faisceaux émergeant d'une FMF	107
3.1.1	Faisceaux gaussiens	107
3.1.2	Optique de Fourier	108
3.1.3	Facteur M^2	109
3.2	Injection de lumière dans une FMF	114
3.2.1	Principe	114
3.2.2	Intégrale de recouvrement et taux d'excitation des modes	115
3.2.3	Injection à la longueur d'onde signal	115
3.2.4	Injection du faisceau de pompe	116
3.2.5	Injection de modes d'ordre supérieur	118
3.3	Connexion de fibres faiblement multimodes	122
3.3.1	Principe	122
3.3.2	Intégrales de recouvrement et matrice de transition de modes	122
3.3.3	Impact d'un alignement décentré	124
3.3.4	Impact d'un décalage angulaire	126
3.3.5	Impact d'un angle de clive	129
3.3.6	Impact d'une transition vers une fibre présentant un profil d'indice différent	130
3.3.7	Comparaison avec les expériences	132
3.4	Méthode S^2	137
3.4.1	Principe	137
3.4.2	Méthode classique	137
3.4.3	Généralisation des équations	139
3.4.4	Montages expérimentaux	143
3.4.5	Exemple de l'étude de la FMF	144
3.4.6	Comparaison théorie - expérience	146
3.4.7	Limites de la méthode classique	148
3.4.8	Analyse des composantes principales	149
3.4.9	Application de la méthode ACP	153
3.4.10	Validation expérimentale de la méthode	156
3.4.11	Caractérisation d'un multiplexeur modal	158

Introduction

Le multiplexage sur plusieurs modes soulève plusieurs difficultés dont nous aborderons certains aspects au cours de ce chapitre. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la caractérisation du gain modal d'un FM-EDFA nécessite le multiplexage de plusieurs modes d'ordre supérieur dans une même fibre (cf. section 2.4.1). Au cours de ce travail, l'élaboration d'un MUX modal permettant l'injection contrôlée de ces modes d'ordre supérieur a été une des problématiques majeures. En effet, nous verrons au cours de ce chapitre, qu'il est relativement difficile d'exciter un mode sans en exciter d'autres. Il convient donc de maximiser la puissance injectée dans le mode désiré, tout en minimisant la puissance dans les autres modes. C'est à dire le « *cross-talk* » en anglais (bien souvent noté X-talk).

Tout d'abord, nous focaliserons notre étude sur le comportement des modes en entrée et en sortie de FMF. Après avoir rappelé les bases de l'optique gaussienne (fortement utilisée pour étudier la propagation des faisceaux émergeant d'une fibre monomode) nous tenterons d'étudier comment se comporte la lumière en sortie d'une fibre multimode. Nous introduirons pour cela un facteur bien connu dans le domaine des lasers, à savoir le facteur M^2 . Celui-ci permet décrire de façon très simplifiée le comportement des modes émergeant de la fibre. Par la suite, nous nous intéresserons à l'autre extrémité de la fibre et aux problématiques d'injection de faisceau dans une fibre multimode. En effet, l'injection de lumière dans une FMF est légèrement plus complexe que dans le cas d'une fibre monomode, puisque la puissance incidente va pouvoir se *projeter* sur les différents modes de propagation de la fibre.

Nous étudierons également les problématiques liées à la connexion de deux FMF. D'une part, ce type de raccord induit des pertes de puissances (à l'instar de la connexion de deux fibres SMF), et il s'avère que ces pertes peuvent dépendre des modes guidés. D'autre part, un couplage de puissance entre modes peut apparaître suite à une telle connexion. Comme nous le verrons de façon détaillée, ces deux effets vont avoir pour origine les différents défauts de la connexion (décentrement, décalage angulaire, angles de clive, variation du profil d'indice).

Enfin, nous exposerons une méthode d'analyse de la composition modale d'une fibre (méthode S^2). Grâce à une résolution spectrale et spatiale du problème physique, il est théoriquement possible de mesurer la différence de vitesse de groupe des différents modes de la fibre, de reconstruire les profils des modes en champs et de déduire la puissance optique contenue dans chaque mode. Nous proposerons également d'appliquer une méthode d'analyse des données nommée *Analyse des composantes principales* qui, comparativement à la méthode d'analyse classique, permet une analyse plus fine des résultats expérimentaux. Cette technique sera finalement utilisée pour caractériser la pureté modale obtenue expérimentalement grâce au multiplexeur modal, mis en place sur le montage de caractérisation de FM-EDFA (cf. section 2.4.1).

3.1 Propagation des faisceaux émergeant d'une FMF

3.1.1 Faisceaux gaussiens

L'optique gaussienne permet d'étudier la propagation en espace libre des faisceaux dont les profils de champ et d'intensité peuvent être représentés par une gaussienne. Ces faisceaux particuliers sont des solutions très intéressantes de l'équation de propagation dans un milieu homogène. Le profil de champ et le profil d'intensité prennent alors la forme suivante :

$$E^{(r,\theta,z)} \propto \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_{(z)}^2}\right) \quad \text{et} \quad \mathbb{I}^{(r,\theta,z)} \propto \exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{(z)}^2}\right)$$

où $\omega_{(z)}$ représente le rayon de gorge (ou le « *waist* » en anglais), c'est-à-dire la dimension transverse caractéristique du faisceau. On parle souvent de largeur du faisceau.

Ainsi, en normalisant les profils, on obtient :

$$I^{(r,\theta,z)} = \frac{2}{\pi\omega_{(z)}^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{(z)}^2}\right) \quad \text{et} \quad \psi^{(r,\theta,z)} = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_{(z)}^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_{(z)}^2}\right)$$

Ce type de faisceau n'étant pas guidé (propagation dans un milieu homogène), il s'« auto-diffracte » et donc diverge. Ceci se traduit par l'évolution en fonction de z du *waist* ($\omega_{(z)}$) du faisceau. Cette évolution est décrite par la relation suivante :

$$\omega_{(z)} = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad \text{avec} \quad z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$$

où ω_0 (largeur principale ou encore largeur minimale) représente $\omega_{(z)}$ en $z = 0$ et z_R (longueur de Rayleigh) représente la dimension caractéristique du faisceau suivant l'axe de propagation. Notons que dans ce formalisme, l'origine du repère a été choisie comme le point de l'espace où l'intensité du faisceau est maximale (confinement maximum de la puissance, cf. figure 3.1).

Le rayon de courbure ($R_{(z)}$) du front d'onde est donné par la relation suivante :

$$R_{(z)} = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right]$$

On appelle angle de divergence (θ) l'angle du cône décrit par le niveau d'intensité à $1/e^2$ en chaque plan défini par $z \gg z_R$ (i.e. le cône décrit par le comportement asymptotique de la fonction $\omega_{(z)}$). La relation entre ω_0 et θ est la suivante :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \tag{3.1}$$

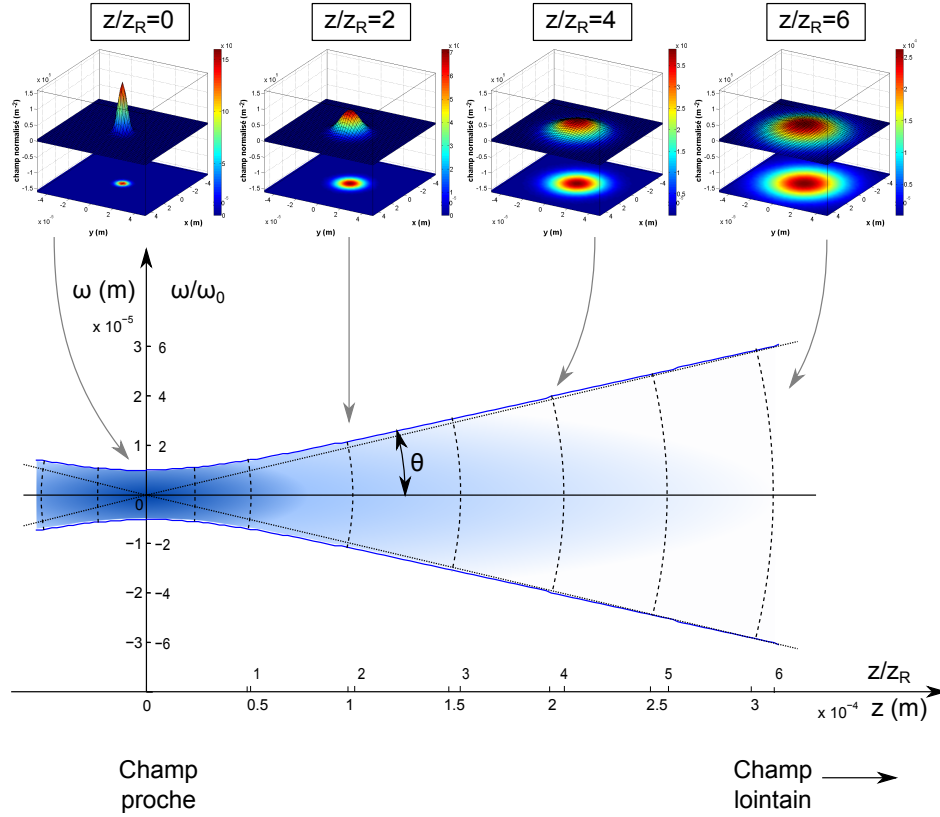


FIGURE 3.1 – Schéma de propagation d'un faisceau gaussien en espace libre ($\lambda = 1500 \text{ nm}$, $\omega_0 = 5\mu\text{m}$).

Notons que beaucoup de lasers émettent un faisceau dont le profil est gaussien et que le mode fondamental d'une fibre optique (LP_{01}) est de forme quasi-gaussienne. Ainsi, la propagation de ce mode en sortie de fibre optique peut-être approximativement décrite par les relations précédentes.

3.1.2 Optique de Fourier

Il existe deux plans dans l'espace où un faisceau gaussien possède un front d'onde plan. Ces deux plans se situent en $z = 0$ et $z \rightarrow \infty$ et sont communément appelés *champ proche* et *champ lointain*. Il existe une relation simple entre le profil du faisceau en champ proche E_{CP} et celui en champ lointain E_{CL} (*near field* et *far field* sur la figure 3.1), via l'optique de Fourier :

$$\psi_{CP}^{(u,v)} = TF_{2D} \left[\psi_{NF}^{(x,y)} \right] \quad (3.2)$$

avec TF_{2D} la transformée de Fourier à 2 dimensions et u et v les fréquences spatiales définies à partir des angles de divergence θ_x et θ_y du faisceau suivant les axes (Ox)

et (Oy) [Perez 2000] :

$$u = \frac{\sin(\theta_x)}{\lambda} = \frac{x}{\lambda z} \quad \text{et} \quad v = \frac{\sin(\theta_y)}{\lambda} = \frac{y}{\lambda z}$$

La transformée de Fourier d'une gaussienne étant une gaussienne, on en déduit que la forme globale de la distribution en intensité d'un faisceau gaussien se conserve, même si les dimensions du faisceau changent au cours de sa propagation.

3.1.3 Facteur M^2

Le facteur M^2 permet l'analyse de la propagation de faisceaux non gaussiens [Siegman 1993] [Siegman 1998]. Grâce à l'équation 3.2 il est possible de connaître le champ lointain d'un faisceau si on connaît le champ proche associé (et réciproquement). A partir de ces profils de champ, il est possible de déterminer les dimensions caractéristiques de chaque faisceau dans chaque plan (champ lointain et proche), suivant l'axe (Ox) et (Oy) . Notons W_x et W_y les dimensions caractéristiques du champ proche et W_u et W_v celles du champ lointain. En champ proche ces dimensions caractéristiques sont définies par :

$$W_x = 2 \left(\frac{\iint x^2 |\psi_{cp}^{(x,y)}|^2 dx dy}{\iint |\psi_{cp}^{(x,y)}|^2 dx dy} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad W_y = 2 \left(\frac{\iint y^2 |\psi_{cp}^{(x,y)}|^2 dx dy}{\iint |\psi_{cp}^{(x,y)}|^2 dx dy} \right)^{1/2}$$

et en champ lointain par :

$$W_u = 2 \left(\frac{\iint u^2 |\psi_{cl}^{(u,v)}|^2 du dv}{\iint |\psi_{cl}^{(u,v)}|^2 du dv} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad W_v = 2 \left(\frac{\iint v^2 |\psi_{cl}^{(u,v)}|^2 du dv}{\iint |\psi_{cl}^{(u,v)}|^2 du dv} \right)^{1/2}$$

Les facteurs M_x et M_y sont alors déduits des relations suivantes :

$$M_x^2 = \pi W_x W_u \quad \text{et} \quad M_y^2 = \pi W_y W_v$$

La valeur de M^2 est nécessairement supérieure ou égale à 1. De plus, seul un faisceau gaussien permet d'obtenir un facteur M valant 1. Toute autre forme de faisceau implique une valeur de M strictement supérieure à 1.

La propagation en espace libre du faisceau non gaussien est alors obtenue en imaginant un faisceau gaussien fictif (ou *embedded Gaussian* en anglais, cf. figure 3.2). Ce faisceau est intégralement décrit par un diamètre effectif ω_{fic} donné par :

$$\omega_{0x,fic} = W_x / M_x \quad \text{et} \quad \omega_{0y,fic} = W_y / M_y$$

Les dimensions transverses réelles du faisceau non gaussien ($\omega_R(z)$) sont alors obtenues par la relation :

$$\omega_R^{(z)} = M \omega_{fic}^{(z)}$$

Notons que l'angle de divergence du faisceau est alors M fois plus grand que

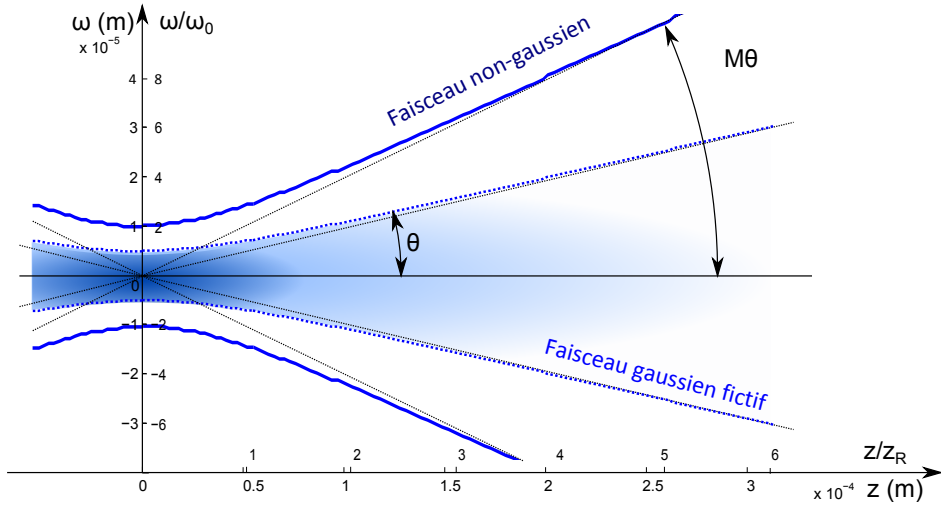


FIGURE 3.2 – Schéma de propagation d'un faisceau non gaussien en espace libre, avec corrélation entre faisceau réel et faisceau gaussien fictif équivalent.

celui du faisceau gaussien fictif.

La mesure expérimentale du M^2 permet de quantifier la qualité d'un faisceau en comparaison d'un faisceau gaussien de même dimension caractéristique ω_0 . En effet, il est bien souvent attendu de la part d'une source optique d'avoir un profil gaussien, ce qui est une preuve de qualité (en termes de cohérence spatiale, de brillance de la source etc...). Ainsi, dans la plupart des cas, plus le facteur M^2 est proche de 1, plus la source sera jugée comme étant de bonne qualité [Koplow 2000]. Notons que certains lasers industriels ont des facteurs M^2 pouvant atteindre la valeur de l'ordre de la centaine (i.e. le faisceau diverge dix fois plus que le faisceau gaussien fictif associé et diverge 100 fois plus qu'un faisceau gaussien de même diamètre principal ω_0).

Dans le cadre des transmissions MDM, les faisceaux sortants de la fibre sont répartis sur différents modes transverses de propagation. Une fois « libérés » du guidage de la fibre, ces modes vont se propager en espace libre et s'auto-diffracter. Chaque mode ayant un profil qui lui est propre (champ proche, cf. figure 1.14), chacun d'eux va avoir une divergence particulière. La propagation en espace libre de l'ensemble de ces modes est alors complexe, puisque chaque mode n'a pas la même propagation. Prenons l'exemple de la fibre FMF passive que nous utilisons dans nos expériences (cf. figure 2.19). Pour chaque mode de la fibre, il est possible d'utiliser le profil de champ des modes comme étant le champ proche (sortie de fibre clivée). Puis, en calculant la TF_{2D} de ce profil, on peut calculer le profil du mode correspondant en champ lointain. Ayant obtenu le champ lointain, il est alors possible de calculer la valeur de M_x et M_y pour chaque mode, ainsi que le diamètre de faisceau gaussien fictif correspondant. Ces valeurs sont importantes pour calculer la propagation en espace libre des modes émergents d'une fibre optique. Le code de

3.1. Propagation des faisceaux émergeant d'une FMF

111

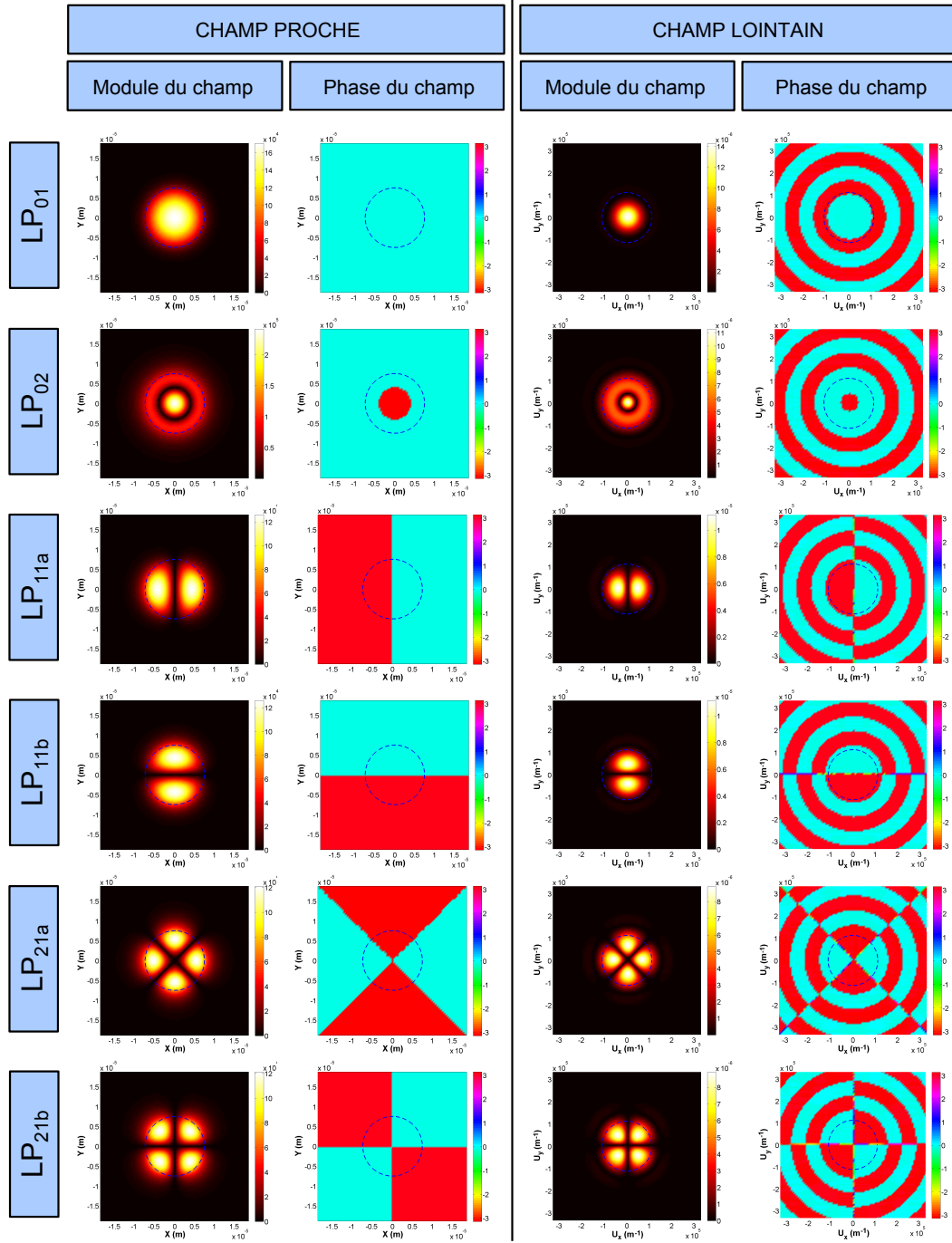


FIGURE 3.3 – Profils de champ normalisés des différents modes guidés dans la FMF à 1550 nm en champ proche (à gauche) et en champ lointain (à droite). En pointillés bleus sur les profils en champ lointain : la jonction cœur-gaine de la fibre optique tel que $x^2 + y^2 = R_c^2$. En pointillés bleus sur le champ lointain : la limite du cône correspondant à l'ouverture numérique de la fibre, telle que $u^2 + v^2 = \left(\frac{O.N.}{\lambda}\right)^2$.

résolution des modes d'une fibre saut d'indice a été utilisé pour calculer les profils de champ des modes de la FMF (cf. section 2.2.4 et figure 1.14). Ces profils de champs sont alors considérés comme le champ proche de chaque mode lors de leur propagation en espace libre à la sortie de la fibre. Un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT Fast Fourier Transform) a ensuite permis le calcul des champs lointains de chaque mode (cf. figure 3.3). Enfin, il est possible de calculer le facteur M^2 correspondant à chaque mode de la FMF. Les résultats de ces calculs de facteur M^2 ont été reportés dans le tableau 3.1. On constate que le mode fondamental a un facteur M^2 très proche de 1, ce qui est en accord avec le fait que le profil du mode LP_{01} d'une fibre optique est bien souvent approximé par une gaussienne. Les modes LP_{02} et LP_{21} présentent un facteur M^2 valant 3, pour un waist fictif proche de celui du LP_{01} . Ceci signifie que la divergence de ces deux modes d'ordre supérieur est environ trois fois supérieure à celle du mode fondamental. Le cas des modes LP_{11} est légèrement atypique. En effet, le facteur M^2 prend alors deux valeurs distinctes suivant les deux axes (Ox) et (Oy). Prenons l'exemple du LP_{11a} , dont nous fixerons l'orientation des deux maxima d'intensité suivant l'axe (Ox) (cf. figure 1.14). Dans ce cas, la valeur de M_x^2 vaut 3, alors que la valeur de M_y^2 vaut environ 1. Ainsi, la divergence du faisceau est plus importante suivant l'axe des deux lobes d'intensité. Notons que cette propriété est propre à l'ensemble des modes LP_{lm} dont l vaut 1.

mode	M_x^2 & M_y^2	$\omega_{fic} (\mu m)$
LP_{01}	1.0	5.9
LP_{11a}	3.1 & 1.0	5.3
LP_{11b}	1.0 & 3.1	5.3
LP_{02}	3.0	4.9
LP_{21a}	3.1	5.0
LP_{21b}	3.1	5.0

TABLE 3.1 – Facteur M^2 pour les différents modes de la fibre FMF passive à 1550 nm, ainsi que les diamètres principaux de faisceaux gaussiens fictifs correspondants.

En toute rigueur, les données du tableau 3.1 doivent être utilisées pour prévoir la propagation en espace libre de ces modes d'ordre supérieur en sortie de fibre FMF, tout particulièrement lors du passage de plusieurs modes dans une lentille (par exemple lors de la collimation du faisceau émergent de la fibre). En effet, la divergence et la dimension transverse des modes étant très différentes d'un mode à l'autre, la focalisation de chaque mode peut ne pas avoir lieu dans le même plan en sortie de lentille. De plus, une attention particulière doit être prise pour s'assurer que les faisceaux provenant des modes d'ordre supérieur sont compatibles avec l'ouverture numérique des lentilles. Pour cela, il suffit de comparer l'ouverture numérique de la lentille avec le sinus de l'angle de divergence du mode considéré (la divergence doit rester inférieure au cône d'acceptance de la lentille). Notons enfin que le sinus de l'angle de divergence des modes d'une fibre ne peut être supérieur à l'ouverture

3.1. Propagation des faisceaux émergeant d'une FMF

113

numérique de la fibre elle-même.

3.2 Injection de lumière dans une FMF

3.2.1 Principe

Dans le cadre des transmissions optiques, il est nécessaire d'injecter la lumière dans la fibre en début de ligne. À l'aide d'un micropositionneur et d'une microlentille, on focalise le faisceau sur la face clivée de la fibre, tout en faisant coïncider le plan du waist principal avec le plan de la face clivée (front d'onde plan sur la surface plane de l'entrée de la fibre). Dans le cadre des transmissions monomodes, le couplage est obtenu en projetant un faisceau gaussien incident sur le mode unique de la fibre, dont le profil est quasi-gaussien. Nous verrons plus loin que l'efficacité de ce couplage peut être quantifiée par l'*intégrale de recouvrement* entre le faisceau incident et le profil du mode guidé. On peut montrer que le taux de couplage est maximum lorsque les deux « gaussiennes » coïncident parfaitement (centrées l'une par rapport à l'autre et de mêmes dimensions transverses). Dans le cadre des transmission MDM, les mécanismes du couplage de la lumière dans une fibre FMF sont légèrement plus complexes, puisque chaque mode est susceptible d'être excité et il est nécessaire d'utiliser des techniques particulières pour exciter de façon sélective les modes de la fibre.

Cependant, l'injection d'un simple faisceau gaussien dans la FMF est bien souvent utilisée, par exemple dans le montage de l'expérience de mesure du gain d'un FM-EDFA (cf. section 2.4.1), soit pour l'injection du mode LP_{01} à la longueur d'onde signal, soit pour l'injection du faisceau de pompe dans la fibre. La répartition de la puissance optique se fait alors sur les différents modes de la fibre et le taux d'excitation de chaque mode de la fibre se calcule grâce à l'intégrale de recouvrement entre le profil de champ du faisceau incident (dans le plan de la face clivée) et le profil de champ de chaque mode guidé (cf. formule 3.4) : on parle alors de projection du faisceau incident sur les modes propres du guide d'onde.

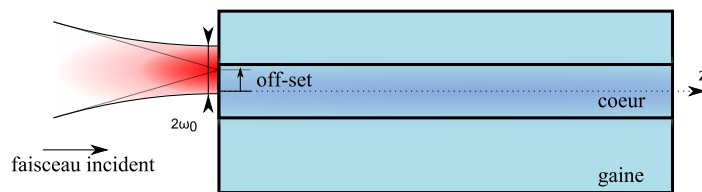


FIGURE 3.4 – Principe d'injection d'un faisceau gaussien dans une fibre optique.

Dans la suite de cette section, nous établirons les outils théoriques permettant d'estimer les puissances couplées dans les différents modes de la FMF. Plus exactement, nous prendrons l'exemple de l'injection de la lumière dans la fibre passive que nous utilisons dans nos expériences (cf. figure 2.18 et 2.19). Tout d'abord nous étudierons le cas de l'injection d'un faisceau gaussien dans la FMF (à 1550 nm, puis 980 nm), puis nous étudierons les mécanismes d'une injection qui permet l'excitation sélective des modes de la FMF (à l'aide de lames de phase).

3.2.2 Intégrale de recouvrement et taux d'excitation des modes

Le taux de puissance couplée sur chaque mode de la fibre peut être calculé grâce aux intégrales de recouvrement entre le profil de champ normalisé du faisceau incident et le profil de champ normalisé des modes de la fibre. Nous considérerons que le faisceau incident est de type gaussien, défini par un *waist* que nous noterons ω_0 et que le centre du profil d'intensité de ce faisceau atteint la face clivée de la fibre de façon décentrée. Notons x_d la valeur de ce décentrement suivant l'axe (Ox) et y_d la valeur de ce décentrement suivant l'axe (Oy). La distance d entre le centre du faisceau incident et le centre du cœur de la fibre sur la face clivée est donnée par : $d^2 = x_d^2 + y_d^2$.

En se basant sur l'équation déjà vue précédemment (Eq. 1.29), on peut en déduire l'expression du taux d'excitation Γ_m du mode m [Meunier 2003] :

$$\Gamma_m = \iint \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_{0(z)}^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_d)^2 + (y-y_d)^2}{\omega_{0(z)}^2}\right) \times \psi_m^{(x,y)} dS \quad (3.3)$$

où $\psi_m^{(x,y)}$ représente le profil en champ normalisé d'un mode de la fibre. Le taux de puissance couplé dans le mode est alors obtenu en calculant $|\Gamma_m|^2$.

3.2.3 Injection à la longueur d'onde signal

Le faisceau gaussien incident pouvant être décentré et avoir un waist particulier, la composition modale résultant de l'injection peut fortement varier. Sur la figure 3.5, le taux de couplage du faisceau incident sur les différents modes de la fibre a été représenté en fonction du diamètre du faisceau incident (*waist*) et en fonction du décentrement (*off-set*).

Seul le mode LP_{01} peut être excité de façon « pure » avec cette méthode, avec plus de 99% de puissance dans ce mode uniquement (sous certaines conditions). Ceci est dû à la forme quasi-gaussienne du mode fondamental, qui permet un très bon taux de recouvrement avec le faisceau incident. Lorsque l'injection est parfaitement centrée, seuls les modes LP_{01} et LP_{02} sont excités, puisque le taux de puissance couplée dans les modes LP_{11} et LP_{21} est rigoureusement nul. De plus, lorsque le couplage est réalisé de façon idéale (injection centrée et waist adéquat), il est théoriquement possible d'obtenir une très bonne pureté modale pour le mode fondamental, puisque le rapport de puissance entre les modes LP_{01} et LP_{02} est de -70 dB. On parle alors de taux d'extinction sur les autres modes (ER pour *Extinction Ratio* en anglais) ou de diaphonie (X-talk pour *Cross-Talk* en anglais). Cependant, le réglage de cette injection est très sensible, puisqu'un décentrement de $1 \mu\text{m}$ va engendrer un X-talk maximum de -17 dB (avec le mode LP_{11} essentiellement et avec les modes LP_{21} et LP_{02} en moindre mesure) et une erreur sur le waist d'injection de $0.5 \mu\text{m}$ va engendrer un X-talk de -20 dB (avec le mode LP_{02} uniquement). D'un point de vue expérimental il est donc très difficile d'obtenir une telle pureté modale sur le mode LP_{01} .

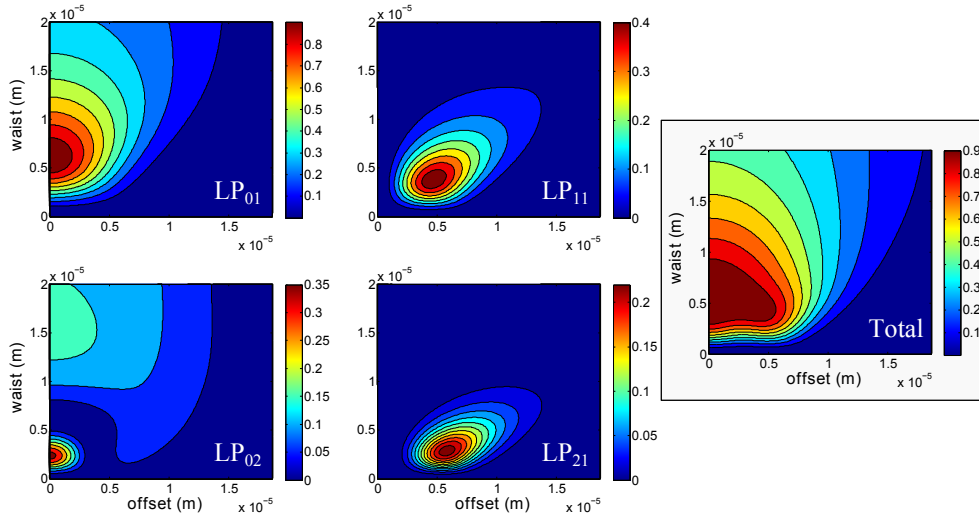


FIGURE 3.5 – Taux d'excitation des modes de la FMF passive (cf. figure 2.19) lors de l'injection d'un faisceau gaussien à 1550 nm, en fonction de la dimension du faisceau (waist) et du décentrement (off-set). Notons que l'échelle du code couleur a été réajustée pour chaque graphique.

3.2.4 Injection du faisceau de pompe

Dans le cadre des FM-EDFA, il est également possible et intéressant de coupler le faisceau de pompe dans la fibre via l'injection d'un faisceau gaussien. En effet, en utilisant les deux degrés de liberté disponibles (waist et off-set) il est possible d'obtenir l'excitation d'un large panel de modes, tout en conservant potentiellement une efficacité de couplage élevée (en termes de puissance totale couplée dans la fibre), sur une large zone de fonctionnement. Contrairement au faisceau signal, la pureté modale à la longueur d'onde de pompe ne requiert pas une très haute précision pour obtenir les mêmes performances en termes de gain. Comme on peut le voir figure 3.6, il est possible d'injecter le faisceau de pompe dans la fibre avec une efficacité de plus de 90%, sur une large zone : waist compris entre 1.9 et 8.6 μm , ou décentrement jusqu'à 6.5 μm .

Notons qu'il est également possible d'utiliser des lames de phase pour exciter certains modes de pompe bien particuliers. Cependant, l'utilisation de tels dispositifs génère d'importantes pertes sur l'injection de la pompe dans la fibre. Ces pertes réduisent fortement l'efficacité de l'amplificateur au regard de la puissance qu'il est nécessaire de générer au niveau de la diode laser de pompe pour compenser ces pertes.

Dans la plupart des résultats qui seront présentés dans la suite de ce manuscrit (cf. chapitres 4 et 5), nous opterons pour une injection centrée du faisceau de pompe, de telle sorte à n'exciter que les modes de la famille $l = 0$ (i.e. LP_{01} , LP_{02} et LP_{03}). Les raisons de ce choix bien particulier sont les suivantes :

Répétabilité et précision expérimentale : d'un point de vue pratique, le ré-

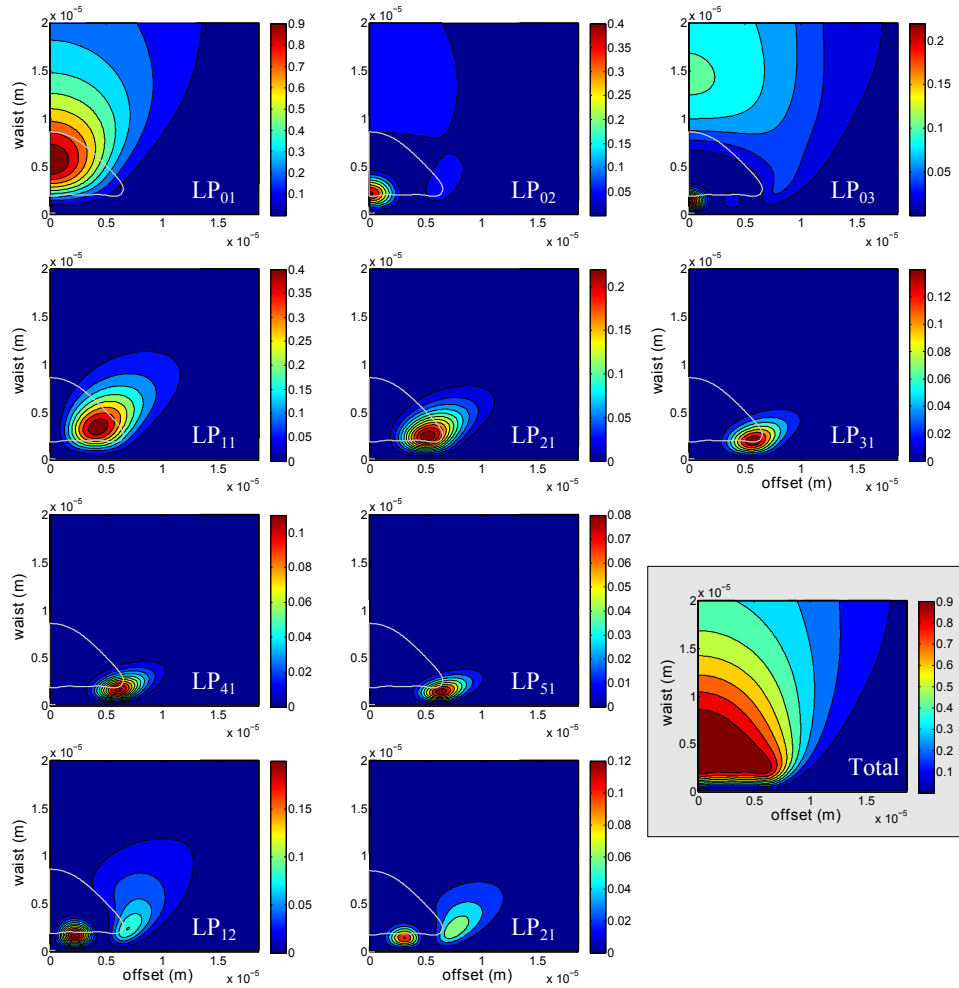


FIGURE 3.6 – Taux d’excitation des modes de la FMF passive (cf. figure 2.19) lors de l’injection d’un faisceau gaussien à 980 nm, en fonction de la dimension du faisceau (waist) et du décentrement (off-set). Le taux de couplage en puissance (tous modes confondus) est reporté dans l’encadrement gris. Le contour de couplage à 90% de la puissance de pompe (tous modes confondus) a été reporté sur les figures de couplage de chaque mode (ligne grise).

glage de l'injection centrée est beaucoup plus simple et beaucoup plus précis que l'injection décentrée d'une certaine valeur. L'injection centrée du faisceau de pompe est obtenue en maximisant tout d'abord la puissance totale couplée dans le cœur, puis en maximisant l'intensité du profil de pompe au centre du cœur. Ainsi, seuls les modes LP_{lm} ayant $l = 0$ seront excités. Il est donc relativement facile d'obtenir une telle injection et d'avoir une bonne idée des modes réellement excités dans la fibre. Dans le cas d'une injection décentrée, il n'y a pas de point de repère clair permettant un ajustement précis du décentrement et il est difficile d'avoir une répétabilité sur cette injection et donc expérimentalement de savoir quels sont les modes de pompe réellement excités.

Performances de l'amplificateur : Lors de l'injection décentrée de la pompe, les modes ayant une dépendance azimutale (i.e. les modes ayant un nombre azimutal $l > 0$) vont être excités. Rappelons que ces modes sont sujets à une dégénérescence spatiale (fonction azimutale en $\sin(l\theta)$ ou $\cos(l\theta)$). Lorsque le cœur de la fibre possède une géométrie parfaitement cylindrique, il n'y a pas de direction propre au système pour les axes (Ox) et (Oy) (invariance par rotation). C'est la direction du décentrage lui même qui brise alors la symétrie par rotation du problème physique. Ainsi, seul un des deux modes dégénérés (LP_{lma} et LP_{lmb}) est alors excité. Cette configuration de pompage, dépourvue d'invariance suivant l'azimut, peut alors engendrer un phénomène d'inhomogénéité azimutale du gain dans la fibre active, engendrant ainsi un gain plus élevé sur les modes signaux ayant un recouvrement plus élevé avec ce mode de pompe. Comme l'a démontré Bai [Bai 2011], les modes signaux ayant le même l et ayant le même indice de dégénérescence spatiale se retrouvent alors fortement favorisés. En d'autres termes, si le mode de pompe LP_{lma} est plus puissant que le mode de pompe LP_{lmb} , alors l'ensemble des modes signaux, ayant le même l et étant orienté de façon identique au mode de pompe LP_{lma} en azimut, seront fortement favorisés et obtiendront un gain plus élevé, ce qui est un effet indésirable.

3.2.5 Injection de modes d'ordre supérieur

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4.1, ainsi que sur la figure 2.18, l'excitation des modes d'ordre supérieur LP_{11} et LP_{21} est assurée par des lames de phases à quatre quadrants. Dans cette sections, nous allons analyser de façon plus fine le fonctionnement des ces lames de phase.

Pour cela, considérons que le faisceau émergeant d'une SMF est collimaté par une lentille de focale f . En se plaçant dans une configuration dite « $4f$ » (c'est à dire avec deux lentilles dont les plans focaux se confondent, cf. schéma sur la figure 3.7), il est possible de réinjecter ce même faisceau dans une seconde fibre. Les surfaces clivées des deux fibres correspondent alors aux « champ proche » et le plan focal entre les lentilles correspond au « champ lointain ». L'intérêt d'un tel montage réside dans le fait que le facteur de grandissement vaut 1. En d'autres termes, le faisceau incident sur la fibre en aval est strictement identique au faisceau

3.2. Injection de lumière dans une FMF

119

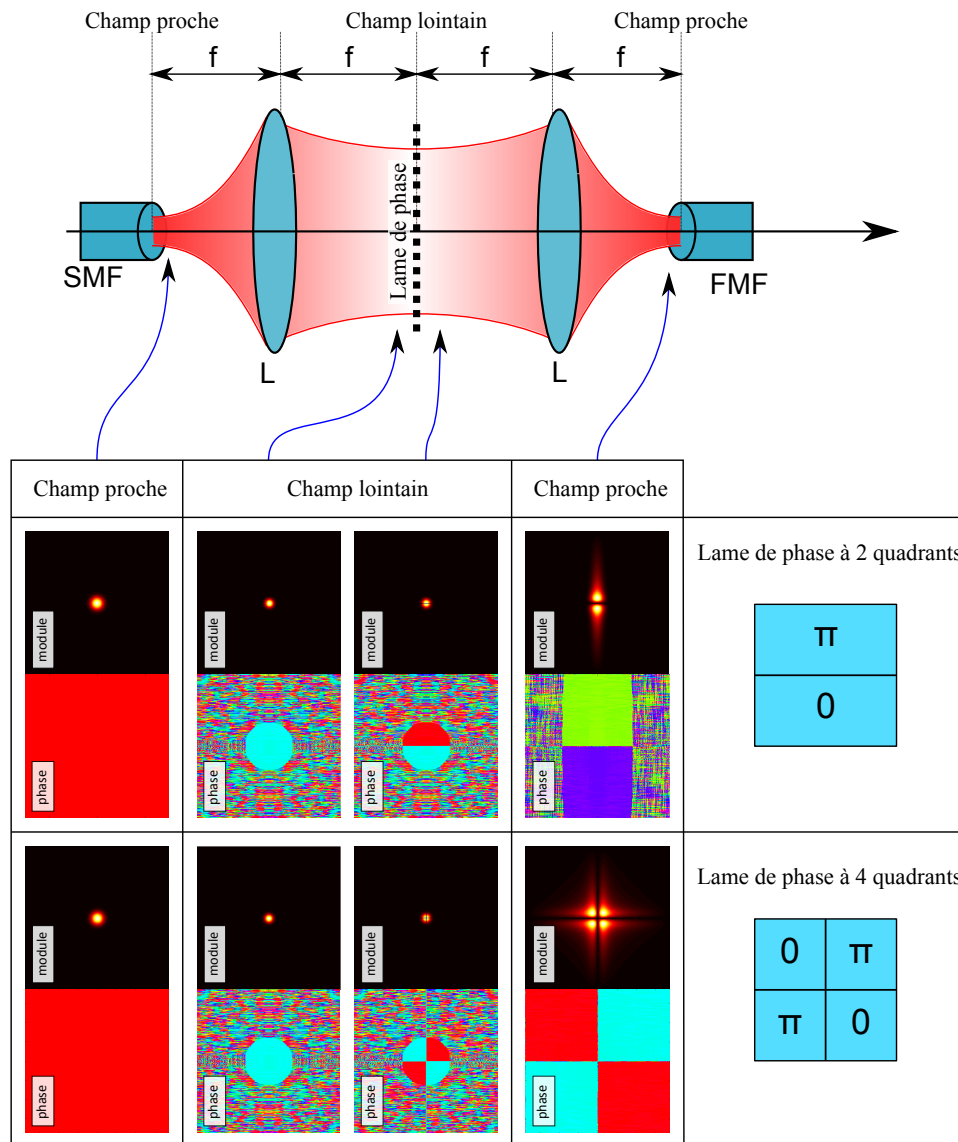


FIGURE 3.7 – Principe de fonctionnement des lames de phase à 2 ou 4 quadrants, qui permettent d'exciter les modes LP_{11} et LP_{21} respectivement.

émergeant de la fibre en amont. Sans lame de phase, le montage représenté sur la figure 3.7 et rigoureusement équivalent à un aboutage entre la SMF et la FMF. Nous considérerons un alignement parfait de tous les éléments optiques de ce montage.

Pour exciter les modes LP_{11} et LP_{21} il est donc nécessaire d'insérer une lame de phase dans le plan du champ lointain. Pour l'excitation du mode LP_{11} la lame est constituée de deux quadrants bénéficiant d'une opposition de phase entre quadrants. Le schéma d'une telle lame de phase est représenté sur la figure 3.7. De façon similaire, l'excitation d'un mode LP_{21} nécessite une lame à quatre quadrants dont les quadrants voisins induisent une opposition de phase, à l'inverse des quadrants diamétralement opposés.

Pour étudier le comportement du faisceau à travers ce système optique il est possible de s'appuyer sur l'optique de Fourier afin de calculer les champs proches et les champs lointains. Sur la figure 3.7, nous avons considéré que le faisceau émergeant de la SMF est un faisceau gaussien de *waist* valant $6\ \mu\text{m}$. En réalisant la TF à 2 dimensions de ce champ électrique, on obtient le champ lointain correspondant (qui se situe entre les deux lentilles du montage). On applique alors la modulation de phase induite sur ce faisceau pour simuler l'impact de la lame de phase. Le champ proche incident sur la FMF est alors obtenu en réalisant la TF inverse de ce champ lointain modifié. Les résultats de simulation correspondant à l'application d'une lame de phase à deux ou quatre quadrants ont été reportés sur la figure 3.7.

On constate dans le cas d'une lame à deux quadrants que le faisceau incident sur la FMF est constitué de deux lobes en forme de « comète ». Cette forme de comète correspond à la figure de diffraction de la lame de phase. Notons, par ailleurs, que ces deux lobes sont en opposition de phase. Ainsi, lorsque l'injection est réalisée dans des conditions parfaitement centrées et alignées, seuls les modes LP_{11} peuvent être excités. Ceci peut être démontré en considérant l'intégrale de recouvrement entre le profil de champ incident et le profil de champ des modes guidés. En effet, la composante azimutale du champ (avec un seul changement de phase 0 et π sur un tour d'azimut) implique que seuls les modes LP_{11} peuvent avoir une intégrale de recouvrement non nulle. Cependant, L'injection d'un tel faisceau peut souffrir de fortes pertes de puissance, puisque le profil du mode incident n'est pas rigoureusement identique à celui du mode guidé. Finalement, on obtient alors un taux de couplage compris entre 0 et 1. Les dimensions transverses du faisceau incident sont déterminées par les dimensions du faisceau en sortie de SMF. En ajustant les dimensions du mode de la SMF, il est possible d'ajuster le taux de couplage du LP_{11} dans la FMF. L'évolution du taux de couplage théorique en fonction du *waist* de la SMF a été reportée sur la figure 3.8. Sur cette figure, on constate que le taux maximum de couplage est obtenu pour un *waist* de SMF de $4.3\ \mu\text{m}$ et vaut alors environ 90 %.

Dans le cas d'une lame de phase à 4 quadrants, le profil incident sur la FMF est constitué de 4 lobes en opposition de phase (entre lobes voisins, mais en phase pour les lobes diamétralement opposés). Une telle géométrie azimutale du faisceau implique alors que seuls les modes LP_{21} vont pouvoir avoir un taux de recouvrement non nul lors de l'injection centrée du faisceau. A l'instar de l'étude précédente

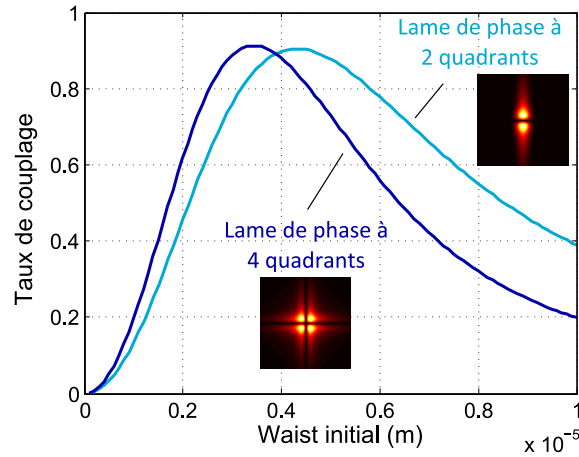


FIGURE 3.8 – Evolution du taux de couplage entre le profil incident et les modes de la FMF, en fonction du waist initial de la SMF : excitation du mode LP_{11} pour une lame de phase à deux quadrants et excitation du mode LP_{21} pour une lame de phase à quatre quadrants.

concernant les lames de phase à 2 quadrants pour l'injection du mode LP_{21} , on peut démontrer qu'il est possible d'ajuster les dimensions du faisceau initial pour maximiser le taux de couplage de ce faisceau sur le mode LP_{21} de la FMF. Les résultats de ces simulations ont été reportés sur la figure 3.8. On constate que le maximum de couplage est obtenu pour un *waist* de $3.4 \mu\text{m}$. Le taux de couplage maximum est alors de 91 %.

Cependant, il est important de noter que l'obtention de tels niveaux de couplage est expérimentalement difficile à obtenir. Quelque soient les dimensions du faisceau initial, seul le mode désiré (LP_{11} ou LP_{21}) peut bénéficier d'un taux de couplage non nul. Ainsi, même si le type de SMF utilisé n'est pas ajusté lors de l'utilisation de ce type de lame de phase, il est possible d'obtenir une assez bonne pureté modale. Cela se traduit, par contre, par d'éventuelles pertes de puissance.

Une caractérisation expérimentale de la pureté modale obtenue à l'aide de ce type de lame de phase sera abordé à la fin de ce chapitre.

3.3 Connexion de fibres faiblement multimodes

3.3.1 Principe

Une technique simple mais efficace pour connecter deux fibres optiques entre elles consiste à les abouter face à face. De nombreux connecteurs de fibres optiques utilisent ce type d'aboutage. C'est le cas, par exemple, des connectiques pour fibres optiques de type FC/PC et FC/APC (connecteur de type *Ferrule Connector* et de sous-type *Physical Contact* ou *Angle Physical Contact*). Prenons tout d'abord l'exemple de la connexion de deux fibres monomodes : dans le cas idéal où les deux fibres sont identiques (même profil d'indice), où l'alignement entre les deux cœurs est parfait et où les angles des faces clivées se compensent parfaitement (absence d'air entre les deux fibres) : il est alors théoriquement possible de transmettre l'intégralité de la puissance d'une fibre à l'autre. Cependant, diverses imperfections de l'aboutage (cf. figure 3.9) vont engendrer des pertes de puissance lors de la connexion de deux SMF.

Le problème se complique dans le cas de l'aboutage de deux fibres FMF : il faut, d'une part, prendre des précautions particulières pour minimiser les pertes de puissance sur chaque mode et, d'autre part, limiter le couplage de puissance entre modes.

3.3.2 Intégrales de recouvrement et matrice de transition de modes

Le taux de puissance couplée d'une fibre à l'autre peut être calculé grâce aux intégrales de recouvrement entre les modes de la fibre en amont avec ceux de la fibre en aval. En se basant sur l'intégrale de recouvrement entre les modes (Eq. 1.29), on peut obtenir la relation suivante [Meunier 2003] :

$$\Gamma_{i,j} = \int \psi_i^{(x,y)} t^{(x,y)} \psi_j^{*(x,y)} dS \quad (3.4)$$

où $\psi_i^{(x,y)}$ représente le profil en champ d'un mode de la fibre en amont et $\psi_j^{(x,y)}$ représente le profil en champ d'un mode de la fibre en aval. $\psi_j^{*(x,y)}$ est le complexe conjugué de $\psi_j^{(x,y)}$. Notons qu'un terme $t^{(x,y)}$ a été ajouté. Ce terme représente l'éventuelle transmittance de la jonction entre les deux fibres (modification de l'amplitude et de la phase).

Si on regroupe ces différents taux de recouvrement entre modes ($\Gamma_{i,j}$) sous forme de matrice Γ , on obtient la matrice de transition de mode de l'aboutage [Evers 1985]. Notons que ces facteurs concernent les champs des modes. Pour obtenir la matrice de transition des puissance entre modes il faut calculer le module au carré de chaque terme de la matrice. Ainsi, le taux de puissance transmise entre le mode i de la fibre en amont et le mode j de la fibre en aval est donné par $|\Gamma_{i,j}|^2$. La matrice Γ n'est pas nécessairement carrée, puisque sa dimensionnalité dépend du nombre de modes guidés dans chacune des fibres. Si on regroupe dans un vecteur $\vec{v}$ la composition modale de la fibre en amont (chaque composante étant l'amplitude complexe d'un

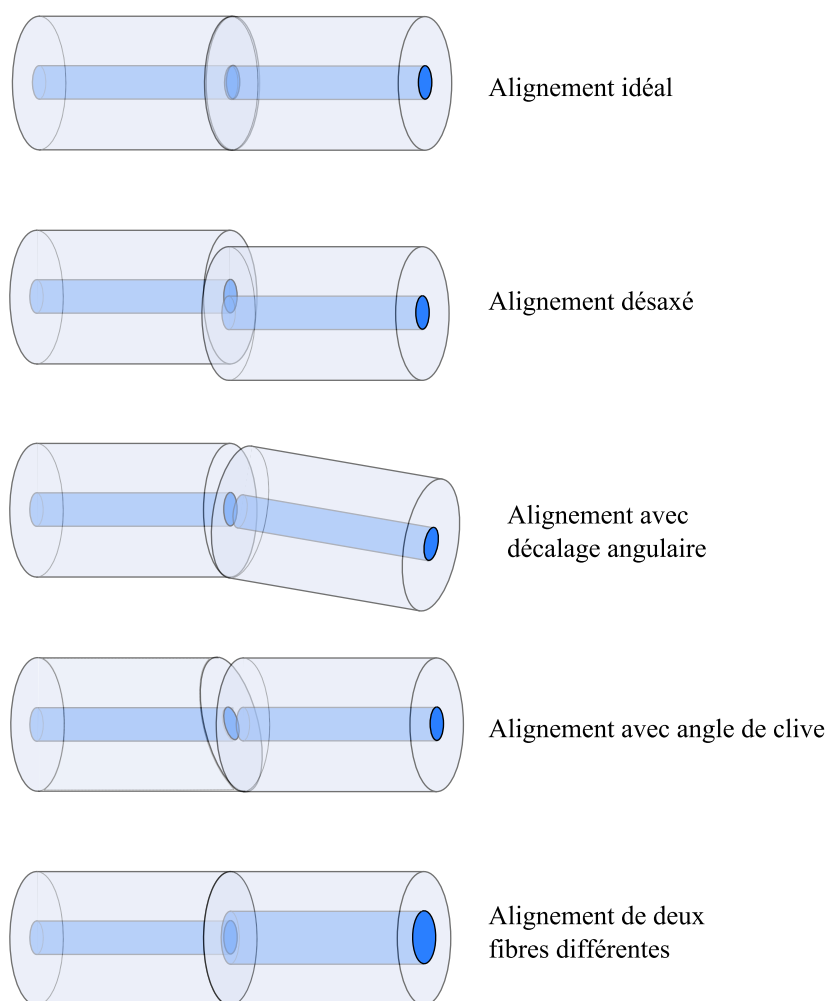


FIGURE 3.9 – Schéma d'aboutage de fibre : cas idéal et éventuelles problèmes pouvant être rencontrés.

mode donné) et si nous appliquons ce vecteur sur la matrice Γ , nous obtiendrons un vecteur $\vec{v'}$ qui représentera la composition modale dans la fibre en aval (chaque composante sera l'amplitude complexe du champ de chaque mode de la fibre).

3.3.3 Impact d'un alignement décentré

Dans le cas de la connexion de deux SMF, la sensibilité à l'alignement est relativement délicate. Cependant, les technologies actuelles de micro-positionnement permettent tout à fait d'obtenir le niveau de précision nécessaire, avec une très bonne stabilité temporelle et une très bonne répétabilité. En analysant les résultats de la figure 3.10, on constate que lors de l'aboutage de deux SMF28 [®], un décentrage de $1\ \mu\text{m}$ engendre une perte de puissance de seulement 0.2 dB. Pour diviser la puissance par 2 (-3 dB), il faut désaxer l'aboutement de $3,8\ \mu\text{m}$, ce qui est proche de la valeur du rayon du cœur ($4,1\ \mu\text{m}$ pour la SMF28[®]). Enfin, même si les cœurs ne se touchent qu'en un point (i.e. décalage de $8,2\ \mu\text{m}$ pour que les cœurs ne soient pas face à face), on peut tout de même coupler 5 % de la puissance optique.

Dans le cas de l'aboutage entre deux FMF identiques, un décentrement des fibres va également générer des pertes de puissance, mais cela va surtout générer du couplage entre modes. En effet, lorsque l'aboutage est idéal (pas de décentrement) la matrice de transition de mode (Γ) est carrée et ne comporte que des termes diagonaux valant 1 (i.e. la puissance dans un mode donné reste dans ce mode, puisque les modes des deux fibres sont identiques et orthogonaux entre eux). Cependant, lorsque l'alignement des deux fibres n'est pas parfait, des termes non diagonaux apparaissent. Ceci se traduit par un couplage localisé de la puissance entre deux modes non identiques. Sur la figure 3.11 on peut voir l'évolution de l'intégrale de recouvrement entre les modes lors de l'aboutage désaxé (suivant l'axe (Ox)) de deux FMF identiques (fibre FMF présentée sur la figure 2.19). Pour les petits décentrement, on peut voir que les pertes de puissance sont assez faibles mais le couplage entre modes croît rapidement. Il est intéressant de noter que la courbe de « premier couplage » (i.e. la courbe de couplage le plus élevé entre modes différents) se situe approximativement au même niveau sur les 6 graphiques. Ainsi, en exploitant ces courbes, on peut en déduire le niveau de précision du positionnement en fonction du niveau de couplage maximum toléré.

X-talk maximum	précision requise
-10 dB	$2.0\ \mu\text{m}$
-20 dB	600 nm
-30 dB	200 nm
-40 dB	50 nm

TABLE 3.2 – Niveau de précision requis sur le positionnement des fibres en fonction du taux de couplage maximum toléré (tous modes confondus).

Le niveau de précision a été reporté dans le tableau 3.2. En comparant ces

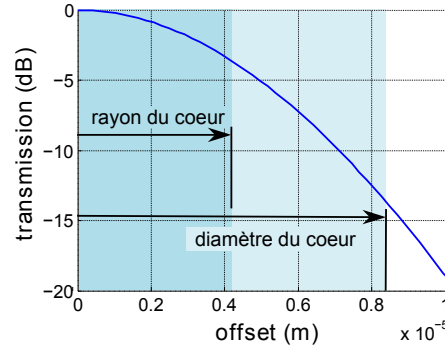
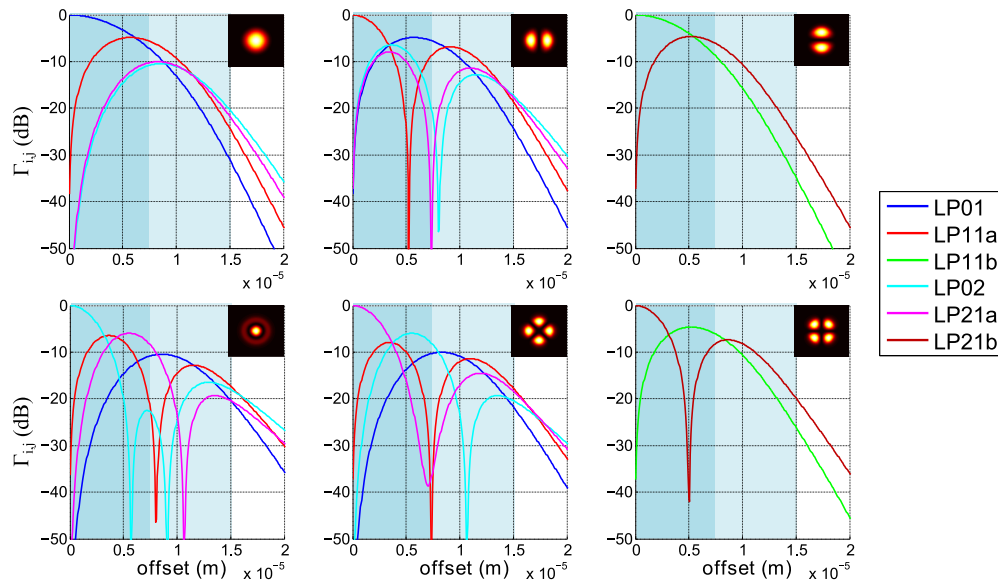


FIGURE 3.10 – Pertes en décibels lors de l'aboutage non aligné de deux fibres SMF28.

FIGURE 3.11 – Taux de couplage (X-talk pour *cross-talk* en anglais) entre les modes (en dB) en fonction d'un décalage de l'alignement (*offset*), suivant l'axe des x. Chaque graphique correspond à un mode incident particulier (i) : les courbes représentent le couplage de ce mode particulier de la fibre en amont vers les différents modes (j) de la fibre en aval.

niveaux de précision à celui des micropositionneurs ($1\ \mu\text{m}$ avec vis micrométrique, $100\ \text{nm}$ avec piezzo électrique), on se rend compte qu'il est possible d'atteindre des taux d'extinction de l'ordre de $-20\ \text{dB}$ avec vis vernier (voire $-30\ \text{dB}$ avec piezzo électrique) mais qu'il est, à l'heure actuelle, fortement compliqué de descendre en dessous de ces niveaux. Notons que ce niveau de précision est également requis pour les épissures - soudures ou pour l'alignement des micropositionneurs du montage expérimental (cf. section 2.4.1).

On peut également déduire quel est le niveau des pertes de puissance pour chacun des modes lors d'un décentrement de $1\ \mu\text{m}$ (cf. tableau 3.3). On constate que les modes d'ordre supérieur subissent de pertes environ quatre fois plus importantes que le mode fondamental.

	LP01	LP11	LP02	LP21
Atténuation	0.14 dB	0.52 dB	0.60 dB	0.57 dB

TABLE 3.3 – Atténuation engendrée par un décentrement de $1\ \mu\text{m}$ pour chaque canal modal.

3.3.4 Impact d'un décalage angulaire

Dans le cas d'un décalage angulaire, l'axe des deux fibres forme un angle que nous noterons α (figure 3.12). Dans ce cas, un « coin d'air » apparaît entre les deux faces clivées. Nous supposons que les axes des fibres sont dans le plan (Oxz) et que le centre du faisceau sortant de la fibre en amont (se propageant sur l'axe (Oz)) atteint la fibre en aval en son centre (i.e. le centre de la fibre en aval est sur l'axe (Oz)). Nous considérerons également que la distance entre les deux centres de faces clivées est très inférieure à la longueur de Rayleigh du faisceau (i.e. les angles restent petits). En se référant au tableau 3.1, on constate que le waist fictif des différents modes est d'environ $5.5\ \mu\text{m}$, induisant ainsi une valeur de z_R pour les différents modes d'environ $60\ \mu\text{m}$. De plus, la distance centre à centre (d) est donnée par le rayon de la fibre ($R_f = 125/2\ \mu\text{m}$) et la tangente de l'angle α . Ainsi :

$$\tan(\alpha) = \frac{d}{R_f} \quad \text{et} \quad d \ll z_R$$

On en déduit que :

$$\alpha \ll \tan^{-1}\left(\frac{z_R}{R_f}\right) \simeq 45$$

les angles doivent rester inférieurs à 10° pour pouvoir négliger la déformation du front d'onde en espace libre.

Sous ces conditions, on peut montrer que le terme $t^{(x,y)}$ de l'équation de l'intégrale de recouvrement 3.4 vaut [Meunier 2003] :

$$t^{(x,y)} = e^{i\phi} \quad \text{avec} \quad \phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \quad \text{et} \quad \delta = x \tan(\alpha) \quad (3.5)$$

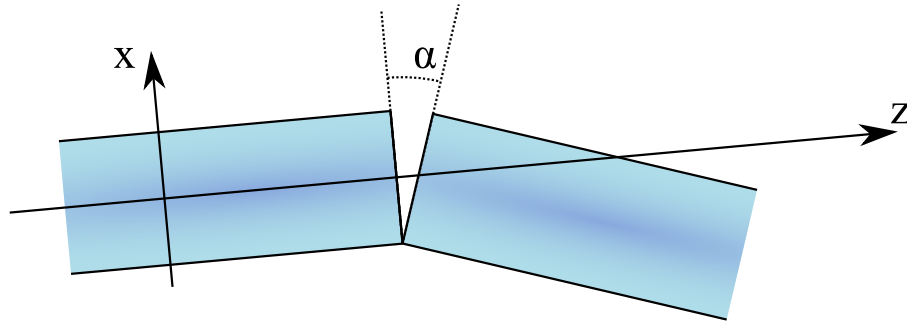


FIGURE 3.12 – Schéma de l'aboutage des deux fibres avec décalage angulaire α . La section d'aboutage peut être considérée comme une lame de phase en coin d'air.

avec x et y les coordonnées dans le plan transverse à la première fibre et pour un décalage angulaire dans le plan (Oxz) . Cela se traduit par une *rampe de phase* de l'onde incidente sur la face clivée de la fibre en aval.

L'impact d'un tel décalage angulaire lors de la connexion de deux SMF28 a été reporté sur la figure 3.13. Un décalage angulaire de 3° engendre 1 dB de pertes sur la puissance optique. Pour diviser la puissance par 2, il faut un angle de 5.2° entre les axes des deux fibres et on atteint 10 dB de pertes pour 9.5° .

L'impact d'un décalage angulaire lors de la connexion entre deux FMF identiques a été reporté sur la figure 3.14. De manière assez identique à ce que nous avons pu constater dans la section précédente, ce type de défaut d'alignement va facilement avoir tendance à générer du couplage entre les modes. Nous avons reporté dans le tableau 3.4 le niveau de précision requis au niveau des angles en fonction du niveau de couplage maximum entre modes tolérés.

X-talk maximum	précision requise
-10 dB	1.6°
-20 dB	0.5°
-30 dB	0.1°

TABLE 3.4 – Niveau de précision angulaire requis sur le positionnement de deux FMF en fonction du taux de couplage maximum toléré (tous modes confondus).

Il est également intéressant d'analyser les pertes de puissance générées sur chaque canal modal (c'est-à-dire entre modes identiques). Sur la table 3.5, l'atténuation sur chaque canal modal, engendrée par un décalage angulaire de 1° , a été reportée. On constate que les modes d'ordre supérieur subissent des pertes environ deux fois plus importantes que le mode fondamental.

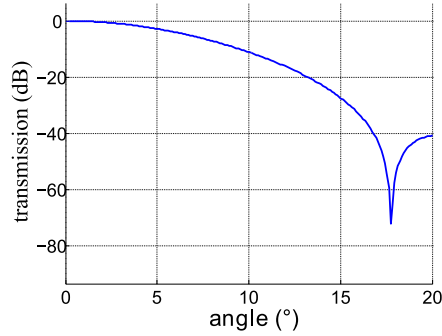


FIGURE 3.13 – Pertes en décibels lors de l'aboutage de deux fibres SMF28 avec décalage angulaire.

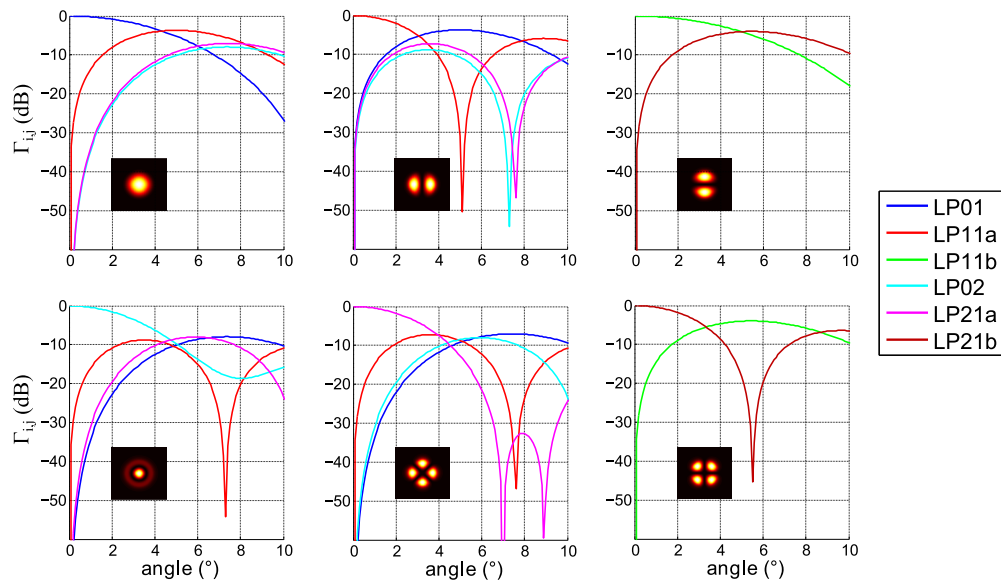


FIGURE 3.14 – Taux de couplage (X-talk) entre les modes (en dB) en fonction d'un décalage angulaire. Chaque graphique correspond à un mode incident particulier : les courbes représentent le couplage de ce mode particulier de la fibre en amont vers les différents modes de la fibre en aval.

	LP01	LP11	LP02	LP21
Atténuation	0.20 dB	0.48 dB	0.39 dB	0.42 dB

TABLE 3.5 – Atténuation engendrée par un angle de 1° entre les axes de deux FMF, pour chaque canal modal.

3.3.5 Impact d'un angle de clive

Pour simplifier l'étude nous considérerons un aboutage parfaitement centré pour lequel seule l'une des deux fibres possède un angle de clive (i.e. l'autre fibre possède un angle de clive de 0°). Lorsque l'angle de clive est petit, la connexion des deux fibres peut-être considérée comme un aboutage parfait, avec une lame de phase (prismatique) insérée entre les deux fibres parfaitement clivées (cf. 3.15). Cette lame de phase est constituée de deux prismes disposés tête bêche, l'un fait de verre et l'autre d'air.

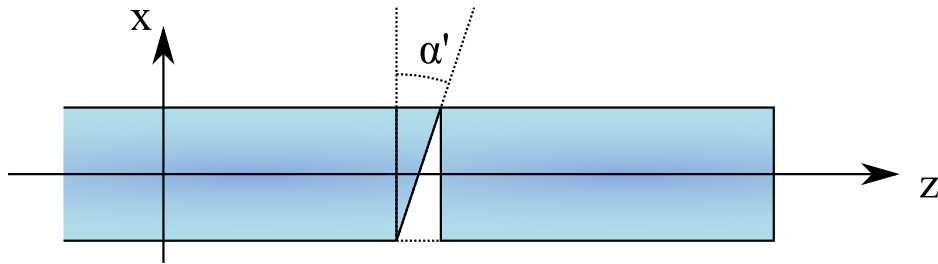


FIGURE 3.15 – Schéma de l'aboutage des deux fibres dont une possède un angle de clive non nul α' . La section d'aboutage peut être considérée comme une lame de phase en forme de prisme.

Cette lame de phase va, d'une part, dévier le faisceau (prisme en verre) et, d'autre part, le front d'onde incident ne sera plus parallèle à la surface de la clive. La déviation du faisceau peut être négligée lorsque l'angle est petit et/ou un désalignement des deux fibres peut parfaitement compenser cette déviation (en faisant incider le centre du faisceau émergeant sur le centre du cœur de la fibre en aval). Par exemple, pour un angle de clive de 10° , la déviation du faisceau peut être compensée en décentrant de $2.7\mu\text{m}$ la fibre en aval. Cependant, le front d'onde n'étant pas parallèle à la face de clive de la fibre en aval, cela se traduit une fois encore par une *rampe de phase* de l'onde sur la surface de la fibre. Sous ces conditions, le terme de phase induite dans l'équation 3.4 s'exprime comme :

$$t^{(x,y)} = e^{i\phi} \quad \text{avec} \quad \phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \quad \text{et} \quad \delta = (n-1)x \tan(\alpha')$$

où nous avons approximé l'indice de l'air comme étant égal à 1. En comparant l'expression de ce terme de phase induite à celui obtenu dans le cas d'un désalignement

angulaire des deux fibres (cf. equation 3.5), on se rend compte que ces deux problèmes sont parfaitement équivalents. Ainsi, on peut transformer l'effet induit par l'angle de la clive par l'effet d'un angle entre l'axe des deux fibres [Meunier 2003]. Il suffit pour cela d'imaginer un angle fictif α_{eq} entre l'axe des deux fibres qui serait :

$$\alpha_{eq} = (n - 1)\alpha' \simeq \frac{\alpha'}{2}$$

Dans le cas d'une fibre de silice on a :

$$\alpha_{eq} \simeq \frac{\alpha'}{2}$$

Le niveau d'exigence sur les angles de clive est donc environ deux fois moins élevé que celui sur l'angle entre les deux axes de fibres. A partir de la figure 3.14 et du tableau 3.4 on peut déduire le niveau de précision nécessaire sur les angles de clive en fonction du niveau de couplage maximum toléré entre modes, ainsi que les pertes générées pour chaque canal modal (respectivement les tableaux 3.6 et 3.7).

X-talk maximum	précision requise
-10 dB	3.2°
-20 dB	1°
-30 dB	0.6°
-40 dB	0.1°

TABLE 3.6 – Niveau de précision requis sur le positionnement des fibres en fonction du taux de couplage maximum toléré.

	LP01	LP11	LP02	LP21
Atténuation	0.04 dB	0.09 dB	0.08 dB	0.08 dB

TABLE 3.7 – Atténuation engendrée par un angle de 1° entre les axes de deux FMF, pour chaque canal modal.

3.3.6 Impact d'une transition vers une fibre présentant un profil d'indice différent

Dans le cas de l'aboutage de deux fibres optiques SMF dont les profils d'indice sont différents, des pertes de puissances (plus ou moins importantes) peuvent avoir lieu, même si le centrage de l'alignement est parfait et qu'aucun angle (ni de clive ni de décalage) ne détériore la jointure. Sur la figure 3.16, nous avons reporté le taux de couplage entre deux fibres monomodes. Nous avons fait l'approximation que les deux modes sont de type gaussien et donc définis par des diamètres de faisceau ω_1 et ω_2 . Il est alors possible de tracer le couplage en fonction du rapport ω_1/ω_2 . Le couplage est

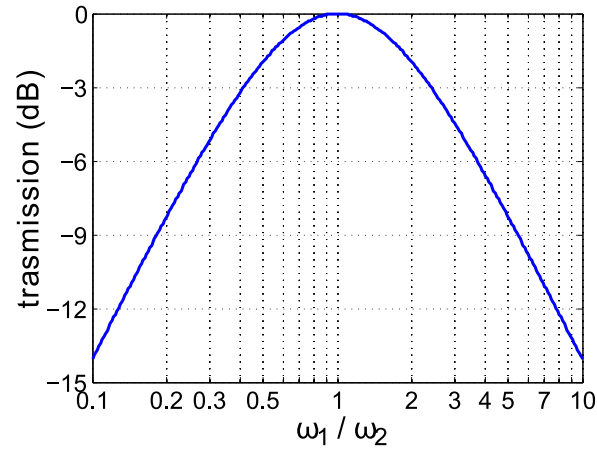


FIGURE 3.16 – Taux de transmission lors de l'aboutage de deux SMF dont les diamètres de faisceau sont différents (ω_1 et ω_2), dans l'approximation du faisceau fondamental de type gaussien.

		FMF 2 (V=7.1)									
en %		LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₀₃	LP ₁₁	LP ₁₂	LP ₂₁	LP ₂₂	LP ₃₁	LP ₄₁	sum
FMF 1 (V=5.1)	LP ₀₁	87.7	12.0	<0.1	-	-	-	-	-	-	→ 99.8
	LP ₀₂	7.9	67.4	15.9	-	-	-	-	-	-	→ 91.2
	LP ₁₁	-	-	-	79.3	19.9	-	-	-	-	→ 99.3
	LP ₂₁	-	-	-	-	-	76.0	19.9	-	-	→ 95.9
	sum	↓ 95.6	↓ 15.9	↓ 79.3	↓ 19.9	↓ 76.0	↓ 19.9	↓ 0.0	↓ 0.0	↓ 0.0	

TABLE 3.8 – Matrice de transition de modes (en puissance) entre deux fibres FMF d'ouverture numérique identique (0.17), mais dont les cœurs ne sont pas de même taille. L'une des deux fibres supporte 6 modes transverse ($V=5.1$) et l'autre en supporte 15 ($V=7.1$). La somme sur chaque ligne et sur chaque colonne est également rapportée.

maximum (pas de pertes) lorsque les faisceaux sont identiques ($\omega_1 = \omega_2$). Cependant, on peut voir qu'un facteur 2.4 (ou 0.41) entre les deux diamètres de mode implique une atténuation de 3 dB de la puissance lumineuse [Marcuse 1977]. Notons que la courbe présente une symétrie axiale (si échelle logarithmique en abscisse), preuve que les pertes sont les mêmes quelque soit le sens de propagation de la lumière à travers l'aboutage.

Dans le cas de la jointure de deux fibres FMF différentes, la matrice Γ peut ne pas être carrée (lorsque les deux fibres ne supportent pas le même nombre de modes). De plus, même si l'aboutage a lieu sans décentrement, sans décalage angulaire et sans angle de clive, des termes non diagonaux dans la matrice Γ vont tout de même apparaître, générant ainsi du couplage entre modes. Cependant, seuls des modes de la même « famille » vont pouvoir échanger de l'énergie. En effet, seuls les mode LP_{lm} ayant le même l vont pouvoir avoir une intégrale de recouvrement non nulle lors de l'aboutage. Les profils de modes étant modulés en azimut par des fonctions du type $\sin(l\theta)$ ou $\cos(l\theta)$, l'intégrale de recouvrement sur θ est nécessairement nulle dès que les deux modes n'ont pas le même nombre azimutal l . Pour illustrer cet effet, nous avons reporté sur le tableau 3.8 la matrice de transition de modes lors de la jointure de deux fibres ayant la même ouverture numérique mais des tailles de cœurs différentes. Ainsi, la FMF en amont (numéro 1) présente une fréquence normalisée de 5.1 à 1550 nm, alors que la FMF en aval (numéro 2) présente une fréquence normalisée de 7.1. On peut voir clairement que les termes de la matrice sont non nuls uniquement dans le cas où les modes partagent le même l . Par exemple, le mode LP_{01} de la FMF 1 va pouvoir se coupler sur les modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03} de la FMF 2. Ainsi, 99.8% de la puissance de ce mode incident va être couplée dans la FMF en aval, mais cette puissance sera répartie sur les trois modes (respectivement 87.7%, 12.0% et 0.04%).

3.3.7 Comparaison avec les expériences

Afin de comparer les résultats théoriques précédents avec des résultats expérimentaux, nous avons utilisé un montage permettant le multiplexage et le démultiplexage de cinq modes (LP_{01} LP_{11a} LP_{11b} LP_{21a} LP_{21b} , cf. figure 3.17). Ce même montage a été utilisé par Alcatel-Lucent lors de la démonstration d'une transmission MDM sur 40 km [Koebele 2011b]. Ces expériences ont été réalisées avec Philippe Genevaux au centre de recherche d'Alcatel-Lucent de Nozay. Notons que la technologie employée pour le MUX et le DEMUX est basé sur l'utilisation de lames de phases (cf. section 1.5.4) identiques à celles utilisées sur le montage de la figure 2.18.

Pour mesurer l'impact des angles de clive, nous avons abouté deux fibre FMF (cf. figure), chacune connectée au MUX ou au DEMUX. La fibre que nous avons utilisée est la FMF passive dont les caractéristiques ont été reportées sur la figure 2.19. Tout d'abord, on dispose une fibre unique entre le MUX et le DEMUX afin d'obtenir les niveaux de puissance de référence sur chaque bras (i.e. les valeurs $P_{i,ref}$ détectées sur chaque voie i en sortie de DEMUX), ainsi que le niveau de X-talk de référence (i.e celui induit par le MUX et le DEMUX). Puis, on casse cette fibre

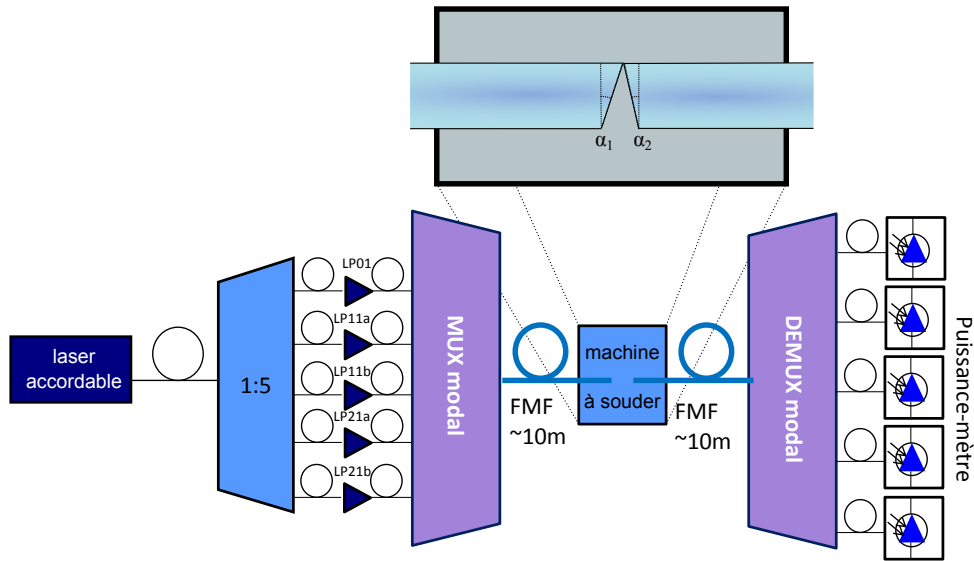


FIGURE 3.17 – Schéma de l'expérience utilisée pour la mesure de X-talk entre canaux modaux.

en son milieu et on réalise un aboutage afin de reconnecter les deux tronçons de fibre. L'aboutage a été réalisé de façon automatique par une machine à épissure (*arc fusion splicer* en anglais) de telle sorte à obtenir un aboutage ayant un niveau de répétabilité élevé. La machine permet également de mesurer les angles de chaque clive. Notons que l'arc électrique n'est pas réalisé, ainsi, il s'agit bien d'un aboutage et non d'une soudure. Les valeurs de X-talk sont alors mesurées en envoyant de la lumière dans chacun des bras du multiplexeur (tour à tour) et en mesurant le niveau de puissance en sortie sur chaque bras de sortie. On utilise alors la formule suivante :

$$\text{X-talk}_{i \rightarrow j} = \frac{P_j}{P_i}$$

avec P_j la puissance mesurée en sortie sur le canal modal non utilisé et P_i la puissance mesurée en sortie sur le canal modal utilisé. Les pertes de puissance sur chaque canal sont ensuite déduites du niveau de puissance mesuré sur chaque bras et comparé au niveau de puissance de référence.

$$\text{Pertes} = \frac{P_i}{P_{i,ref}}$$

Le MUX et le DEMUX étant réalisés à l'aide de nombreux micro-positionneurs, l'alignement parfait n'est pas possible. Il existe donc un couplage induit par le MUX et le DEMUX eux-mêmes. Comme nous l'avons vu précédemment, il est difficile de descendre sous le niveau des -20 dB. Il est donc difficile de mesurer des niveaux de X-talk inférieurs à -20 dB avec ce type de micro-positionneur.

En réalisant successivement de nombreuses clives et en aboutant les fibres de façon répétitive, il est possible de tracer les pertes de puissances générées sur le canal modal et de mesurer le niveau de X-talk entre canaux modaux, en fonction des angles de clive. Pour simplifier l'analyse des résultats, nous considérerons que les deux angles des deux clives de chaque fibre n'en forment qu'un, considéré comme la somme de ces deux angles en valeur absolue : $\alpha = |\alpha_1| + |\alpha_2|$. Cette approximation peut s'avérer être particulièrement fautive, comme par exemple dans le cas où les deux angles de clives sont identiques et de signe identiques, puisqu'ils se compensent parfaitement. La valeur de l'angle est donc sur-estimée dans l'analyse de ces résultats expérimentaux.

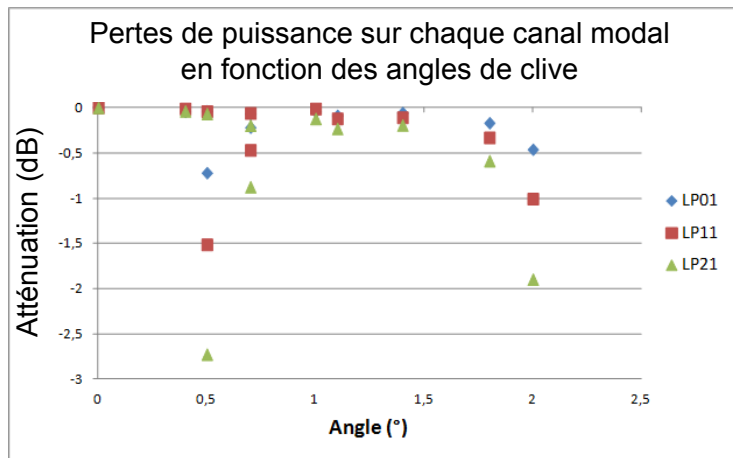


FIGURE 3.18 – Impact de l'angle de clive sur les pertes de puissance pour chaque canal modal.

Sur la figure 3.18, il est possible de voir une tendance : plus les angles deviennent importants, plus les pertes de puissance sur le canal modal le deviennent également. On peut également remarquer que les modes d'ordre supérieur sont plus sensibles à ces pertes que le mode fondamental. Ces résultats sont en assez bon accord avec les prévisions théoriques reportées plus haut (cf. section 3.3.5). En effet, On remarque qu'un angle de clive de 1° implique une atténuation de l'ordre de 0.1 dB sur l'ensemble des modes, ce qui est en assez bon accord avec les valeurs reportées dans le tableau 3.8

Sur la figure 3.19 les valeurs de X-talk entre canaux en fonction de l'angle de clive équivalent ont été reportées. On remarque que le couplage entre les modes LP_{01} et LP_{11} , ainsi que le couplage entre les modes LP_{11} et LP_{21} sont très sensibles à l'angle de clive, alors que le couplage entre les modes LP_{01} et LP_{21} le sont beaucoup moins. Ces constatations sont en bon accord avec les prévisions théoriques reportées plus haut (cf. 3.3.5). Nous remarquerons, cependant, que certains points expérimentaux ne suivent pas la tendance générale (particulièrement pour $\alpha = 0,5^\circ$ et $0,7^\circ$). Il est possible que, pour ces points, l'aboutage n'ait pas été centré ou que les clives n'étaient pas parfaitement planes. Nous choisissons donc d'ignorer ces points, dont

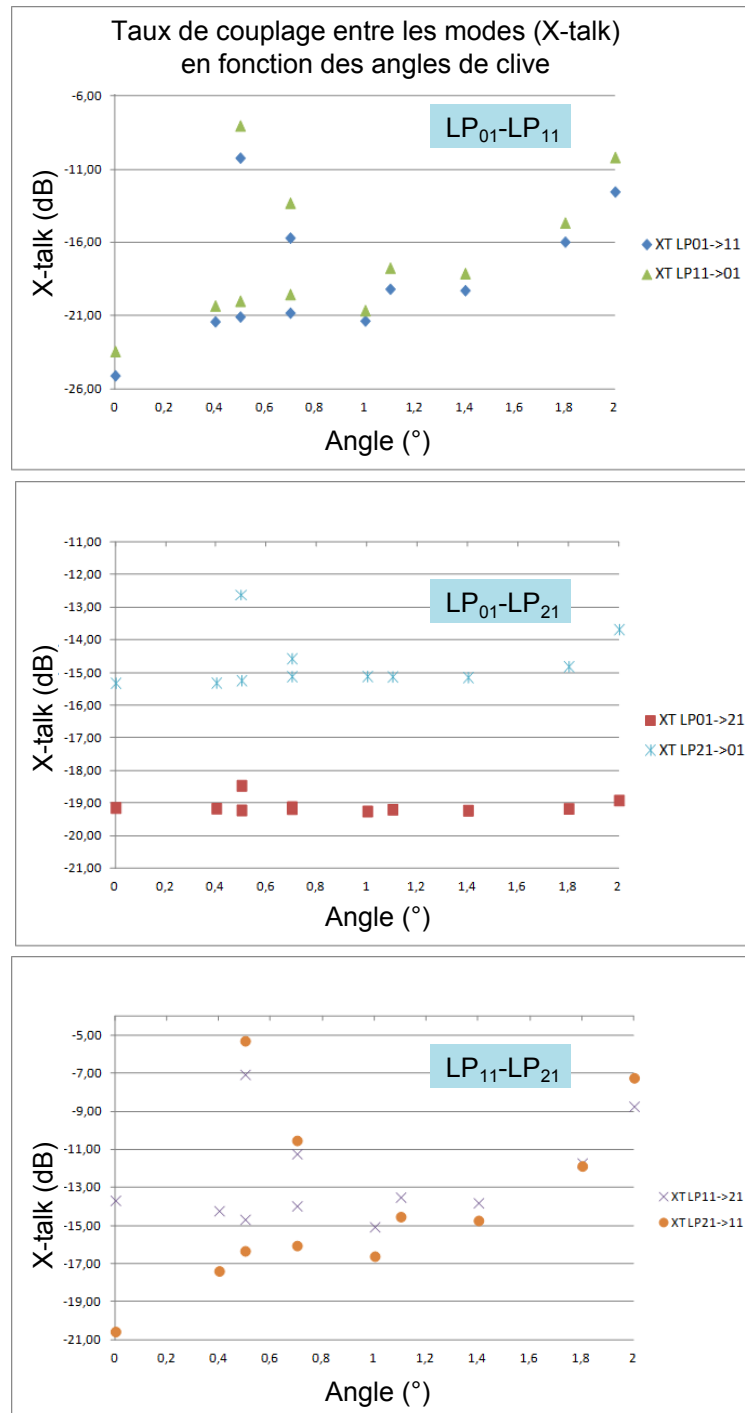


FIGURE 3.19 – Dégradation du X-talk en fonction de l'angle de clive.

l'intégrité expérimentale peut être remise en question, et qui restent minoritaires.

Il est possible de comparer ces résultats expérimentaux, avec les valeurs théoriques du tableau 3.6 d'un point de vue quantitatif :

- Pour les angles inférieurs à 1° , le X-talk maximum induit est inférieur à 20 dB. Cependant, le X-talk initial du MUX-DEMUX est déjà de -20 dB. De ce fait, un angle de clive dont l'angle est inférieur à 1° ne devrait induire qu'une valeur négligeable. On constate en effet, que le X-talk reste relativement constant (environ -20 dB) pour l'ensemble des valeurs.
- Pour les angles supérieurs à 1° , le X-talk maximum induit est supérieur à 20 dB. Dans ce cas la dégradation induite devient significative comparativement à la valeur initial. On constate en effet une augmentation du X-talk pour les angles supérieurs à 1° , et pour les couples de modes les plus sensibles à ce type de défaut d'aboutage.

D'un point de vue expérimental, le niveau de précision qu'il est nécessaire de se fixer lors de l'aboutage des deux fibres doit être défini par le niveau de performance du MUX-DEMUX : à niveau de X-talk donné par le MUX-DEMUX, il faut s'assurer que l'aboutage des fibres engendre un couplage qui soit comparativement négligeable. Notons enfin que lorsque plusieurs connexions de fibres se succèdent, les pertes et les niveaux de couplages se cumulent.

3.4 Méthode S^2

3.4.1 Principe

En 2008, une méthode d'analyse modale beaucoup plus fine que la méthode M^2 a été proposée par Nicholson [Nicholson 2008]. Cette technique consiste en l'analyse Spatiale et Spectrale (d'où l'appellation S^2) de la figure d'interférence entre les modes. Grâce à cette méthode interférométrique, il est théoriquement possible d'accéder aux grandeurs suivantes :

- puissance optique contenue dans chaque mode de la fibre,
- profil en champ des modes,
- différence de vitesse de groupe entre les modes.

A l'origine, cette méthode était utilisée pour caractériser la pureté modale du mode émis, par exemple pour les lasers ou les amplificateurs fibrés à « large aire effective ». Pour ces applications, les modes d'ordre supérieur sont considérés comme des signaux parasites (détérioration de la qualité du faisceau). Le but de l'analyse est alors d'identifier et de quantifier l'amplitude de ces signaux parasites. En faisant l'approximation que l'essentiel de la puissance est contenue dans le mode LP_{01} , il est possible de résoudre le problème mathématique et on peut facilement extraire les informations recherchées des données expérimentales.

Au cours de ce travail de thèse, nous avons cherché à généraliser la méthode, de telle sorte à pouvoir l'utiliser pour la caractérisation des transmissions MDM. Cet outil puissant, d'ores et déjà indispensable dans l'étude des fibres optiques, deviendrait précieux pour caractériser de nombreux éléments d'une ligne de transmission MDM.

3.4.2 Méthode classique

Lorsque la puissance optique est essentiellement contenue dans un mode (généralement le mode LP_{01}), il est pratique d'exprimer le champ des modes d'ordre supérieur (E_m) en fonction de celui du mode prépondérant (E_0) :

$$E_m^{(x,y,z,\omega)} = \alpha_m^{(x,y)} E_0^{(x,y,z,\omega)} e^{(i\omega\tau_m)}$$

Notons que cette équation n'est valable que dans le cas où les profils de champs normalisés des modes sont considérés comme indépendant de z et de ω , et que les indices de groupe des différents modes sont considérés comme indépendant de ω . Ces approximations sont donc valables sur une courte plage spectrale. La grandeur τ_m représente la différence de temps de propagation entre le mode m et le mode fondamental, et est donc directement liée à la différence des indices de groupe :

$$\tau_m = \frac{L\Delta n_g}{c}$$

Notons que la différence de temps de propagation s'exprime également par unité de longueur (en $s.m^{-1}$) et s'apparente au DMGD vu dans la section 1.3.3. Dans ce cas :

$$\tau'_m = \frac{\tau_m}{L} = \frac{\Delta n_g}{c}$$

Ainsi, l'intensité totale associée à ce champ total est la suivante :

$$\begin{aligned} \mathbb{I}(x,y,\omega) = \mathbb{I}_0^{(x,y)} \left(1 + \sum_{m=1}^N \alpha_m^2(x,y) + 2 \sum_{m=1}^N \alpha_m^{(x,y)} \cos(\omega\tau_m) \right. \\ \left. + 2 \sum_{m=1}^N \sum_{m'>m}^N \alpha_m^{(x,y)} \alpha_{m'}^{(x,y)} \cos(\omega\Delta\tau_{mm'}) \right) \end{aligned}$$

Lors d'un balayage spectral (en pulsation ω), on remarque clairement l'apparition de termes constants et de termes oscillants. Ce sont ces oscillations, aussi appelées battements qui vont être utilisées pour extraire les informations sur la composition modale de la fibre. Dans le cas où le mode prépondérant (bien souvent le mode fondamental) porte une très grande partie de la puissance (plus de 90%), il est possible de négliger les interférences entre les autres modes. Ainsi, il est possible de simplifier l'équation précédente :

$$\mathbb{I}(x,y,\omega) \simeq \mathbb{I}_0^{(x,y)} \left(1 + \sum_{m=1}^N \alpha_m^2(x,y) + 2 \sum_{m=1}^N \alpha_m^{(x,y)} \cos(\omega\tau_m) \right)$$

où la somme sur m a lieu uniquement sur les modes d'ordre supérieur.

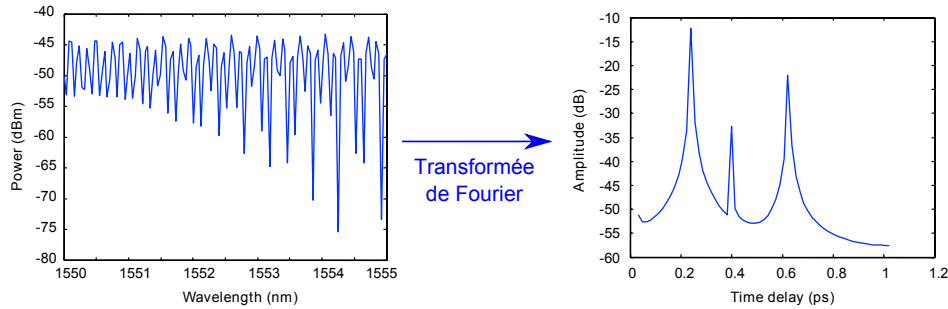


FIGURE 3.20 – Principe du traitement des données S^2 : en faisant la FFT des données, on constate l'apparition de pics. Ces pics représentent chaque battement entre le mode fondamental et chacun des modes d'ordre supérieur. [Nguyen 2012]

Cette approximation permet alors de ne garder qu'un seul terme constant et plusieurs termes oscillants représentant le battement entre le mode fondamental et chacun des modes d'ordre supérieur. Pour mesurer ces battements, plusieurs techniques sont possibles, comme nous le verrons plus loin. Cependant, le principe reste globalement identique. La mesure consiste à injecter un faisceau laser cohérent (type monomode monochromatique) dans une fibre multimode grâce à un convertisseur de

mode ou une épissure-soudure décentrée. Le champ incident est alors projeté sur les différents modes de la fibre, qui se propagent à des vitesses différentes. En sortie de fibre, il suffit de venir prélever la lumière en plusieurs points du plan transverse de la clive de sortie (résolution spatiale). En réalisant un balayage en longueur d'onde (grâce à une source accordable) il est possible de résoudre spectralement le problème physique. L'analyse des composantes oscillantes étant plus facile dans l'espace de Fourier, on utilise communément une FFT pour tracer le spectre associé aux battements. L'abscisse dans l'espace de Fourier est la différence de temps de propagation des modes. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 3.20, chaque pic représente alors un battement particulier entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur donné. L'amplitude du pic est directement reliée au terme α_m et la position du pic est donnée par τ_m .

3.4.3 Généralisation des équations

L'approximation selon laquelle la puissance optique est contenue à plus de 90% dans un mode donné est cependant très contraignante. Par exemple, dans le cadre des transmissions MDM, tous les modes sont excités de façon identique. Il serait alors intéressant de pouvoir caractériser la composition modale dans ce type de configuration.

Pour cela, nous avons généralisé les équations vues précédemment, en partant de l'équation générale du champ dans une fibre. L'ensemble des résultats qui seront présentés jusqu'à la fin de ce chapitre ont été obtenus avec l'aide de Benoit Seigny, un autre doctorant de l'équipe.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, équation 1.30, le champ électrique dans une fibre optique peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{E}^{(x,y,z)} = \sum_{mode} \tilde{A}_{mode,x} \psi_{mode}^{(x,y,z)} \vec{e}_x + \tilde{A}_{mode,y} \psi_{mode}^{(x,y,z)} \vec{e}_y$$

Pour simplifier la suite des équations, nous simplifierons l'étude au cas d'une polarisation seule. La figure d'interférence étant mesurée en bout de fibre, nous pouvons écrire l'expression du champ en $z = L$ sous la forme :

$$E^{(x,y,L)} = \sum_i A_i F_i^{(x,y)} e^{-i\omega t} e^{i\beta_i L}$$

où $F_i^{(x,y)}$ représente le profil de champ normalisé du mode i , et A_i l'amplitude de ce champ. On en déduit alors l'expression de l'intensité résultante :

$$\mathbb{I}^{(x,y,L,\omega)} = \sum_i P_i I_i + 2 \sum_j \sum_{k>j} A_j A_k F_j^{(x,y)} F_k^{(x,y)} \cos(|\beta_j - \beta_k|L)$$

où les sommes sur i et sur j sont calculées sur tous les modes. $P_i = A_i^2$ est la puissance contenue dans le mode i et $I_i^{(x,y)} = |F_i^{(x,y)}|^2$ est le profil d'intensité normalisé du mode.

En réalisant un développement de β_i sous forme de polynôme de Taylor d'ordre 1, on montre que :

$$\beta_i = \beta_{i,0} + \beta_{i,1} (\omega - \omega_0) + o((\omega - \omega_0)^2)$$

avec $\beta_{i,1} = \left. \frac{\partial \beta_i}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} = 1/v_{g,i} = n_{g,0,i}/c$, on obtient :

$$\Delta\beta_{(j,k)} = \beta_j - \beta_k \simeq \frac{\omega_0}{c} (\Delta n_{eff,0,jk} - \Delta n_{g,0,jk}) + \frac{\omega}{c} \Delta n_{g,0,jk}$$

Sur un intervalle spectral suffisamment faible, il est possible de considérer les valeurs de Δn_g comme des constantes (c'est à dire que n_{eff} évolue de façon linéaire sur cet interval). Dans ce cas, on peut écrire :

$$\Delta\beta_{(j,k)} = \frac{\Delta n_{g,jk}}{c} \omega + const$$

d'où :

$$\mathbb{I}^{(x,y,L,\omega)} = \sum_i P_i I_i^{(x,y)} + 2 \sum_j \sum_{k>j} A_j A_k F_j^{(x,y)} F_k^{(x,y)} \cos\left(\frac{\Delta n_{g,jk} L}{c} \omega + \phi_{0,jk}\right) \quad (3.6)$$

Notons que l'expression est composée d'un terme constant et de termes oscillants :

- le terme constant $\sum_i P_i I_i^{(x,y)}$ représente la figure d'interférence en lumière non cohérente (i.e. la figure d'intensité en lumière polychromatique). Ce terme représente également la figure d'intensité moyenne lors du balayage en longueur d'onde.
- les termes oscillants, $2 \sum_j \sum_{k>j} A_j A_k F_j^{(x,y)} F_k^{(x,y)} \cos\left(\frac{\Delta n_{g,jk} L}{c} \omega + \phi_{0,jk}\right)$. Chaque terme va alors représenter le battement entre deux modes. L'amplitude d'un battement est proportionnelle au produit des deux amplitudes des champs de modes respectifs. Le profil spatial des battements est modulé par le produit des champs de modes respectifs.

Sur la figure 3.21, les profils de battement théoriques entre modes guidés dans la FMF à 1550 nm ont été reportés. Ces profils théoriques de battements ont été obtenus à l'aide des profils de modes théoriques, eux mêmes calculés à partir du code de calcul des modes de la fibre (cf. section 2.2.4). La fréquence des battements est proportionnelle à la longueur de la fibre et à la différence d'indice de groupe entre les deux modes. Le nombre de battements observables est donc égal au nombre de couples de modes qu'il est possible de former. Ainsi, lorsque N modes sont excités dans la fibre, il est théoriquement possible d'observer $\frac{N^2-N}{2}$ battements. Une simple transformée de Fourier sur $\mathbb{I}$ permet alors d'obtenir les $\frac{N^2-N}{2}$ pics dont la position nous renseigne sur la valeur de Δn_g et dont l'amplitude nous renseigne sur la puissance optique couplée dans les modes.

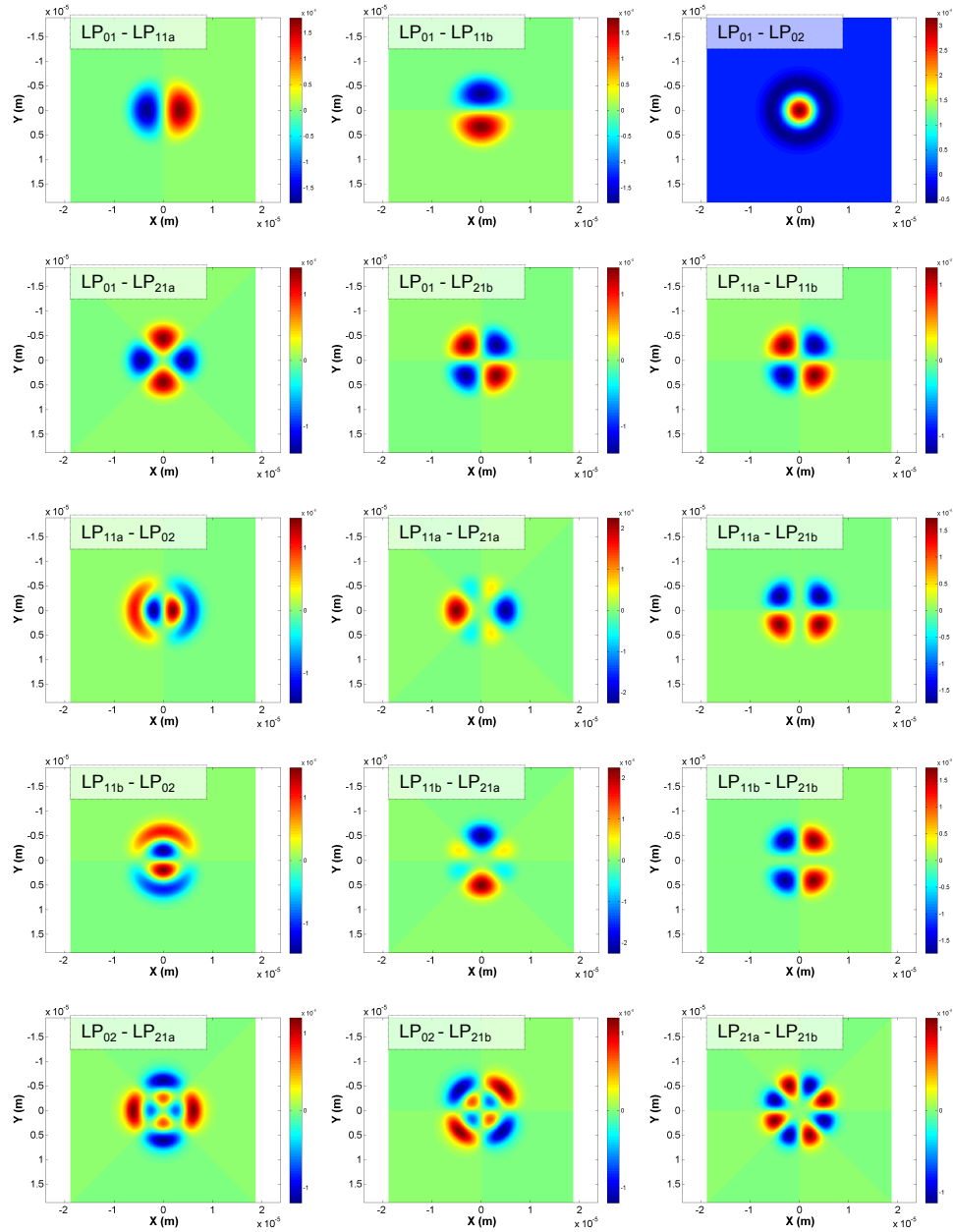


FIGURE 3.21 – Profils spatiaux théoriques des battements entre les six modes guidés dans la FMM à 1550 nm.

Soit $\widehat{\mathbb{I}}$ la transformée de Fourier de $\mathbb{I}$, telle que :

$$\widehat{\mathbb{I}}(x, y, \Delta n_g) = TF \left\{ \mathbb{I}(x, y, \omega) \right\}$$

On peut alors écrire :

$$\widehat{\mathbb{I}}(x, y, \Delta n_g=0) = \sum_i P_i I_i^{(x, y)}$$

et

$$\widehat{\mathbb{I}}(x, y, \Delta n_g = \Delta n_{g, jk}) = A_j A_k F_j^{(x, y)} F_k^{(x, y)}$$

pourvu que les valeurs de $\Delta n_{g, jk}$ ne soit pas dégénérées entre couples de modes.

La généralisation des équations offre un avantage : il est possible de reconstruire les profils de modes exacts à partir des amplitudes des pics, pourvu que l'on connaisse l'amplitude de trois battements impliquant trois modes en particulier (que nous noterons modes i, j et k). Par exemple, prenons trois pics résultant du battement entre les modes i et j , i et k et j et k . Notons α , β et γ l'amplitude de chacun de ces pics (cf. figure 3.22).

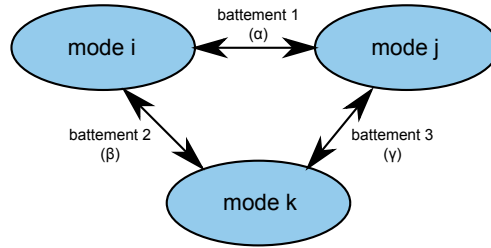


FIGURE 3.22 – Schéma explicatif concernant l'utilisation de trois battements entre trois modes particuliers.

Notons que les positions de ces trois pics particuliers sont faciles à repérer puisqu'elles sont liées par la relation suivante :

$$\Delta n_{g, ij} = n_{g, i} - n_{g, j} = n_{g, i} - n_{g, k} + n_{g, k} - n_{g, j} = \Delta n_{g, ik} + \Delta n_{g, kj} \quad (3.7)$$

Une fois ces pics repérés et identifiés, il devient facile d'isoler le mode i pour en obtenir le profil d'intensité (non normalisé), grâce au calcul suivant :

$$\mathbb{I}_i^{(x, y)} = \left| A_i F_i^{(x, y)} \right|^2 = \frac{\alpha \beta}{\gamma} = \frac{\left(A_i F_i^{(x, y)} A_j F_j^{(x, y)} \right) \left(A_i F_i^{(x, y)} A_k F_k^{(x, y)} \right)}{\left(A_j F_j^{(x, y)} A_k F_k^{(x, y)} \right)}$$

En réalisant ce calcul en tout point (x, y) , il est alors possible de retrouver la puissance P_i puisque :

$$P_i = \iint \mathbb{I}_i^{(x, y)} dx dy = \iint P_i I_i^{(x, y)} dx dy = P_i \iint I_i^{(x, y)} dx dy$$

avec

$$\iint I_i^{(x,y)} dx dy = 1$$

Par la suite, il suffit de diviser le profil d'intensité $I_i^{(x,y)}$ par la puissance mesurée P_i pour retrouver le profil d'intensité normalisé $I_i^{(x,y)}$. Enfin, le taux d'excitation du mode i peut être déduit en faisant le rapport de puissance contenu dans ce mode avec le niveau de puissance total dans la fibre (P_i/P_{total}).

Notons que le même processus de calcul peut bien entendu être réalisé pour les modes j et k .

Cependant, il arrive bien souvent que certains pics se superposent voire même se confondent. Il devient alors impossible de les distinguer par une simple transformée de Fourier, puisque les battements ont lieu à la même fréquence. L'amplitude de ces pics n'est alors pas mesurable : une analyse plus complexe est alors nécessaire. Une méthode permettant une telle dissociation est décrite dans la section 3.4.8.

3.4.4 Montages expérimentaux

Au cours de ce travail, nous avons utilisé deux techniques différentes pour réaliser l'acquisition des données S^2 , dont les schémas sont représentés sur la figure 3.23.

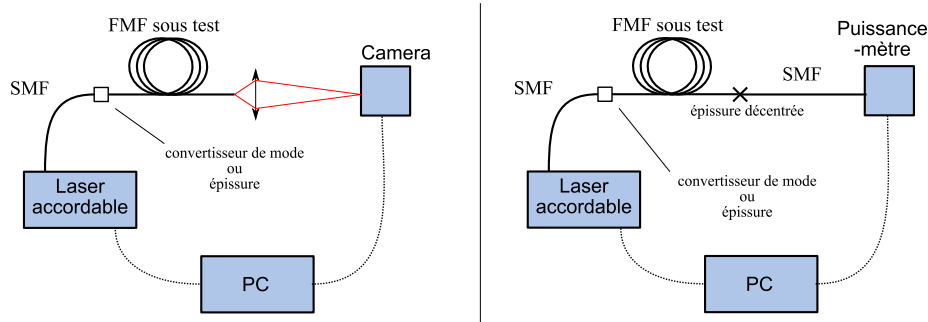


FIGURE 3.23 – Schéma de montage pour la mesure S^2 . Possibilité de réaliser un montage à la caméra pour la résolution complète (spatiale et spectrale) sur une courte bande spectrale et utilisation du puissance-mètre pour la mesure de la dispersion chromatique des modes sur de larges plages spectrales (résolution spectrale uniquement).

Mesures à la caméra : En faisant une image du champ proche en sortie de la fibre à l'aide d'une micro-lentille, il est possible de mesurer le profil d'intensité $I(x,y,L,\omega)$ en tout point de la face clivée (à la résolution des pixels près). Puis, en réalisant un balayage spectral à l'aide d'une source accordable, il est possible de suivre l'évolution spectrale de ce profil d'intensité (c'est à dire la figure d'interférence entre les modes). Ce type de mesures réalisées à l'aide d'une caméra permet de recueillir l'intégralité de l'information puisque la résolution spatiale et spectrale est complète. Cependant, cela implique l'acquisition d'une

image pour chaque longueur d'onde étudiée : le nombre d'images enregistrées peut donc devenir important. L'acquisition devient longue et la quantité de données à traiter devient grande.

Mesures au puissance-mètre : Une technique plus simple consiste à ne prélever l'information spatiale qu'en « un point » (convolution avec le profil du mode LP_{01} de la fibre monomode soudée de façon décentrée en sortie de FMF). Cette deuxième technique permet un balayage spectral important (plusieurs dizaines de nanomètres), tout en réduisant fortement la quantité de données à traiter. Dans ces conditions il est alors possible de mesurer la dispersion chromatique de chaque mode, mais le manque d'information au niveau spatial rend impossible la reconstruction des profils d'intensité des modes et il est donc impossible de mesurer la puissance optique contenue dans chaque mode.

Lors de l'acquisition des données S^2 , trois paramètres doivent être prédéterminés pour ajuster les résultats :

- la longueur de fibre (L) qui va déterminer la fréquence des battements. En effet, la différence de marche entre les modes étant proportionnelle à la longueur de la fibre, la fréquence des battements est aussi proportionnelle à la longueur de la fibre.
- l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ sur lequel on fait la FFT, va déterminer la résolution spectrale, c'est à dire $\delta(\Delta n_g)$, ou $\delta\tau'_g$ si on travaille en temps de propagation des modes (en $s.m^{-1}$). Bien souvent l'intervalle spectral sur lequel on fait la FFT est de l'ordre de quelques nanomètres.
- le pas en longueur d'onde $\delta\lambda$, va déterminer la valeur maximum de différence d'indice de groupe mesurable par la FFT, c'est à dire $\Delta n_{g,max}$ (ou τ'_{max}). Notons qu'en utilisant un laser accordable de type *Tunics*® de chez Yenista, il est actuellement possible de réaliser un balayage spectral ($\delta\lambda$) de l'ordre du picomètre.

La contrainte sur $\Delta\lambda$ est assez forte puisqu'il faut travailler sur un intervalle spectral où la position des pics (i.e. les valeurs de Δn_g) peut être considérée comme constante (typiquement quelques nanomètres). Il convient alors de fixer l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ et d'ajuster la longueur de fibre en fonction de la précision requise dans le domaine spectral grâce à la formule suivante, directement obtenue des principes de base d'une FFT :

$$\delta(\Delta n_g) = \frac{\lambda^2}{L\Delta\lambda}$$

Enfin, on ajuste la résolution du pas en longueur d'onde ($\delta\lambda$) grâce à la relation suivante :

$$\Delta n_{g,max} = \frac{\lambda^2}{2L\delta\lambda}$$

3.4.5 Exemple de l'étude de la FMF

Afin de caractériser les propriétés de la FMF (cf. figure 2.19), en termes de dispersion modale et de dispersion chromatique des modes, nous avons réalisé une

mesure au puissance-mètre (cf. figure 3.23). La FMF est soudée de part et d'autre avec une fibre HI980. Chaque soudure est réalisée de façon décentrée pour exciter en entrée et recueillir en sortie tous les modes guidés. Cette technique engendre de fortes pertes à chaque soudure mais permet de façon efficace d'obtenir l'ensemble des modes. Pour avoir une idée de la composition modale dans la fibre, il suffit de se reporter à la figure 3.5. Le diamètre du faisceau incident est celui de la fibre HI980, c'est à dire $\omega = 2.9 \mu\text{m}$ environ à 1550 nm et le décentrement a été réalisé de telle sorte à ce que la puissance totale couplée dans la fibre soit divisée par 2 (ce qui correspond à un décentrement d'environ $7 \mu\text{m}$ sur le cœur de la FMF dont le rayon est de $7.5 \mu\text{m}$, cf. figure 3.5). Le taux d'excitation des modes lors d'une telle épissure est approximativement 7% pour le LP_{01} , 9% pour le LP_{02} , 21% pour le LP_{11} et 20% pour le LP_{21} .

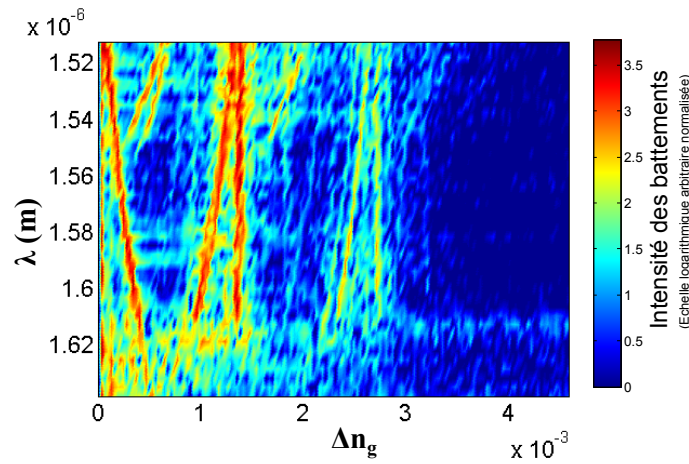


FIGURE 3.24 – Spectrogramme des données S^2 mesurées au puissance-mètre pour la FMF.

En réalisant un balayage spectral sur 130 nm (de 1510 à 1640 nm) avec un pas en longueur d'onde de 10 pm, nous avons pu obtenir l'évolution des valeurs de Δn_g en fonction de la longueur d'onde. La longueur de fibre a été fixée à 27 m. La figure 3.24 est un spectrogramme des données mesurées, (i.e. chaque ligne de l'image expérimentale représente la transformée de Fourier de l'intensité mesurée en fonction du spectre sur une bande de 3 nm).

Pour toutes les longueurs d'ondes supérieures à 1550 nm, on constate la présence de 5 pics principaux, or, six modes sont guidés dans la fibre sur la bande C : théoriquement nous devrions donc obtenir 15 pics. Cependant, le cœur de la fibre étant de forme cylindrique, les deux modes LP_{11} et les deux modes LP_{21} sont dégénérés. Ainsi, il est possible de réduire le problème à quatre modes, correspondant aux quatre groupes de modes. Sous ces conditions, le nombre de pics théoriques est ramené à 6.

De plus, le nombre de pics ne peut être de 5, puisque dans le cas où il n'y aurait

que trois modes, le nombre de pics serait théoriquement de 3. Ceci est la preuve que deux pics sont confondus : l'écart de leur position respective est inférieur au niveau de précision de la manipulation (c'est à dire la largeur de pics).

Une autre façon de prouver qu'il y a bien superposition de deux pics consiste à considérer la position des différents pics et à utiliser la relation 3.7. En effet, la présence d'un pic à $\Delta n_g = 1.35 \times 10^{-3}$ et d'un autre à $\Delta n_g = 2.70 \times 10^{-3}$ implique nécessairement la présence d'un troisième pic à la position $\Delta n_g = (2.70 - 1.35) \times 10^{-3} = 1.35 \times 10^{-3}$. Il existe donc nécessairement deux pics superposées pour $\Delta n_g \simeq 1.35 \times 10^{-3}$.

Pour les longueurs d'ondes inférieures à 1550 nm, on peut voir quatre nouveaux pics apparaître (le dernier est très faible mais se situe aux alentours de $\Delta n_g = 3.5 \times 10^{-3}$). Ces pics correspondent aux battements relatifs au mode LP_{31} dont la longueur d'onde de coupure est située dans la bande C.

3.4.6 Comparaison théorie - expérience

Afin de valider la méthode, nous avons comparé les résultats expérimentaux à la théorie (respectivement image en niveaux de gris et courbes rouges sur la figure 3.25). En utilisant le code de calcul des modes qui a été développé au cours de cette thèse, il est possible de calculer l'indice effectif de chaque mode guidé pour une longueur d'onde donnée (cf. relations 1.24). A partir de ces valeurs d'indices effectifs (n_{eff}) en fonction de la longueur d'onde, on trouve aisément la valeur de l'indice de groupe (n_g) de ces modes à l'aide de la relation 1.31. Le calcul des différences d'indice de groupe (Δn_g) est obtenu enfin par simple soustraction.

Théoriquement, la fibre FMF a pour paramètres opto-géométriques un rayon de cœur de $7.5 \mu\text{m}$, un saut d'indice de 9.7×10^{-3} de telle sorte à avoir la longueur d'onde de coupure théorique du mode LP_{31} aux environs de 1550 nm. Avec ces paramètres opto-géométriques, les courbes théoriques associées sont en désaccord avec les résultats expérimentaux : écart de 25 nm vers les courtes longueurs d'onde par rapport aux courbes expérimentales. Cette erreur doit être comparé à la longueur d'onde elle même (1550 nm par exemple) : il y a donc une erreur systématique de 1.3 % sur la position verticale des courbes. L'hypothèse la plus probable serait une erreur d'environ 1.3 % sur la valeur de la fréquence normalisée (V) de la fibre. Cette erreur peut avoir deux sources : l'erreur sur la taille du cœur (R_c) ou l'erreur sur la valeur du saut d'indice (Δn). Si l'on se réfère à la formule de la fréquence normalisée (cf. Eq. 1.25), on peut montrer que :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta R_c}{R_c} + \frac{\Delta ON}{ON}$$

Et en remplaçant l'ouverture numérique (ON) par $\sqrt{n_c^2 - n_g^2} \simeq \sqrt{2\Delta n n_{\text{silice}}}$, on obtient alors :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta R_c}{R_c} + \frac{1}{2} \frac{\Delta(\Delta n)}{\Delta n}$$

Ainsi, cet écart de 1.3 % sur la position des courbes peut être justifié par un

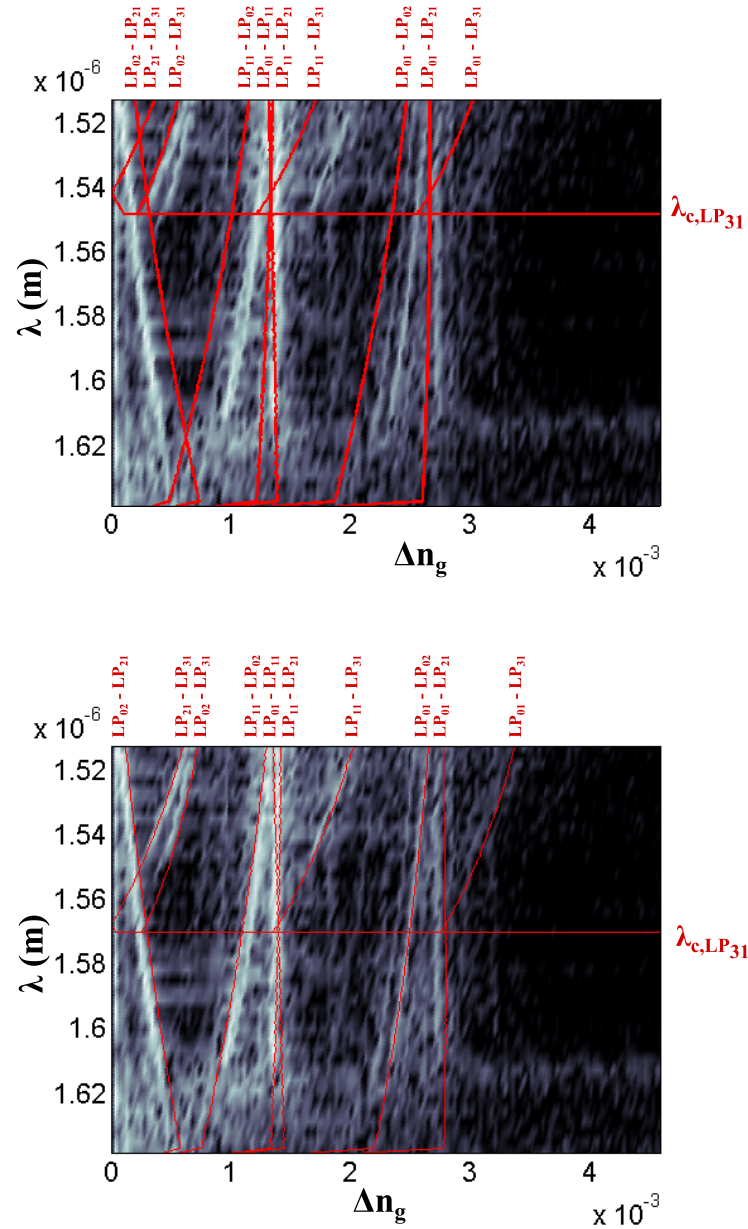


FIGURE 3.25 – Comparaison des résultats expérimentaux (image monochrome de fond), avec la position théorique des pics de battements inter-modaux. En haut, les résultats de simulation sont obtenus en prenant les valeurs théoriques de saut d'indice et de rayon de cœur. En bas, le saut d'indice a été ajusté (augmenté) de 2.6 %.

écart relatif de 1.3 % sur le rayon du cœur de la fibre ou un écart relatif de 2.6 % sur la valeur du saut d'indice. Une superposition des deux types d'erreur étant bien entendu envisageable. Notons que ce niveau d'erreur est totalement cohérent avec le niveau de précision observé lors de la fabrication de fibres optiques.

Notons que la SMF28® possède une incertitude de 20 nm sur la localisation du zéro de dispersion (c'est à dire la longueur d'onde où la dispersion D du mode fondamental de la fibre est nulle) et que la position de ce zéro de dispersion se situe aux alentours de 1310 nm. Ceci conduit à une incertitude sur la valeur de la fréquence normalisée de l'ordre de 2 %.

En bas de la figure 3.25 a été reportée la figure expérimentale sur laquelle nous avons superposé les résultats théoriques, pour lesquels la valeur du saut d'indice a été augmentée de 2.6 %. En comparant la figure du haut et celle du bas, on constate clairement l'impact important d'une erreur (même faible) sur la valeur de la fréquence normalisée. La superposition des courbes théoriques et des résultats expérimentaux est alors satisfaisante. Sur la figure du bas, on remarque que la longueur d'onde de disparition expérimentale du mode LP_{31} est plus courte que la longueur d'onde de coupure théorique. Ceci est certainement due au fait que ce mode est plus sensible aux courbures de la fibre, lorsqu'il est proche de sa coupure.

3.4.7 Limites de la méthode classique

Prenons à nouveau l'exemple de la FMF et réalisons une acquisition de données à la caméra. En réalisant à nouveau une soudure décentrée en entrée de FMF, il est possible d'exciter l'ensemble des modes guidés. Le balayage spectral a été réalisé sur 3 nm autour de 1530 nm, dans une fibre de 150 m de long. En sortie de FMF, on réalise l'image de la face clivée de la fibre sur la caméra à l'aide d'une micro-lentille. Lors du balayage spectral, le signal détecté par chaque pixel de la caméra (i.e. la puissance optique détectée en fonction de la longueur d'onde) représente le profil d'intensité totale en un point de coordonnées (x, y) . De façon plus rigoureuse, ce signal est l'intégrale du profil d'intensité $\mathbb{I}^{(x,y,\omega)}$ sur la surface δS du pixel centré en (x, y) , en fonction de la pulsation lumineuse ω . On réalise alors la FFT de chacun des signaux détectés par la caméra. En additionnant le spectre obtenu sur chacun des pixels, on obtient le « spectre » reporté sur la figure 3.26.

Notons tout d'abord que les formes globales des deux spectres de la figure 3.26 sont en bon accord. Cependant, on note la disparition des pics associés au mode LP_{31} , ce qui prouve l'absence de ce mode. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que ce mode souffre de fortes pertes par confinement, car il est proche de sa coupure. Alors qu'il était possible de détecter ce mode après 30 m de propagation (cf. résultats obtenus au puissance-mètre), cela ne l'est plus après 150 m, comme c'est le cas ici (cf. résultats à la caméra). L'analyse claire du spectre obtenu à la caméra est complexe, car l'amplitude de certains battements se situe sous le niveau de bruit et la largeur des pics correspondants les rendent indiscernables. Il est donc impossible d'analyser les résultats avec une simple transformée de Fourier.

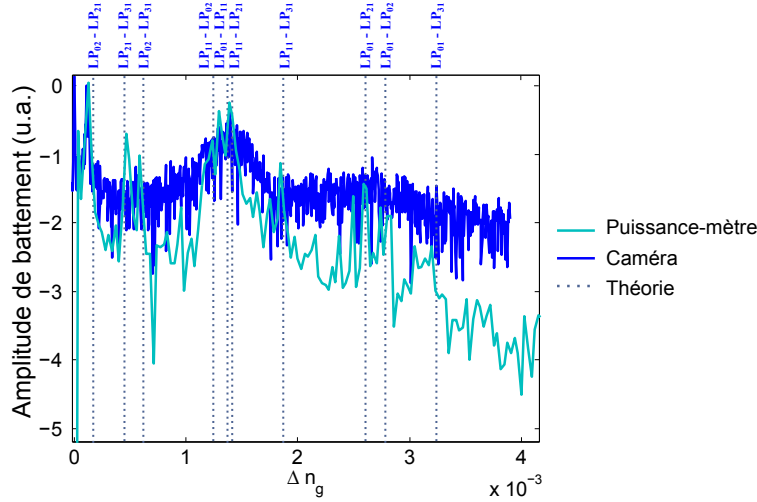


FIGURE 3.26 – Comparaison des résultats expérimentaux obtenus à la caméra et au puissance-mètre (respectivement en bleu foncé et en bleu clair). La bande spectrale étudiée est de 3 nm autour de 1530 nm. Les positions théoriques des pics sont également reportées en pointillés.

3.4.8 Analyse des composantes principales

La méthode classique d'analyse des données ne permettant pas la résolution du problème physique, il a été question au cours de cette thèse de mettre au point une nouvelle méthode d'analyse des données résolues spectralement et spatialement. La méthode pour laquelle nous avons opté s'appelle *Analyse des Composantes Principales* (ACP). Cette analyse permet de trouver les axes principaux et donc les informations pertinentes d'un ensemble de données.

Les données expérimentales obtenues lors d'une acquisition S² se présentent sous la forme d'une matrice à trois dimensions $\mathbb{I}_{i,j,\alpha}$, où i et j représentent les indices sur les pixels de la caméra suivant les axes (Ox) et (Oy) et α représente l'indice sur la longueur d'onde. De façon similaire à l'équation 3.6, mais cette fois ci appliqué au cas de chaque pixel, on peut écrire l'équation :

$$\mathbb{I}_{i,j,\alpha} = \sum_m A_m^2 F_{m,ij}^2 + 2 \sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} A_{m_1} A_{m_2} F_{m_1,ij} F_{m_2,ij} \cos(\tau_{m_1,m_2} \omega_\alpha + \phi_{m_1,m_2}) \quad (3.8)$$

Notons que la grandeur $F_{m,ij}$ représente le champ normalisé de telle sorte que :

$$\sum_i \sum_j F_{m,ij}^2 = \sum_i \sum_j I_{m,ij} = 1$$

avec $I_{m,ij}$ le profil d'intensité normalisé du mode m , sur le pixel $\{i, j\}$. Le lien entre le profil d'intensité normalisé discret $I_{m,ij}$ et le profil d'intensité normalisé *analytique* ($I^{(x,y)}$) est donné par :

$$I_{m,ij} = I_m^{(x,y)} \delta S \quad (3.9)$$

où δS est la surface d'un pixel. Notons que $I_m^{(x,y)}$ représente une densité surfacique de probabilité de présence du photon en un point (x,y) , alors que $I_{m,ij}$ représente la probabilité de présence des photons sur la surface δS du pixel $\{i,j\}$.

Le premier terme de l'équation 3.8 correspond à un terme constant $\langle \mathbb{I}_{i,j} \rangle$, c'est à dire sans les interférences. Le second terme est celui qui correspond aux interférences entre modes. Notons $\overline{\mathbb{I}_{i,j,\alpha}}$ ce second terme. L'ACP sera appliquée sur les données correspondantes à ce second terme. A partir des données expérimentales, il suffit de réaliser le calcul suivant :

$$\overline{\mathbb{I}_{i,j,\alpha}} = \mathbb{I}_{i,j,\alpha} - \langle \mathbb{I}_{i,j} \rangle$$

Il est ensuite nécessaire de transformer la matrice à trois dimensions $\overline{\mathbb{I}_{i,j,\alpha}}$ en matrice à deux dimensions $\overline{\mathbb{I}_{p,\alpha}}$, de telle sorte à ce que ces deux dimensions représentent l'aspect spatial et l'aspect spectral du problème (cf. figure 3.27). p représente alors l'indice de l'ensemble des pixels (i.e. à une valeur de p donnée correspond un couple $\{i,j\}$).

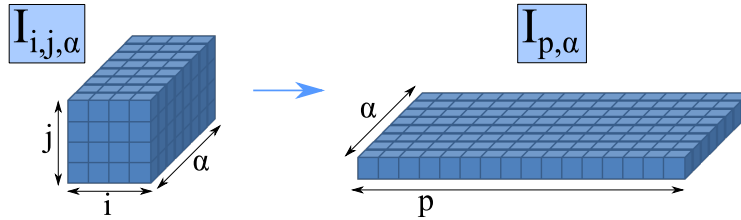


FIGURE 3.27 – Réduction de la dimensionnalité des données : passage d'une matrice à trois dimensions $\overline{\mathbb{I}_{i,j,\alpha}}$ à une matrice à deux dimensions $\overline{\mathbb{I}_{p,\alpha}}$.

En partant de la matrice $\overline{\mathbb{I}_{p,\alpha}}$, il est possible de calculer la matrice de covariance C (dont les termes C_{p_1,p_2} représentent la covariance entre les données mesurées sur le pixel p_1 et le pixel p_2) via un produit de matrice :

$$C = \frac{1}{N_\lambda} \overline{\mathbb{I}} \times \overline{\mathbb{I}}^T$$

La matrice C est carrée et de dimension $N_p \times N_p$ (nombre de pixels sur la caméra) et N_λ représente le nombre d'images (i.e. nombre de points dans le domaine spectral). Les termes de cette matrice sont donc :

$$C_{p_1,p_2} = \frac{1}{N_\lambda} \sum_{\alpha} \overline{\mathbb{I}_{p_1,\alpha}} \overline{\mathbb{I}_{p_2,\alpha}}$$

En développant on obtient :

$$C_{p_1,p_2} = \frac{4}{N_\lambda} \sum_{\alpha} \left\{ \left[\sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} A_{m_1} A_{m_2} F_{m_1,p_1} F_{m_2,p_1} \cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha} + \phi_{m_1 m_2}) \right] \right. \\ \left. \times \left[\sum_{m_3} \sum_{m_4 > m_3} A_{m_3} A_{m_4} F_{m_3,p_2} F_{m_4,p_2} \cos(\tau_{m_3 m_4} \omega_{\alpha} + \phi_{m_3 m_4}) \right] \right\}$$

3.4. Méthode S²

151

Cependant, lorsque $\tau_{m_1 m_2} \neq \tau_{m_3 m_4}$, on a :

$$\sum_{\alpha} \cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha} + \phi_{m_1 m_2}) \times \cos(\tau_{m_3 m_4} \omega_{\alpha} + \phi_{m_3 m_4}) \simeq 0$$

puisque l'intégrale de deux fonctions sinusoïdales de fréquences différentes est nulle. Sous ces conditions, la matrice de covariance prend la forme simplifiée suivante :

$$C_{p_1, p_2} = \frac{4}{N_{\lambda}} \sum_{\alpha} \left[\sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} A_{m_1}^2 A_{m_2}^2 F_{m_1, p_1} F_{m_2, p_1} F_{m_1, p_2} F_{m_2, p_2} \cos^2(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha} + \phi_{m_1 m_2}) \right]$$

En utilisant la valeur moyenne de la fonction cosinus au carré, $\langle \cos^2(x) \rangle = \frac{1}{2}$, on obtient :

$$C_{p_1, p_2} = 2 \sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} P_{m_1} P_{m_2} F_{m_1, p_1} F_{m_2, p_1} F_{m_1, p_2} F_{m_2, p_2}$$

avec $P_m = A_m^2$, la puissance dans le mode m . En faisant l'hypothèse que les profils de battements sont orthogonaux entre eux (i.e. $\sum_p (F_{m_1, p} F_{m_2, p}) \times (F_{m_3, p} F_{m_4, p}) = 0$ si $\{m_1, m_2\} \neq \{m_3, m_4\}$), on peut alors écrire les termes de la matrice C sous la forme d'une combinaison linéaire de valeurs propres et de vecteurs propres normés.

$$C_{p_1, p_2} = \sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} (2P_{m_1} P_{m_2} S_{m_1 m_2}) \left(\frac{F_{m_1, p_1} F_{m_2, p_1}}{\sqrt{S_{m_1 m_2}}} \right) \left(\frac{F_{m_1, p_2} F_{m_2, p_2}}{\sqrt{S_{m_1 m_2}}} \right)$$

avec $(2P_{m_1} P_{m_2} S_{m_1 m_2})$ les valeurs propres du système et $\left(\frac{F_{m_1, p} F_{m_2, p}}{\sqrt{S_{m_1 m_2}}} \right)$ les vecteurs propres normés associés (coordonnées données par l'indice p). Notons que le facteur de normalisation $S_{m_1 m_2}$ des vecteurs est défini comme suit :

$$S_{m_1 m_2} = \sum_p (F_{m_1, p} F_{m_2, p})^2 \quad (3.10)$$

Dans la suite de cette démonstration, nous noterons Λ_{m_1, m_2} les valeurs propres et $\overrightarrow{v_{m_1, m_2}}$ les vecteurs propres pour des raisons de simplicité. Ainsi, on peut montrer que :

$$C \overrightarrow{v_{m_1, m_2}} = \Lambda_{m_1, m_2} \overrightarrow{v_{m_1, m_2}}$$

Ce résultat démontre qu'en diagonalisant la matrice C , il est possible d'extraire les profils de battements (via l'obtention des vecteurs propres) ainsi que la puissance contenue dans chaque mode (via les valeurs propres). Nous noterons D la matrice diagonalisée telle que :

$$C = P^{-1} D P$$

avec P la matrice de passage, dont chaque colonne est un des vecteurs propres du système. Notons également que les éléments diagonaux de D sont les valeurs propres Λ_{m_1, m_2} . Il est possible de réaliser une seconde matrice de covariance C' définie par :

$$C' = \frac{1}{N_{\lambda}} \overline{\mathbb{I}}^T \times \overline{\mathbb{I}}$$

Cette matrice est carrée, de dimensions $N_\lambda \times N_\lambda$. En réalisant le même processus de calcul que pour la matrice C , on peut montrer que les termes de C' sont donnés par la relation suivante :

$$C'_{\alpha_1, \alpha_2} = \frac{4}{N_\lambda} \sum_p \left\{ \left[\sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} A_{m_1} A_{m_2} F_{m_1, p} F_{m_2, p} \cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha_1} + \phi_{m_1 m_2}) \right] \right. \\ \left. \times \left[\sum_{m_3} \sum_{m_4 > m_3} A_{m_3} A_{m_4} F_{m_3, p} F_{m_4, p} \cos(\tau_{m_3 m_4} \omega_{\alpha_2} + \phi_{m_3 m_4}) \right] \right\}$$

$$C'_{\alpha_1, \alpha_2} = \frac{4}{N_\lambda} \sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} P_{m_1} P_{m_2} S_{m_1, m_2} \\ \times \cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha_1} + \phi_{m_1 m_2}) \cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha_2} + \phi_{m_1 m_2})$$

$$C'_{\alpha_1, \alpha_2} = \sum_{m_1} \sum_{m_2 > m_1} (2P_{m_1} P_{m_2} S_{m_1, m_2}) \\ \times \left(\frac{\cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha_1} + \phi_{m_1 m_2})}{\sqrt{N_\lambda}/2} \right) \left(\frac{\cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha_2} + \phi_{m_1 m_2})}{\sqrt{N_\lambda}/2} \right)$$

La diagonalisation de la matrice C' permet d'accéder aux valeurs propres $(2P_{m_1} P_{m_2} S_{m_1, m_2})$, ainsi qu'aux vecteurs propres $\left(\frac{\cos(\tau_{m_1 m_2} \omega_{\alpha} + \phi_{m_1 m_2})}{\sqrt{N_\lambda}/2} \right)$ (coordonnées données par l'indice α). Nous noterons D' la matrice diagonale telle que :

$$C' = P'^{-1} D' P'$$

Notons que les valeurs propres de la matrice C' sont alors identiques à celles de la matrice C (Λ_{m_1, m_2}). Nous noterons $\vec{v}'_{m_1, m_2}$ les vecteurs propres de la matrice C' . En faisant la FFT des vecteurs propres, il est possible d'obtenir les spectres des fonctions sinusoïdales et ainsi d'accéder à la valeur de τ_{m_1, m_2} et donc à la valeur de différence d'indice de groupe Δn_g entre les modes m_1 et m_2 .

Enfin, rappelons que ces valeurs propres et vecteurs propres ont été obtenus dans le cas où les Δn_g sont tous différents et où les figures de battements sont orthogonales. Ces hypothèses ne sont malheureusement pas toujours vérifiées (cf. annexe B). Ainsi, certains problèmes d'orthogonalité vont engendrer des erreurs sur les valeurs propres et vecteurs propres du système.

3.4.9 Application de la méthode ACP

Nous avons appliqué la méthode ACP aux données mesurées à la caméra sur la FMF (cf. résultats expérimentaux présentés sur la figure 3.26). En calculant les matrices C et C' puis en les diagonalisant, il est possible d'obtenir les vecteurs propres ainsi que leur valeurs propres associées. Les vecteurs propres ont été reportés sur les figures 3.28 et 3.29, ainsi que leurs valeurs propres respectives (en haut de chaque graphique des figures 3.28 et 3.29). Tout d'abord il est intéressant de remarquer que :

- lors de la diagonalisation des matrices, les vecteurs sont directement classés par ordre décroissant des valeurs propres qui leur sont associées (Λ_{m_1, m_2}).
- la méthode ACP permet une séparation performante des pics, comparative-ment à la méthode classique. En effet, si l'on compare les spectres obtenus avec cette nouvelle méthode (figure 3.29) avec le spectre unique obtenu avec la FFT (figure 3.26), on constate que l'ACP parvient à séparer des pics initialement confondus. Par exemple, les fréquences des battements $LP_{11} - LP_{02}$ et $LP_{11} - LP_{21}$ ont des valeurs de Δn_g très proches et il est impossible de les dissocier sur l'analyse par FFT. Pourtant, il apparaît clairement que les deux pics ont été séparés (premier et troisième spectres de la figure 3.29).
- sur la figure 3.28 certains profils spatiaux de battements sont très nettement identifiables en les comparant avec les profils théoriques (figure 3.21).
- les valeurs propres des matrices C et C' sont bien identiques.

L'identification des battements est réalisée en comparant les valeurs théoriques et expérimentales des profils spatiaux et les fréquences de battements (cf. figures 3.21 et 3.28). Identifions et retenons quatre battements en particulier. Nous pouvons identifier le premier battement (plus haute valeur propre sur les figures 3.28 et 3.29) comme étant celui du mode LP_{21} avec le mode LP_{11} . Le deuxième battement est celui entre les modes LP_{21} et LP_{02} et le troisième est celui entre les modes LP_{11} et LP_{02} . Enfin, le cinquième battement (5^e valeur propre) est celui entre le mode LP_{01} et LP_{02} . L'identification de ces quatre battements particuliers suffit à calculer le taux d'excitation des modes dans la fibre. Notons Λ_i la i^e valeur propre de la matrice. En partant de l'expression théorique des valeurs propres

$$\Lambda_{m_1, m_2} = 2P_{m_1}P_{m_2}S_{m_1 m_2}$$

on peut remonter à la puissance de chaque mode. Tout d'abord, nous nous concentrerons sur les trois premiers battements afin de calculer la puissance des modes LP_{21} , LP_{11} et LP_{02} . Puis, nous nous baserons sur la puissance LP_{02} et sur le 5^e battement pour en déduire la puissance du mode LP_{01} .

Les puissances des modes LP_{21} , LP_{11} et LP_{02} sont obtenues en réalisant les trois calculs suivants :

$$P_{21}^2 = \frac{P_{21}P_{11} \times P_{21}P_{02}}{P_{11}P_{02}} = \frac{(\Lambda_1/2S_{21-11}) \times (\Lambda_2/2S_{21-02})}{(\Lambda_3/2S_{11-02})} \quad (3.11)$$

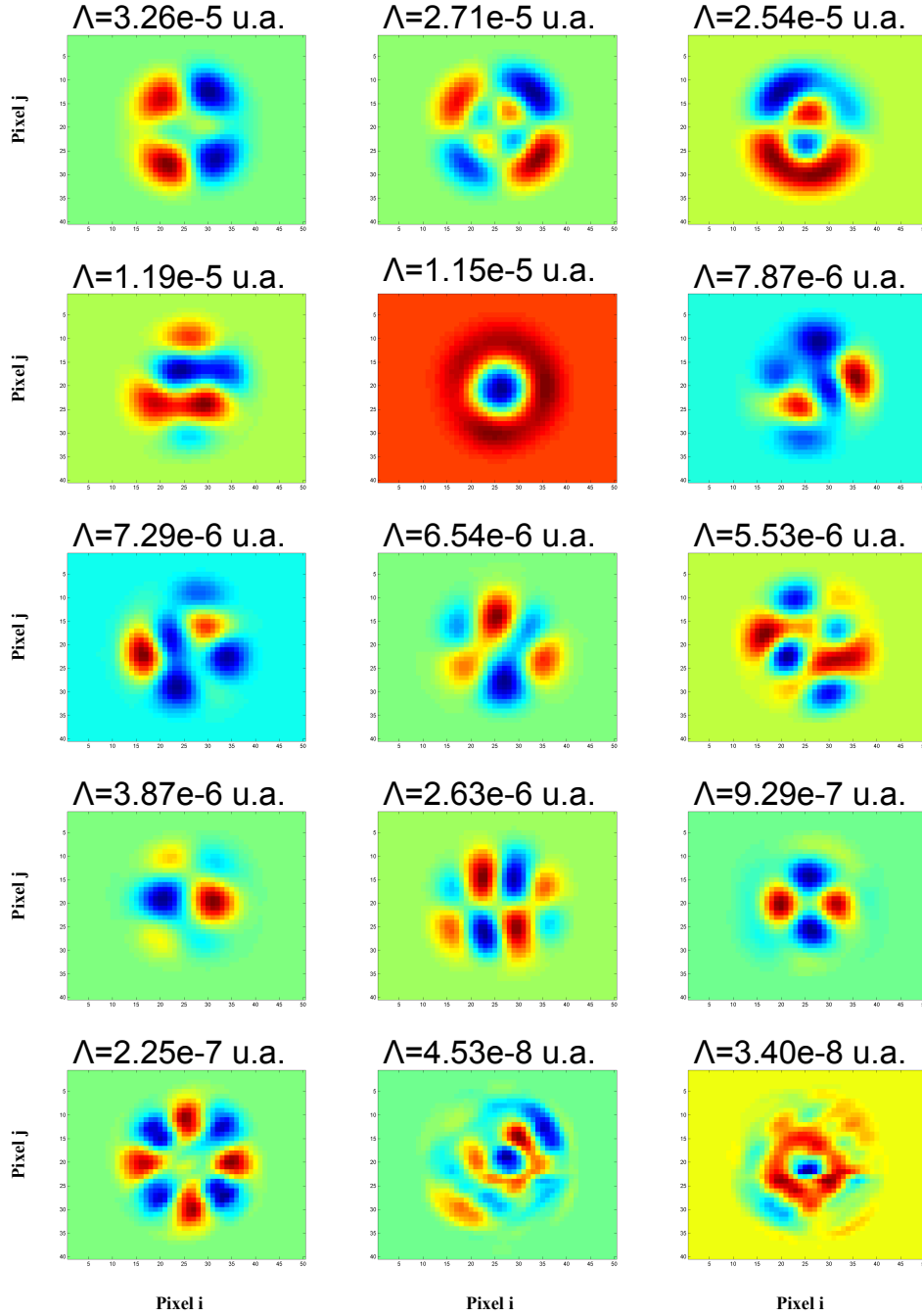


FIGURE 3.28 – Vecteurs propres de la matrice C , ordonnés par ordre décroissant des valeurs propres associées, fournis par l'ACP.

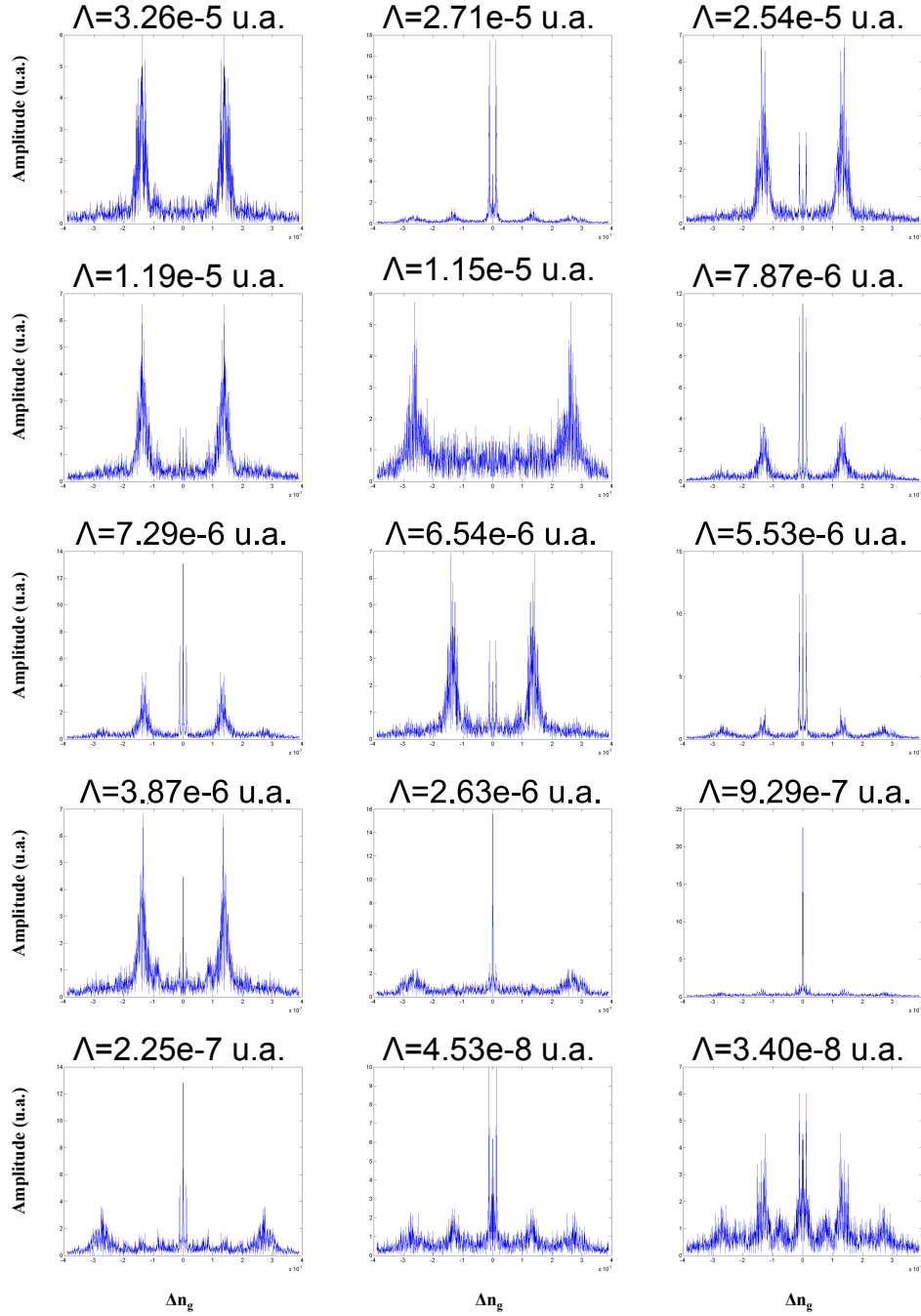


FIGURE 3.29 – Vecteurs propres de la matrice C' , ordonnés par ordre décroissant des valeurs propres associées, fournis par l'ACP.

$$P_{11}^2 = \frac{P_{21}P_{11} \times P_{11}P_{02}}{P_{21}P_{02}} = \frac{(\Lambda_1/2S_{21-11}) \times (\Lambda_3/2S_{11-02})}{(\Lambda_2/2S_{21-02})} \quad (3.12)$$

$$P_{02}^2 = \frac{P_{11}P_{02} \times P_{21}P_{02}}{P_{21}P_{11}} = \frac{(\Lambda_3/2S_{11-02}) \times (\Lambda_2/2S_{21-02})}{(\Lambda_1/2S_{21-11})} \quad (3.13)$$

et la puissance du mode LP_{01} est obtenue à l'aide de la relation :

$$P_{01} = \frac{\Lambda_5}{2P_{02}S_{01-02}} \quad (3.14)$$

Ces calculs nécessitent la connaissance des facteurs S_{m_1,m_2} . Cependant, la valeur de ces facteurs va dépendre fortement de la taille des pixels. En effet, si l'on reprend la définition de ces facteurs de normalisation (Equation 3.10) et en s'aidant de la relation 3.9, on peut démontrer que :

$$\begin{aligned} S_{m_1m_2} &= \sum_p (F_{m_1,p} F_{m_2,p})^2 \\ &= \sum_p I_{m_1,p} I_{m_2,p} \\ &= \sum_p (I_{m_1}^{(x_i,y_j)} I_{m_2}^{(x_i,y_j)} \delta S^2) \\ &\simeq \delta S \iint I_{m_1}^{(x,y)} I_{m_2}^{(x,y)} dS \end{aligned}$$

Ainsi, il est possible de calculer les facteurs S_{m_1,m_2} à l'aide du code de calcul des modes, à un facteur constant près (δS). En se basant sur ces valeurs théoriques de facteurs S_{m_1,m_2} et en utilisant les équations 3.11, 3.12, 3.13 et 3.14, on obtient alors un niveau de puissance dans chaque mode, à un facteur près. Finalement, en normant ces puissances de telle sorte que leur somme soit égale à 1 (i.e. $\sum_m P_m = 1$), on aboutit au résultat final de cette méthode. Après calculs, on obtient une composition modale dans la fibre égale à : 31% de LP_{21} , 25% de LP_{11} , 38% de LP_{02} , 6% de LP_{01} .

3.4.10 Validation expérimentale de la méthode

Afin de valider la méthode présentée dans la section précédente, nous avons comparé la composition modale fournie par l'ACP à celle obtenue en considérant la matrice de transition de mode Γ relative à l'aboutage de la HI980 avec la FMF. En effet, l'excitation des modes de la FMF a été obtenue à l'aide d'une soudure-épissure décentrée entre ces deux fibres. Il est alors possible de calculer la composition modale en utilisant l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental de la HI980 avec les différents modes de la FMF lors d'une connexion décentrée.

Nous approximerons la soudure - épissure à un simple aboutage. Nous considérerons également que les angles des clives sont nuls ainsi que le décalage angulaire entre les fibres. La génération des modes sera alors considérée comme étant uniquement due à un aboutage décentré entre les fibres. La seule inconnue reste la valeur

de ce décentrement. En se basant sur l'image en lumière non cohérente ($\langle I_{i,j} \rangle$), il est possible d'ajuster au mieux la valeur du décentrement. D'une part, il est facile de mesurer cette image à partir des données expérimentales (cf. figure 3.30) et, d'autre part, il est possible de simuler cette images à partir des profils de modes simulés via le calcul suivant :

$$\mathbb{I}^{x,y} = \sum_m P_m I^{x,y}$$

L'image polychromatique simulée permettant la meilleure correspondance entre simulations et expérience a été obtenue pour une valeur de décentrement $11 \mu\text{m}$ (meilleur rapport entre le niveau d'intensité des lobes excentrés et le niveau d'intensité du lobe central correspondant aux résultats expérimentaux). En se reportant à la figure 3.5, on en déduit alors la composition modale correspond à : 40% de LP_{21} , 18% de LP_{11} , 39% de LP_{02} , 3% de LP_{01} .

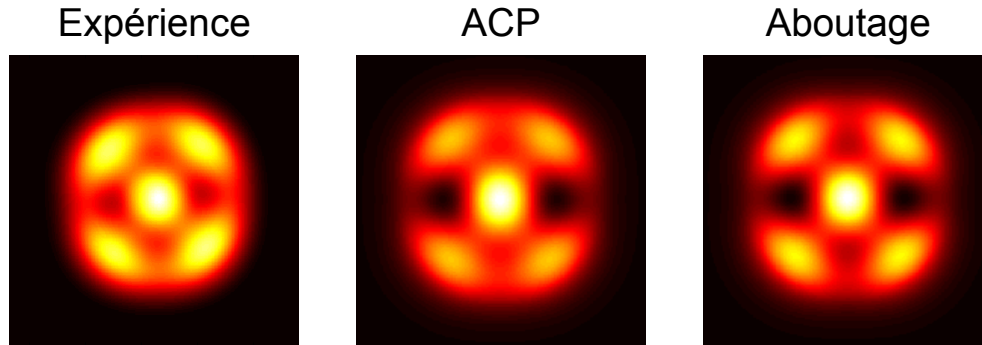


FIGURE 3.30 – Comparaison des images en lumière non cohérente. La première image est expérimentale. Les deux profils d'intensité suivants sont simulés : ils ont été obtenus à partir de la composition modale calculée grâce à l'analyse ACP et grâce au décentrement ajustant au mieux le profil expérimental.

Les résultats fournis par l'ACP sont obtenus avec une marge d'erreur puisque nous avons fait l'approximation que les profils de battements sont orthogonaux et que les valeurs de Δn_g ne sont pas dégénérées. Ces approximations ne sont parfois pas vérifiées et cela implique une erreur sur les valeurs propres Λ_{m_1,m_2} . Il est malheureusement très complexe de quantifier cette erreur. La composition modale fournie grâce aux intégrales de recouvrement, lors d'un aboutage décentré de $11 \mu\text{m}$, est également fournie avec un niveau d'erreur non négligeable. Le décentrement est estimé au micromètre près, la soudure-épissure a été simplifiée en un simple aboutage, dont nous avons négligé tous les angles. De plus, la composition modale en entrée de fibre n'est pas tout à fait la même qu'en bout de la fibre : d'éventuelles pertes par courbure peuvent modifier la composition modale au cours de la propagation. Par ailleurs, l'image mesurée à la caméra est obtenue à l'aide d'une micro-lentille pouvant induire des pertes et des déformations dépendant des modes. En effet, comme nous l'avons décrit plus haut (cf. section 3.1.3), chaque mode va se propager de façon différente en sortie de FMF et le comportement d'un faisceau multimode à travers

une lentille non adaptée est complexe.

Enfin, nous travaillons dans la base des modes LP , ce qui limite assez rapidement l'analyse fine du comportement modal dans la fibre. Par exemple, il a été démontré que les modes LP_{11a} et LP_{11b} se propagent de telle sorte qu'il existe un battement au cours duquel le mode LP_{11a} devient le mode LP_{11b} et vice-versa [Lim 2013]. Ce comportement est transposable à tous les modes possédant une dégénérescence spatiale, comme par exemple pour les modes LP_{21} . Ce phénomène résulte du fait que ces modes sont une combinaison linéaire de modes vectoriels qui, en réalité, ne sont pas dégénérés. Une analyse fine des données S^2 consisterait à se baser sur ces modes exacts de la fibre.

L'ensemble des arguments que nous venons de citer explique la différence de composition modale entre les deux méthodes de mesure, qui peut atteindre près de 10%. Notons cependant que les compositions sont très similaires et que la méthode de mesure par ACP peut ainsi être validée.

La méthode d'analyse de la composition modale fait encore à l'heure actuelle un sujet de recherche actif au sein l'équipe, avec pour objectif l'application de méthodes d'analyse complémentaires à celle de l'ACP : par exemple, l'application d'une Analyse des Composante indépendantes (ACI) permet de résoudre les problèmes d'orthogonalité des vecteurs propres, lorsque cela s'avère nécessaire. La reconstruction du profil des modes est également un sujet de recherche intense.

3.4.11 Caractérisation d'un multiplexeur modal

Afin d'illustrer l'intérêt de la méthode S^2 ainsi que l'utilisation de l'ACP dans le cadre des transmissions multiplexées modalement, nous avons caractérisé les performances de notre MUX modal en termes de pureté modale. Le montage expérimental est alors une combinaison de ceux reportés sur les figures 2.18 et 3.23. En effet, en utilisant la partie conversion de modes du banc d'amplification pour générer les modes, il est possible d'analyser la composition modale réellement excitée grâce à l'analyse des battements lors d'un balayage en longueur d'onde. Le schéma de cette expérience a été reporté sur la figure 3.31.

En sélectionnant les trois différentes positions possibles avec les lames de phase à quatre quadrants (cf. section 2.4.1 et figure 2.18), nous avons réalisé trois expériences de type S^2 permettant l'analyse des différentes compositions modales obtenues dans la FMF. L'analyse de ces données expérimentales via la méthode que nous avons établie dans la section précédente (ACP) nous a permis d'obtenir les taux de puissance dans chaque modes. Ces résultats ont été reportés sur la table 3.9.

Pour une injection dans la *position 1* de la lame de phase (cf. figure 3.31), on constate que le faisceau est globalement constitué d'un mélange équitable de LP_{01} et LP_{02} . Ces résultats sont cohérents avec une injection centrée d'un faisceau gaussien de *waist* $2\mu\text{m}$. Cependant, il est possible de détecter environ 6% de modes LP_{11} . Ce couplage peut être expliqué par un léger décentrement ou encore un angle de clive ou encore un angle entre l'axe optique du faisceau et l'axe de la fibre lors de l'injection. Le niveau de puissance détecté des modes LP_{21} est plus de 10 dB inférieur à celui

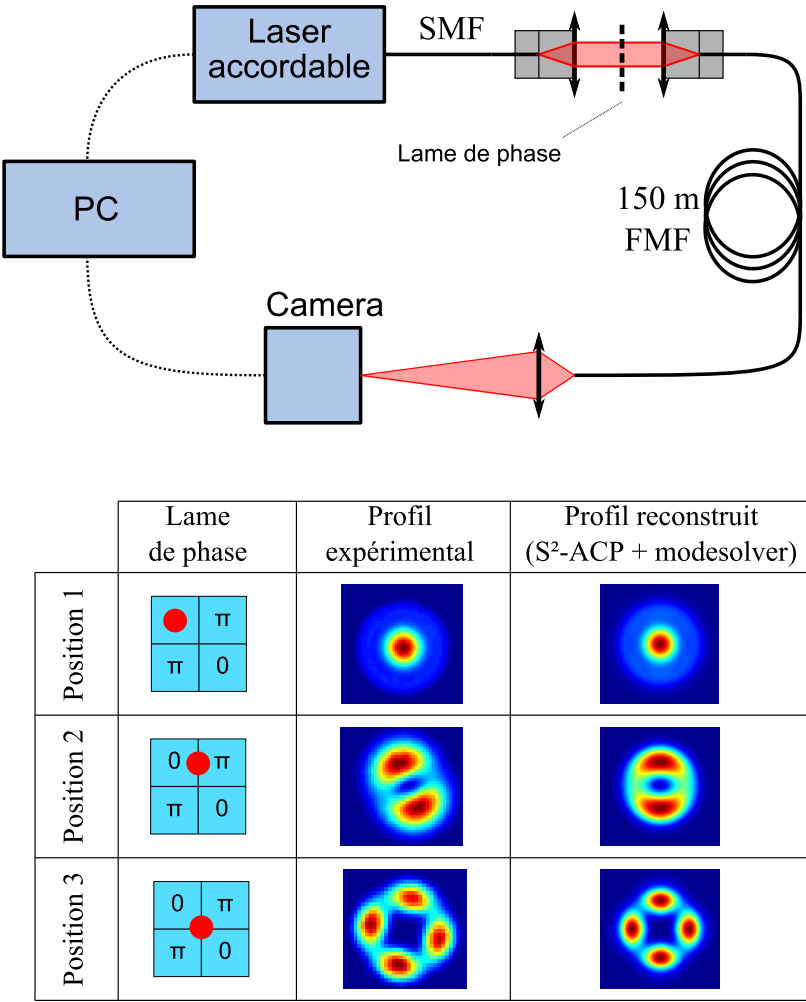


FIGURE 3.31 – Caractérisation expérimentale de la qualité du MUX modal.

(en dB)	LP_{01}	LP_{02}	LP_{11}	LP_{21}
Position 1	-3.1	-3.5	-12.3	-23.5
Position 2	-18.7	-17.7	-0.15	-24.6
Position 3	<-30	<-30	-28.0	$\simeq 0$

TABLE 3.9 – Taux d’excitation des modes de le FMF en fonction du positionnement de la lame de phase (en dB).

des modes LP_{11} (10 fois plus faible).

Pour une injection dans la *position 2* de la lame de phase, on constate une très nette prépondérance des modes LP_{11} . On mesure tout de même environ 1.5% de modes LP_{01} et LP_{02} . Le mode LP_{21} est légèrement plus bas avec 0.3% de puissance.

Enfin, pour une injection dans la *position 3* de la lame de phase, les résultats sont particulièrement bons, avec une valeur de X-talk maximum de -28 dB. En d'autres termes près de 99.9% de l'énergie est détectée dans les modes LP_{21} . Le mode « non désiré » le plus puissance est le mode LP_{11} , ce qui peut s'expliquer par un léger décalage du centre de la lame de phase par rapport à l'axe optique. Le niveau de puissance détecté des modes centrés (LP_{01} et LP_{02}) est tellement bas qu'il correspond approximativement à la limite de dynamique de la caméra utilisée (36 dB max).

Afin de comparer les composition modales déduites de la méthode S^2 -ACP avec les données expérimentales, nous avons juxtaposé les profils d'intensité moyens des données S^2 (lumière polychromatique) avec les profils d'intensité reconstruits de façon théorique. Ces profils d'intensité sont obtenus en faisant une combinaison linéaire des différents profils d'intensité des modes guidés. Cette combinaison linéaire est alors pondérée par les niveau de puissance des différents modes que nous avons obtenus par la méthode ACP. Cette comparaison a été reportée sur la figure 3.31. On constate un bon accord entre profils observés et profils reconstruits.

Le niveau de performance de notre MUX modal n'est certes pas très élevé avec, d'une part, une superposition de modes centrés dans le cas d'une injection centrée (LP_{01} et LP_{02}) et, d'autre part, des valeurs de X-talk pouvant atteindre -12 dB environ. Cependant, dans le cadre de la mesure du gain fourni par les FM-EDFA, ce niveau de performance est acceptable, puisque nous pouvons nous contenter de ce niveau de pureté modale pour mesurer le gain modal avec une incertitude qui reste alors faible.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié les différentes techniques permettant l'excitation des modes dans une fibre FMF. Nous avons pu voir qu'il est possible d'exciter le mode fondamental à l'aide de l'injection d'un faisceau gaussien dans la fibre (sous certaines conditions). L'excitation des modes d'ordre supérieur peut-être réalisée à l'aide de lames de phase, au prix de pertes de puissance. Rappelons que ce sont ces techniques qui sont utilisées sur notre montage de caractérisation expérimentale de FM-EDFA. Nous avons également vu qu'il est possible d'injecter le faisceau de pompe via une simple injection de faisceau gaussien sur la face clivée de la fibre. Cette injection est efficace puisqu'il est possible de coupler une grande proportion de la puissance incidente, tout en gardant une bonne flexibilité au niveau de la composition modale à la longueur d'onde de pompe.

La propagation de la lumière en espace libre en sortie de FMF a été analysée. Nous avons pu démontrer que le comportement de chaque mode est particulier et que certaines précautions doivent être prises pour ne pas détériorer certains modes.

Par la suite nous avons étudié le niveau de précision nécessaire à la bonne connexion de deux fibres FMF. Nous avons quantifié de façon précise l'impact de chaque type de défauts sur les pertes de puissance et sur le niveau de couplage entre modes. Cette étude est très importante dans le sens où ces niveaux de précisions sont ceux requis pour la bonne caractérisation des fibres dopées erbium qui ont été réalisées au sein de notre équipe. En effet, lors de l'utilisation du montage de caractérisation expérimentale des FM-EDFA, il est nécessaire de connecter la fibre active à la fibre passive et la qualité de ces connections impacte directement sur la qualité voire même la validité de nos résultats.

Enfin, une technique performante de caractérisation de la composition modale d'une fibre optique multimode a été présentée : la méthode S^2 . En plus de cette technique expérimentale de caractérisation modale, nous avons également appliqué de façon originale un traitement des données numériques : l'analyse en composantes principales. Grâce à cette technique et à ce traitement de données, nous avons pu caractériser la pureté modale du multiplexeur présent sur le montage de caractérisation expérimentale des FM-EDFA.

CHAPITRE 4

Fibres dopées erbium réalisées par voie MCVD

Sommaire

4.1	Fabrication d'EDF par voie MCVD	165
4.1.1	Fabrication des préformes de fibres optiques dopées erbium	165
4.1.2	Réalisation de fibres dopées erbium	166
4.2	Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes	168
4.2.1	Contexte de l'étude	168
4.2.2	Elaboration d'une géométrie de fibre dopée en anneau	168
4.2.3	Optimisation de l'anneau	172
4.2.4	Etude de la stabilité de la géométrie proposée	174
4.2.5	Cas d'une transmission MDM et WDM	176
4.2.6	Réalisation de la fibre dopée en anneau	177
4.2.7	Connexion de la fibre active à la fibre passive	178
4.2.8	Caractérisation expérimentale de la fibre	182
4.3	Fibre dopée pour l'égalisation des gains sur 6 modes	186
4.3.1	Contexte de l'étude	186
4.3.2	Elaboration de la géométrie optimisée par simulation	186
4.3.3	Etude de la stabilité de la géométrie proposée	188
4.3.4	Influence du schéma de pompage de la fibre active	191
4.3.5	Réalisation de la fibre	192
4.3.6	Caractérisation expérimentale de la fibre	195
4.3.7	Tentative d'amélioration du profil de dopant	195
4.3.8	Fabrication d'une fibre avec un niveau de dopage ajusté	197

Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats de simulations et les résultats expérimentaux obtenus pour les fibres faiblement multimodes dopées erbium (FM-EDF) réalisées par MCVD, c'est-à-dire des fibres présentant une structure d'indice et une structure de dopant (erbium) possédant une symétrie de type cylindrique (invariance suivant la coordonnée azimutale).

Tout d'abord, nous expliquerons le procédé de fabrication utilisé au sein de notre équipe de recherche pour réaliser de telles fibres. En utilisant le procédé MCVD, nous verrons qu'il est possible de réaliser une structure d'erbium constituée de plusieurs couches concentriques. Par la suite, nous tenterons de réaliser un amplificateur permettant l'amplification de 4 modes de façon égalisée. Pour cela, nous concevrons une géométrie de fibre permettant une telle caractéristique. Cette géométrie sera obtenue à l'aide d'un anneau d'erbium dont nous déterminerons les dimensions par une étude théorique. Une telle fibre sera réalisée et caractérisée expérimentalement. Nous tâcherons, au cours de cette étude, de confronter théorie et expérience en comparant les résultats expérimentaux avec les résultats de simulations basées sur le code de simulation décrit dans le chapitre 2.

Puis, en utilisant le même protocole d'élaboration de fibre, nous tâcherons d'améliorer la géométrie de fibre pour étendre l'égalisation du gain sur l'ensemble des modes guidés dans la fibre (6 modes transverses). Nous commencerons par établir une géométrie optimisée par simulation. En nous basant sur la géométrie optimisée, nous tenterons de réaliser une telle fibre. Plusieurs tentatives de réalisations seront présentées et discutées et la caractérisation de certaines d'entre elles sera reportée. Nous discuterons également des limites de fabrication liées à la méthode de fabrication utilisée.

Notons que pour l'ensemble des géométries de fibres proposées, une étude de stabilité des performances de l'amplificateur vis à vis des fluctuations de ses différents paramètres de fonctionnement sera réalisée.

4.1 Fabrication d'EDF par voie MCVD

4.1.1 Fabrication des préformes de fibres optiques dopées erbium

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, section 1.2.4, il est possible de réaliser les préformes de fibres optiques passives à l'aide du procédé MCVD. Il est également possible de réaliser des fibres actives (dopées par des ions terre rare) à l'aide de ce procédé de fabrication. L'ensemble des fibres qui seront présentées dans ce chapitre sera réalisé par ce procédé. Pour doper le cœur d'une fibre à l'erbium il est nécessaire de modifier légèrement le protocole de fabrication :

- Les couches de silice non dopées terre rare sont réalisées de façon standard. La température de flamme du chalumeau est alors d'environ 1800 °C. Les précurseurs (ainsi que les éventuels codopants) réagissent chimiquement dans le tube, au niveau du chalumeau, suivant les équations chimiques 1.4 et 1.5. Les suies de la réaction se déposent alors sur les parois du tube en aval du chalumeau, sous forme d'un verre *poreux*, non transparent. La translation lente du chalumeau va ensuite permettre la vitrification de ce verre poreux (obtention d'un verre transparent). Ainsi, lors d'un passage unique du chalumeau ; la réaction chimique, le dépôt et la vitrification du verre ont lieu. Au final, on obtient une couche mince de forme cylindrique, possédant une certaine épaisseur et un certain indice de réfraction.
- dans le cas du procédé mis en œuvre au laboratoire PhLAM, les couches de silice dopée erbium sont réalisées par dopage en solution. Pour cela, la température du chalumeau est réduite à environ 1400 °C. Cette température va permettre de générer les réactions chimiques 1.4 et 1.5 entre précurseurs gazeux et co-dopants. Cependant, cette température relativement basse ne va pas permettre la vitrification du verre lors du passage du chalumeau, on obtient alors un verre poreux (opaque et blanc), comme on peut le voir sur la figure 4.1. Notons que la composition des précurseurs va alors grandement fixer l'indice de réfraction final de la couche. Par la suite, on retire le tube du tour MCVD et on remplit la préforme d'une solution dans laquelle on a dilué des sels d'aluminium ($AlCl_{3(s)}$) et d'erbium ($ErCl_{3(s)}$). Comme son nom l'indique, le verre poreux est perméable à la solution dopante. La solution va alors être adsorbée par les pores du verre. Notons que la concentration de la solution va définir le niveau de concentration en erbium de la couche finale et que l'aluminium va induire un changement de l'indice de réfraction du verre. Rappelons également que l'ajout d'aluminium est nécessaire pour ajuster les propriétés spectroscopiques des ions Er^{3+} dans la matrice de silice (cf. 2.1.10). Après quelques minutes d'imprégnation, on vide le tube et on le sèche à l'aide d'un flux de gaz ($O_{2(g)}$ par exemple) de telle sorte à évacuer le solvant tout en conservant les ions Er^{3+} et Al^{3+} dans les pores de la silice. Ce séchage est finalisé en remplaçant le tube sur le tour MCVD et en réalisant des passages de chalumeau à faible température (inférieur à 1000 °C). L'ajout de $Cl_{2(g)}$ puis de $O_{2(g)}$ dans le tube, pendant ce séchage, permet d'évacuer les

éventuelles traces d'humidité qui se seraient déposées au contact de l'air. Une fois cette étape de séchage réalisée, on vitrifie la couche à haute température (environ 1800 °C). On obtient finalement une couche de verre de type aluminosilicate dopée erbium, possédant un certain indice de réfraction et une certaine concentration en erbium.

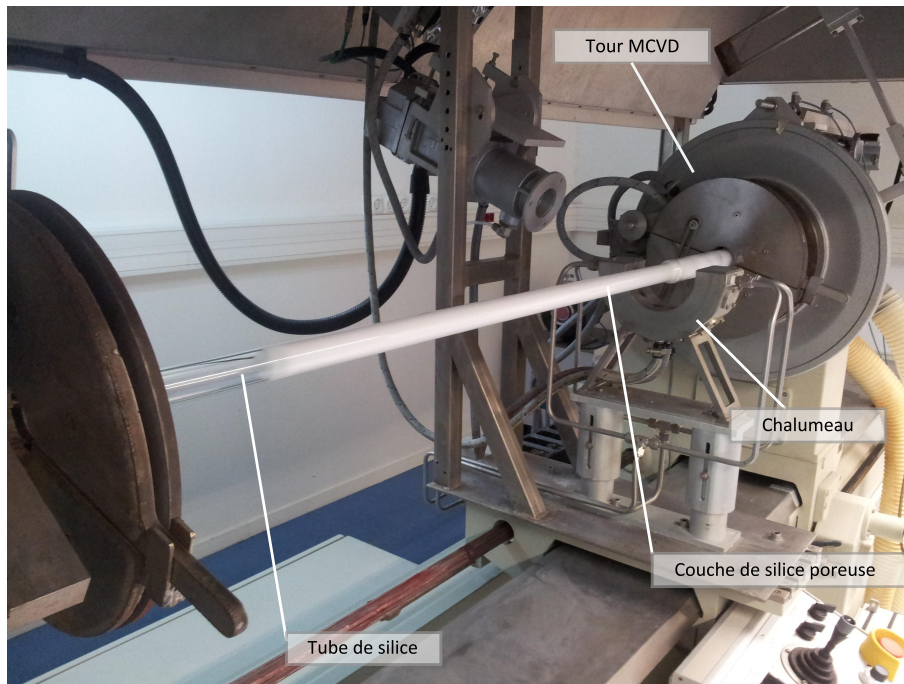


FIGURE 4.1 – Photographie d'un tube de silice, après dépôt d'une couche de verre poreux.

En fin de réalisation de préforme, il est nécessaire de refermer le tube. On obtient alors une structure constituée de plusieurs couches de silice ayant chacune un indice de réfraction particulier et un niveau de concentration en erbium qui lui est propre. Les couches sont toutes de forme cylindrique et sont concentriques.

4.1.2 Réalisation de fibres dopées erbium

Une fois la préforme réalisée, il est nécessaire de la tirer en fibre. Il faut alors déterminer le diamètre de fibrage de la fibre. En effet, le nombre de modes guidés dans une fibre est fonction du profil d'indice et des dimensions du cœur (cf. section 1.2.6). Dans la plupart des cas, les fibres sont destinées à être monomodes il faut donc tirer la fibre à un diamètre suffisamment petit pour assurer la monomodalité du guide d'onde. Cependant, dans le cadre des transmissions MDM, les fibres optiques guident plusieurs modes (cf. section 1.5.3). il est donc nécessaire d'ajuster le diamètre du cœur de la fibre afin de fixer le nombre de modes guidés. Pour cela, on mesure le profil d'indice de réfraction (RIP pour *Refractive Index Profile* en anglais) sur la préforme, puis, en réalisant de façon numérique une homothétie sur les dimensions

du cœur, on calcule quels sont les modes guidés par la fibre en fonction du rayon du cœur. Dans le cadre des travaux reportés dans ce document, le critère déterminant le diamètre de fibrage correspond :

- soit à faire coïncider les dimensions du mode LP_{01} de la fibre dopée erbium avec celles du mode fondamental de la FMF passive (cf. figure 2.19), lorsque cela est possible tout en gardant le nombre de mode désiré (six modes spatiaux à 1550 nm),
- soit à obtenir la fréquence de coupure théorique des modes LP_{31} à 1550 nm environ, (dans le cas où la première possibilité n'est pas atteignable).

Le nombre de modes spatiaux guidés sera toujours de six à 1550 nm (c'est à dire les modes LP_{01} , LP_{11a} , LP_{11b} , LP_{02} , LP_{21a} et LP_{21b}). Les profils d'indice de ces fibres sont bien souvent plus complexes que de simples sauts d'indice. Le code de calcul des modes qui a été réalisé au cours de cette thèse ne peut donc pas nous servir. Les simulations permettant le calcul de l'existence des modes guidés dans ces fibres en fonction des diamètres de fibrage sont réalisées à l'aide de COMSOL®[®], en se basant sur le profil d'indice mesuré sur la préforme. Par la suite ces profils d'intensité théoriques de modes sont éventuellement réutilisés dans le code de simulation des FM-EDFAs, en utilisant le profil expérimental de dopage erbium afin de réaliser des simulations au plus proche de la réalité.

4.2 Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes

4.2.1 Contexte de l'étude

L'ensemble des travaux réalisés au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet ANR portant le nom de STRADE. Le but de ce projet était de montrer la possibilité d'un multiplexage sur 6 modes transverses, dans le but de multiplier par 6 le débit dans les fibres optiques. L'équipe de recherche du PhLAM a donc été chargée de réaliser un amplificateur à fibre dopée erbium permettant la régénération des signaux supportés par la FMF pour ce type de transmission. Dans un premier temps, nous avons donc décidé de réaliser un amplificateur permettant l'amplification égalisée de 4 modes parmi les 6 utilisés et plus précisément l'égalisation du gain des modes LP_{11a} , LP_{11b} , LP_{21a} et LP_{21b} . En effet, les modes excentrés (c'est à dire les modes LP_{11} et LP_{21}) présentent une distribution radiale du profil d'intensité relativement semblables comparés aux modes centrés (LP_{01} et LP_{02}). On peut donc s'attendre à ce que l'égalisation du gain sur les modes excentré soit plus simple à obtenir.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, section 1.5.3, l'égalisation du gain des modes peut être réalisée de deux façons : soit en utilisant différents modes de pompe pour localiser l'inversion de population en certains points du cœur, soit en ajustant le profil de dopage erbium pour localiser l'amplification en certains points du cœur.

Nous avons fait le choix de travailler essentiellement sur la distribution de l'erbium dans le cœur car, d'une part, peu de travaux avaient été réalisés sur cette possibilité avant septembre 2011 (pour les FM-EDFAs) et d'autre part, l'impact des modes de pompe sur le gain modal des signaux avait été déjà étudié [Bai 2011, Jung 2011]. De plus, les schémas de pompage complexes permettant une égalisation des gains dans les fibres dopées de façon homogène induisent généralement de lourdes pertes de puissance lors de l'injection de la pompe dans la fibre et les performances restent limitées. Il est donc indispensable de développer des fibres dopées erbium possédant une distribution de l'erbium spécifique, permettant l'égalisation du gain. Cependant, il devient clair à l'heure actuelle que ces deux techniques doivent être utilisées conjointement afin d'obtenir les meilleures performances possibles.

4.2.2 Elaboration d'une géométrie de fibre dopée en anneau

Pour élaborer la géométrie de la fibre dopée erbium permettant l'égalisation du gain sur les modes LP_{11} et LP_{21} , nous considérerons que le profil d'indice de la fibre est identique à celui de la FMF passive que nous utilisons au niveau expérimental (cf. figure 2.19). En effet, lorsque les profils d'indice sont identiques entre fibre passive et fibre active, il est possible de réduire fortement le couplage entre modes lors de la connexion entre ces deux fibres, comme nous l'avons démontré dans la section 3.3. Ainsi, nous fixerons (au niveau théorique) le profil d'indice à un simple saut d'indice

4.2. Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes

169

tel que la différence d'indice entre le cœur et la gaine du guide soit $\Delta n = 9.7 \times 10^{-3}$ et que le rayon du cœur soit $R_c = 7.5 \mu\text{m}$. Les profils des modes guidés sont donc les mêmes que ceux de la FMF passive. Rappelons que les profils d'intensité des modes guidés pour une telle structure d'indice ont été reportés sur la figure 2.19.

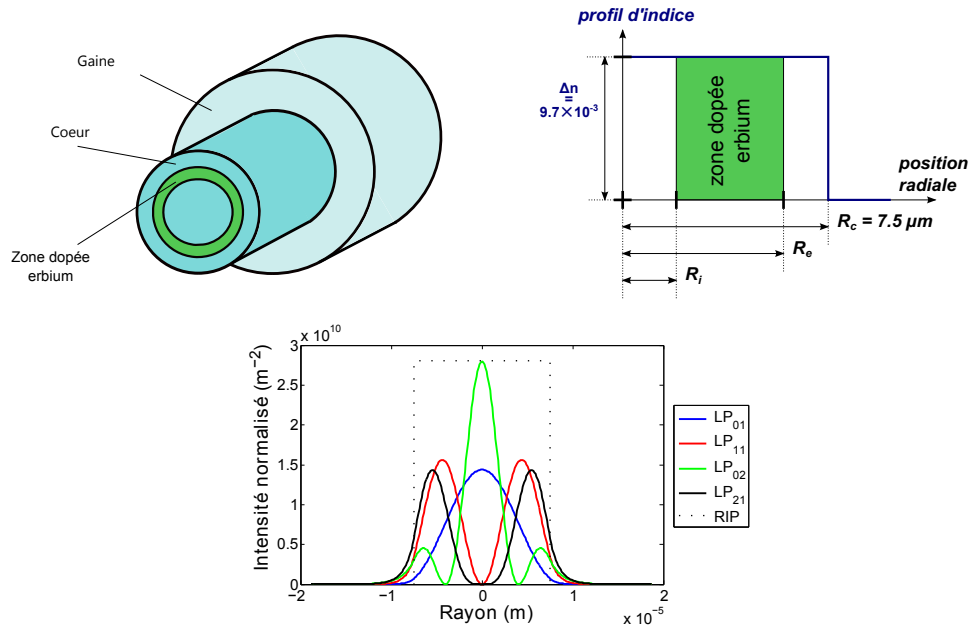


FIGURE 4.2 – *En haut* : géométrie de la fibre dopée erbium en anneau permettant l'égalisation du gain pour les modes LP_{11} et LP_{21} . *En bas* : Profil d'intensité radial des modes guidés par la structure d'indice à 1550 nm.

Comme nous pouvons le voir sur les figures 1.15 et 2.19, les modes LP_{11} et LP_{21} ont des profils d'intensité présentant des distributions radiales assez semblables, dans le sens où la distance entre les maxima d'intensité et le centre du cœur est assez proche (4.4 et 5.5 μm pour les modes LP_{11} et LP_{21} , respectivement). De plus, il est important de rappeler que ces deux familles de modes possèdent une dégénérescence spatiale puisque leur nombre azimutale l est supérieur à 1 : la composante azimutale du champ des modes dégénérés est alors définie soit par une fonction $\cos(l\theta)$ soit $\sin(l\theta)$. En additionnant les profils d'intensité des différents modes spatiaux dégénérés ($LP_{11a} + LP_{11b}$ ou $LP_{21a} + LP_{21b}$), on obtient un profil d'intensité en forme d'anneau ne possédant aucune dépendance en azimut, puisque le profil somme est modulé par $\cos^2(l\theta) + \sin^2(l\theta) = 1$. Il devient alors naturel de se tourner vers un profil de dopage en anneau pour égaliser le gain entre ces deux familles de modes. Les dimensions de cet anneau (illustré sur la figure 4.2) vont déterminer l'intégrale de recouvrement entre signaux et dopants. Il est donc indispensable d'ajuster la position et l'épaisseur de cet anneau d'erbium. Notons R_e et R_i les rayons extérieurs et intérieurs définissant les limites de l'anneau.

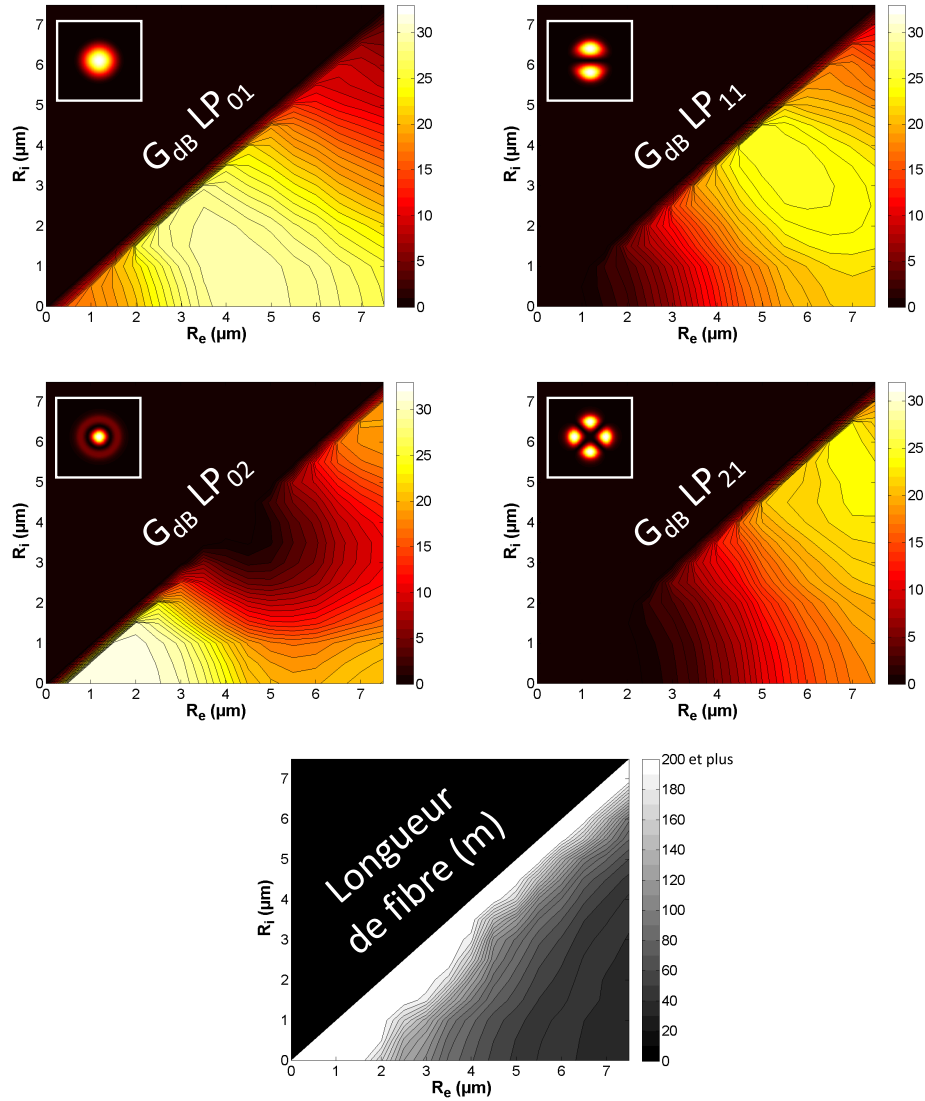


FIGURE 4.3 – Gains des différents modes de la fibre dopée erbium en fonction des dimensions de l’anneau de la fibre, ainsi que la longueur de fibre optimale pour le mode présentant le gain le plus élevé.

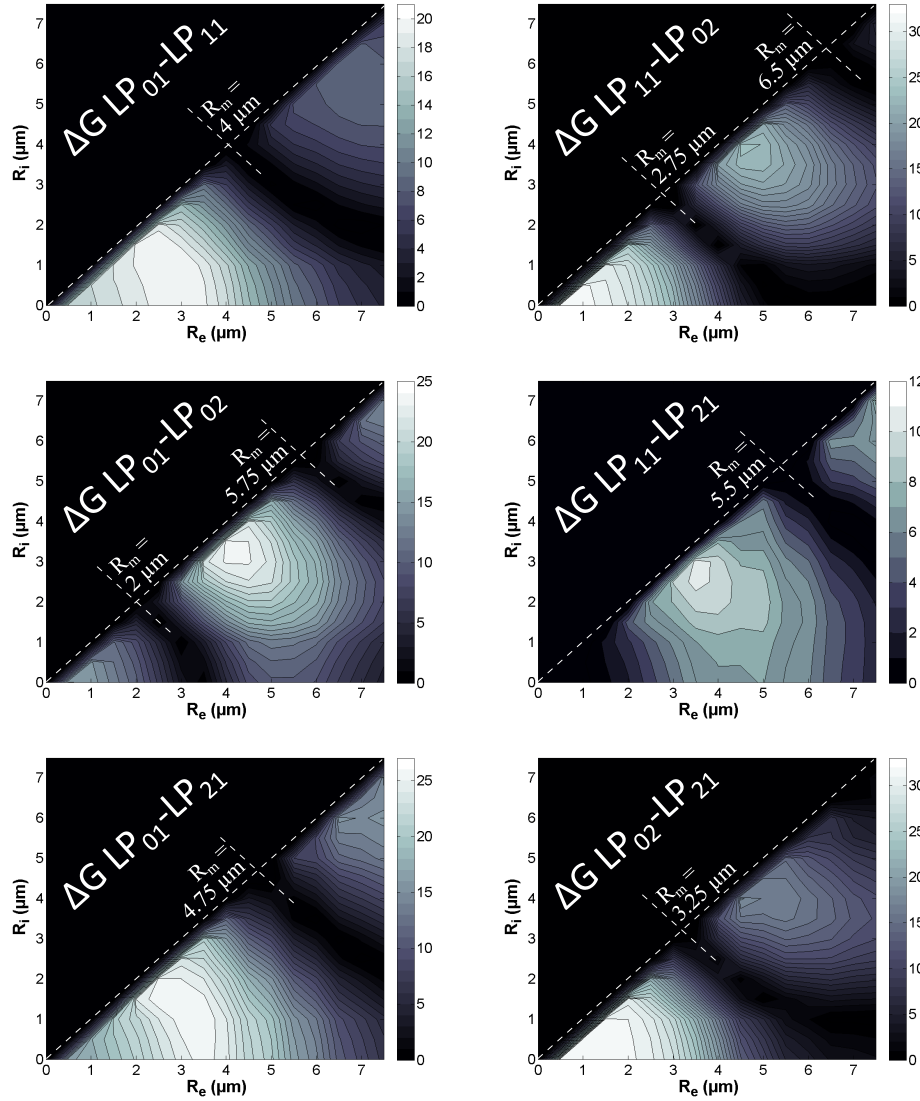


FIGURE 4.4 – Différence de gain (en dB) entre les modes en fonction des dimensions de l'anneau d'erbium. En pointillés blanc : ensemble d'anneaux dont la position moyenne R_m est constante et ajustant au mieux l'ensemble des points où la différence de gain est nulle.

4.2.3 Optimisation de l'anneau

La problématique prend la forme d'une optimisation des dimensions de l'anneau dopé erbium dans le cœur. Nous fixerons les bornes de deux variables à $0 < R_e < R_c$ et $0 < R_i < R_e$. Nous considérerons que la concentration d'erbium qui constitue cet anneau est homogène : $N_t = 1.4 \times 10^{24}$ ions.m⁻³. Nous fixerons également la composition modale à la longueur d'onde de pompe aux modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03} . Cette composition modale (excitation exclusive de ces trois modes) correspond à une injection centrée sur la face clivée de la fibre d'un faisceau gaussien (cf. section 3.2.4). Plus précisément, nous considérerons que la répartition en puissance sur ces trois modes est réalisée de façon équitable. Une telle composition du faisceau de pompe peut être obtenue, de façon approximative, en injectant le faisceau de pompe avec un *waist* de $2 \mu\text{m}$ environ. Le taux de couplage total du faisceau incident est alors de 90 % (cf. figure 3.6). La puissance de pompe totale couplée dans la fibre est fixée à 200 mW. La puissance signal est considérée comme distribuée équitablement entre les 6 modes guidés à 1550 nm par la fibre. Ainsi, chaque signal bénéficie d'une puissance en entrée d'amplificateur de $50 \mu\text{W}$ (puissance totale signal de $300 \mu\text{W}$). Notons que ce niveau de puissance signal par canal en entrée d'amplificateur (-13 dBm) correspond approximativement à une puissance d'environ 7 dBm en début de ligne (en considérant 20 dB d'atténuation), ce qui est en accord avec les niveaux de puissance pour les réseaux télécoms (cf. figure 1.25).

En utilisant le code de simulation de FM-EDFA (cf. section 2.2.4), il est alors possible de trouver la géométrie d'anneau qui optimise l'égalisation des gains sur les 4 modes étudiés. Le nombre de degrés de liberté étant de deux seulement (R_e et R_i), nous avons opté pour une résolution complète du problème d'optimisation (cf. section 2.3). L'optimisation consiste donc à évaluer le gain modal pour chaque géométrie de fibre, c'est à dire pour toutes les dimensions de l'anneau possible, puis à analyser ces résultats pour trouver un ou plusieurs points de fonctionnement permettant l'égalisation des gains sur les modes LP_{11} et LP_{21} .

Comme nous le verrons dans l'analyse des résultats, il est possible d'utiliser une géométrie de dopage en anneau pour égaliser le gain sur d'autres modes que les modes LP_{11} et LP_{21} . Ainsi, pour chaque géométrie d'anneau, nous ajusterons la longueur de fibre à la valeur optimale du mode le plus amplifié. En d'autres termes, pour chaque valeur de R_e et de R_i , la longueur de fibre est optimisée pour satisfaire au mieux le mode le plus amplifié par le profil de dopant.

Les résultats de ces simulations ont été reportés sur les figures 4.3. On peut voir qu'il est possible d'amplifier chacun des modes de façon significative, avec des gains pouvant atteindre 30 dB pour le mode LP_{01} , 25 dB pour les modes LP_{11} , 32 dB pour le mode LP_{02} et 24 dB pour les modes LP_{21} . Malheureusement, les positions de ces maxima de gain pour chaque mode sont assez éloignées les unes des autres pour rendre impossible l'amplification égalisée des 6 modes par un simple anneau et avec le schéma de pompage considéré ici. On constate que les modes LP_{11} et LP_{21} ne sont pas amplifiés lorsque l'erbium est confiné au centre du cœur, ce qui est cohérent avec une intégrale de recouvrement réduite. De même, le mode LP_{02} présente une

4.2. Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes

173

absence d'amplification lorsque l'anneau d'erbium se situe très exactement au niveau de l'anneau d'intensité nulle de ce mode et que ce mode est le plus amplifié lorsque $R \ll R_c$. Notons que plus l'épaisseur de l'anneau est faible, plus la longueur de la fibre devient grande. Ceci est en accord avec une intégrale de recouvrement réduite entre les modes et le dopant, réduisant ainsi l'absorption linéique associée.

Le but initial de cette étude étant de trouver un anneau qui permet l'égalisation du gain des modes LP_{11} et LP_{21} , il convient d'étudier la différence de gain entre ces modes. Sur la figure 4.4, la différence de gain entre chaque couple de modes qu'il est possible de former a été reportée. En analysant la figure relative à la différence de gain entre les modes LP_{11} et LP_{21} , on peut voir qu'il existe plusieurs points correspondants à une différence de gain nulle. Il existe donc plusieurs géométries de fibres dopées en anneau permettant cette égalisation. Il est particulièrement intéressant de remarquer que l'ensemble des points, solutions du problème ($\Delta G = 0$), forme quasiment une droite sur le graphique, dont la pente (dR_i/dR_e) vaut approximativement -1 (cf. pointillés blancs sur la figure 4.4). Une droite avec une telle pente correspond à un ensemble d'anneaux dont le rayon moyen (R_m) est constant, mais dont l'épaisseur est variable, puisque :

$$R_m = \frac{R_i + R_e}{2} \implies R_i = 2R_m - R_e$$

Ainsi, l'ensemble des solutions permettant l'égalisation des gains sur les modes LP_{11} et LP_{21} peut être exprimé (de façon approximative) comme l'ensemble des anneaux ayant un rayon moyen d'environ $5,5 \mu m$. Cependant, il est important de minimiser la longueur de la fibre, d'un point de vue pratique. Ainsi, en se reportant à la figure 4.4, on peut constater que la solution permettant un bon compromis entre longueur de fibre et performances est obtenue pour

$$R_e = 7,5 \mu m \quad \text{et} \quad R_i = 3,5 \mu m$$

La longueur de fibre optimisée vaut alors 42.5 m.

mode n°1	mode n°2	R_m (μm)	G (dB)	nombre de modes
LP_{01}	LP_{02}	2 ou 5.75	28 ou 12	2
LP_{01}	LP_{11}	4	24	3
LP_{01}	LP_{21}	4.75	20	3
LP_{02}	LP_{11}	2.75 ou 6.5	15 ou 18	3
LP_{02}	LP_{21}	3.25	7	3
LP_{11}	LP_{21}	5.5	23	4

TABLE 4.1 – Liste des solutions permettant l'égalisation entre deux groupes de modes, Pour chaque couple de modes, nous avons rapporté le rayon moyen de dopant erbium R_m , ainsi que le gain moyen obtenu pour ces deux groupes de modes.

Notons qu'une erreur de $0.3 \mu\text{m}$ sur la valeur de R_i (ou une erreur de $0.6 \mu\text{m}$ sur la valeur de R_e) engendre un DMG entre les modes LP_{11} et LP_{21} de 1 dB.

C'est cette géométrie de fibre que nous retiendrons comme solution optimale pour l'égalisation du gain des 4 modes LP_{11} et LP_{21} . En reportant ce point de fonctionnement sur les courbes de la figure 4.3, on s'aperçoit alors qu'il est possible d'égaliser les gains des modes LP_{11} et LP_{21} avec un gain moyen valant 22.5 dB. Les modes LP_{01} et LP_{02} sont également amplifiés mais avec des gains valant respectivement 16.2 dB et 11 dB.

Enfin, on peut remarquer qu'il est possible d'égaliser le gain entre plusieurs modes avec ce type de géométrie de fibre dopée en anneau. Par exemple, un anneau de rayon moyen de $4 \mu\text{m}$ va permettre l'égalisation du gain des modes LP_{01} et LP_{11} , alors qu'un anneau de rayon moyen de 2 ou $5.75 \mu\text{m}$ va permettre l'égalisation du gain des modes LP_{01} et LP_{02} etc... Il est donc toujours possible d'égaliser le gain entre deux groupes de modes avec un anneau d'erbium, mais l'égalisation de trois ou quatre groupes de modes n'est pas possible si l'on se restreint à un anneau simple et au schéma de pompage simpliste que nous avons considéré ici. Rappelons que les modes LP_{11} et LP_{21} sont doublement dégénérés. Ainsi, 4 modes spatiaux bénéficient du même gain si ces deux groupes de modes sont égalisés. L'égalisation de deux groupes de modes (autres que les modes LP_{11} et LP_{21}) via un dopant erbium en anneau permet l'égalisation de plusieurs modes, mais dont le nombre total est nécessairement inférieur à 4. Les solutions permettant l'égalisation de deux groupes de modes en particulier ont été listées dans le tableau 4.1

4.2.4 Etude de la stabilité de la géométrie proposée

La solution que nous avons identifiée dans la section précédente doit faire l'objet d'une étude de stabilité en fonction des paramètres d'utilisation de la fibre. En d'autres termes, il est nécessaire d'étudier la capacité du profil proposé à conserver l'égalisation du gain entre les modes LP_{11} et LP_{21} si la fibre est utilisée sous d'autres conditions que celles fixées dans les hypothèses de la section précédente.

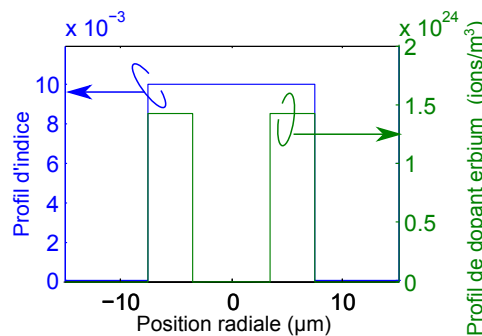


FIGURE 4.5 – Profil d'indice et profil de dopage erbium en forme d'anneau optimisé dans la section précédente pour l'égalisation des gains sur les modes LP_{11} et LP_{21} .

Les paramètres dont nous allons analyser l'impact sont donc les paramètres qui

4.2. Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes

175

peuvent varier lors de l'utilisation de cette fibre, à savoir : la puissance totale signal (P_s), la puissance de pompe couplée dans la fibre (P_p), la longueur d'onde signal (λ_s) et enfin la longueur de fibre (L). L'évolution du gain modal en fonction de ces 4 paramètres a été reportée sur la figure 4.6. On constate clairement que l'égalisation du gain est conservée, quelles que soient les conditions d'utilisation, puisque les courbes de gain des modes LP_{11} et LP_{21} restent quasiment superposées.

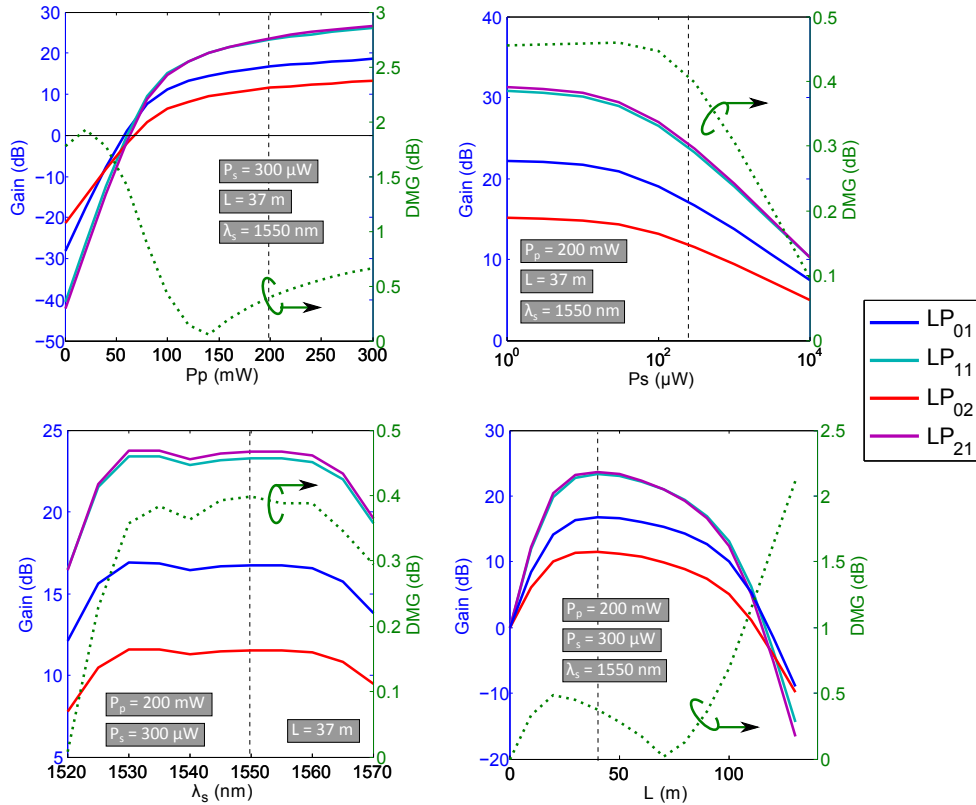


FIGURE 4.6 – Evolution du gain modal pour la fibre dopée avec un anneau d'erbium en fonction des quatres paramètres pouvant varier lors de son utilisation. La différence de gain modal entre les modes LP_{11} et LP_{21} est représenté en pointillés.

En analysant chacune des études de stabilité, certaines données sont importantes à souligner :

Influence de la puissance de pompe : Les gains sont significatifs à partir de 100 mW de puissance de pompe (plus de 10 dB de gain) et la puissance seuil de l'amplificateur se situe aux alentours de 60 mW. Le rapport de gain (G/P_p) maximum est obtenu pour une puissance de pompe de 120 mW. La différence de gain modal (DMG, pour « *Differential Modal Gain* » en anglais) entre les modes LP_{11} et LP_{21} reste inférieur à 0.5 dB pour l'ensemble des puissances de pompe comprises entre 100 et 200 mW.

Influence de la puissance signal : La puissance signal de saturation est de

$50 \mu\text{W}$ (puissance totale) et la chute du gain à forte puissance signal est de 9 dB par décade. Notons que le DMG reste inférieur à 0.5 dB pour l'ensemble des puissances signal étudiées.

Influence de la longueur de fibre : Les longueurs optimales des différents modes sont approximativement équivalentes (environ 40 m). Pour toute longueur de fibre inférieure à 100 m, le DMG est inférieur à 0.5 dB.

Influence de la longueur d'onde : Les gains sont relativement plats en fonction de la longueur d'onde du signal (dans la bande C) et ce pour tous les modes guidés. Le DMG est inférieur à 0.5 dB sur l'ensemble de la bande C.

4.2.5 Cas d'une transmission MDM et WDM

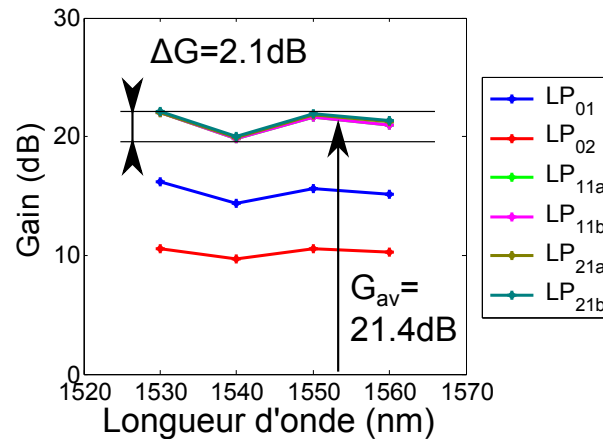


FIGURE 4.7 – Gains de 24 signaux simultanément amplifiés à différentes longueurs d'onde et sur différents modes dans la fibre dopée avec un anneau optimisé pour l'égalisation de gains sur les modes LP_{11} et LP_{21} .

Dans le cadre des transmissions multiplexées spectralement et modalement, les signaux sont envoyés simultanément dans l'amplificateur. Or, les simulations reportées précédemment ont été réalisées sur une longueur d'onde unique, ce qui correspond au cas d'une transmission multiplexée modalement uniquement. Il convient donc d'analyser la stabilité de l'égalisation des gains rapportés précédemment lors de l'amplification simultanée des différents modes mais aussi de différentes longueurs d'onde. Pour cela, considérons la géométrie de fibre définie précédemment et conservons le même schéma de pompage (200 mW répartis équitablement sur les trois modes centrés). Nous considérerons l'amplification simultanée de 24 signaux, tous dotés d'une puissance de -17 dBm en entrée d'amplificateur. Ces 24 signaux seront répartis régulièrement sur l'ensemble de la bande C et sur les différents modes (4 longueurs d'onde et 6 modes transverses). Plus précisément nous utiliserons les longueurs d'onde suivantes : 1530, 1540, 1550 et 1560 nm et les modes LP_{01} , LP_{02} , LP_{11a} , LP_{11b} , LP_{21a} et LP_{21b} seront excités à chaque longueur d'onde.

Les résultats de cette simulation ont été reportés sur la figure 4.7. On constate que les 4 modes LP_{11} et LP_{21} peuvent être amplifiés avec un gain moyen de 21.4 dB pour une différence de gain de 2.1 dB. Le facteur d'égalisation des gains ($\Delta G/G$) sur l'ensemble de la bande C et pour ces quatre modes excentrés vaut 0.10. Il est particulièrement intéressant de noter que ce niveau de performance est identique à celui d'un amplificateur monomode (cf. section 2.1.11), à la différence près que le nombre de canaux susceptibles d'être supportés par cette fibre est quadruple. Enfin, notons que les modes centrés (LP_{01} et LP_{02}) sont également amplifiés avec un gain spectralement plat. Le mode fondamental bénéficie d'un gain d'environ 15 dB alors que le mode LP_{02} bénéficie d'un gain d'environ 10 dB.

L'amplification des modes centrés en sortie de fibre dopée anneau peut être assurée par un éventuel deuxième étage d'amplification qui permettrait de fournir le gain manquant sur ces modes. Par exemple en concaténant une fibre dopée en anneau avec une fibre dopée en erbium de façon homogène, il est possible de réduire fortement la différence de gain entre modes [Salsi 2012a].

4.2.6 Réalisation de la fibre dopée en anneau

Sur la base des résultats prometteurs que laisse entrevoir le profil théorique que nous venons de présenter, nous avons tenté de réaliser expérimentalement une telle fibre par voie MCVD. La préforme a été réalisée en déposant plusieurs couches de silice dans le tube substrat. La première couche fut réalisée à basse température, afin d'obtenir un poreux qui sera imprégné par une solution dopée erbium. Après séchage et vitrification, plusieurs couches furent directement déposées à haute température pour obtenir le centre du cœur qui n'est pas dopé par l'erbium. Le nombre de couches non dopées fut ajusté afin d'obtenir le bon rapport R_i/R_e .

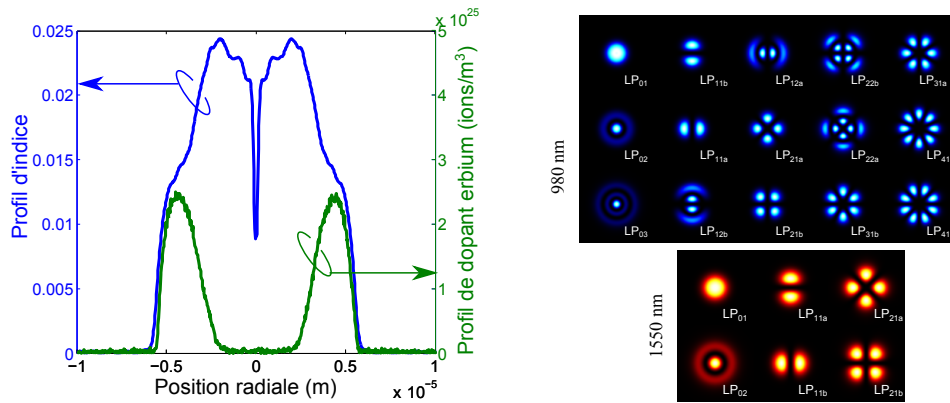


FIGURE 4.8 – Profil d'indice et profil de dopage erbium de la *fibre A* (mesuré sur préforme et remis à l'échelle de la fibre), ainsi que les profils d'intensité théoriques des modes guidés par la structure d'indice à 1550 nm et 980 nm

La préforme a été tirée en fibre de manière à atteindre un rayon de cœur de $6 \mu\text{m}$, pour que la structure d'indice permette le guidage de 6 modes à 1550 nm. Les

caractéristiques de cette fibre ont été reportées sur la figure 4.8. Dans la suite de ce document nous nommerons cette fibre « *fibre A* ». Une correspondance avec le *waist* du mode fondamental de la FMF passive n'étant pas possible, tout en conservant le nombre de modes à 6, nous avons fixé la fréquence de coupure du mode LP_{31} autour de 1530 nm. L'existence et les profils de modes ont été calculés à l'aide du programme COMSOL® et les profils d'intensité calculés ont été reportés sur la figure 4.8.

4.2.7 Connexion de la fibre active à la fibre passive

Dans le but de caractériser expérimentalement le gain fourni par cette fibre active, il est important de s'intéresser à l'évolution des compositions modales à 1550 et 980 nm lors du passage de la fibre passive à la fibre active, puisqu'une telle connexion est nécessaire sur le montage (cf. figure 2.18). Pour cela, considérons que les deux fibres sont aboutées de façon parfaitement centrée et qu'aucun angle ne vient détériorer l'aboutage (cf. equation 3.4, section 3.3). Le taux de couplage entre modes est alors donné par l'intégrale de recouvrement entre les différents modes de chaque fibre (cf. section 3.3.6), c'est-à-dire les matrices de transition de modes.

Les intégrales de recouvrement entre les modes de la FMF passive et ceux de la FM-EDF (*fibre A*) ont été calculées et reportées dans les tableaux 4.2 et 4.3.

À la longueur d'onde signal, on constate que le couplage entre les modes LP_{01} et LP_{02} est assez élevé. Ceci est dû au fait que la différence du profil d'indice entre les deux fibres est importante (indice plus haut et cœur plus petit pour la FM-EDF). Il est donc impossible de gérer séparément ces deux modes, puisqu'en sortie de fibre dopée nous aurons toujours une superposition de ces deux modes. On constate également que les pertes de puissance totale transmise sur les modes LP_{11} , LP_{02} et LP_{21} sont importantes, puisque chaque connexion génère près de 2 dB de pertes sur chacun de ces modes (et ce quel que soit le sens de propagation des modes à travers l'aboutage).

De même, à la longueur d'onde de pompe, le couplage entre modes différents est assez important. Portons notre attention sur les modes de pompe qui ont été utilisés pour élaborer la géométrie de la fibre et qui seront utilisés lors de la caractérisation expérimentale de cette fibre, c'est-à-dire les modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03} . En injectant de façon centrée le faisceau Gaussien de pompe dans la FMF passive (cf. figure 2.18), seuls les modes LP_{lm} avec $l = 0$ peuvent être excités. Alors, si la fibre dopée erbium est connectée de façon parfaitement alignée à la fibre passive, uniquement les modes LP_{lm} avec $l = 0$ seront excités dans la fibre active (comme cela a été démontré dans la section 3.3.6). En utilisant la matrice de transition de modes reportée sur la table 4.3, il est alors possible de déduire la composition modale du faisceau de pompe dans la fibre active, pourvu que l'on connaisse la composition modale dans la fibre passive à 980 nm.

Les profils d'intensité mesurés expérimentalement à la longueur d'onde signal et à la longueur d'onde de pompe ont été reportés sur les figures 4.9 et 4.10. Notons que des précautions spéciales ont été prises pour travailler avec des faces clivées

4.2. Fibre dopée pour l'égalisation de gain sur 4 modes

179

1550 nm		FMF				somme
	en %	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₁₁	LP ₂₁	
Fibre A	LP ₀₁	73	24	-	-	→97
	LP ₀₂	23	46	-	-	→69
	LP ₁₁	-	-	62	-	→62
	LP ₂₁	-	-	-	67	→67
somme		↓	↓	↓	↓	
		96	70	62	67	

TABLE 4.2 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et ceux de la FM-EDF (*fibre A*) à la longueur d'onde signal (1550 nm), lors d'un aboutage parfaitement centré.

980 nm		FMF									somme
	en %	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₀₃	LP ₁₁	LP ₁₂	LP ₂₁	LP ₂₂	LP ₃₁	LP ₄₁	
Fibre A	LP ₀₁	63	33	3	-	-	-	-	-	-	→ 99
	LP ₀₂	20	19	45	-	-	-	-	-	-	→ 84
	LP ₀₃	14	29	5	-	-	-	-	-	-	→ 48
	LP ₁₁	-	-	-	44	45	-	-	-	-	→89
	LP ₁₂	-	-	-	37	6	-	-	-	-	→43
	LP ₂₁	-	-	-	-	-	38	45	-	-	→83
	LP ₂₂	-	-	-	-	-	44	4	-	-	→48
	LP ₃₁	-	-	-	-	-	-	-	39	-	→39
	LP ₄₁	-	-	-	-	-	-	-	-	45	→45
somme		↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	
		97	81	53	81	51	82	49	39	45	

TABLE 4.3 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et ceux de la FM-EDF (*fibre A*) à la longueur d'onde de pompe (980 nm), lors d'un aboutage parfaitement centré. Notons que nous avons omis les modes LP_{51} de la FMF puisque ces modes ont des intégrales de recouvrement nulles avec tous les modes de la *fibre A*.

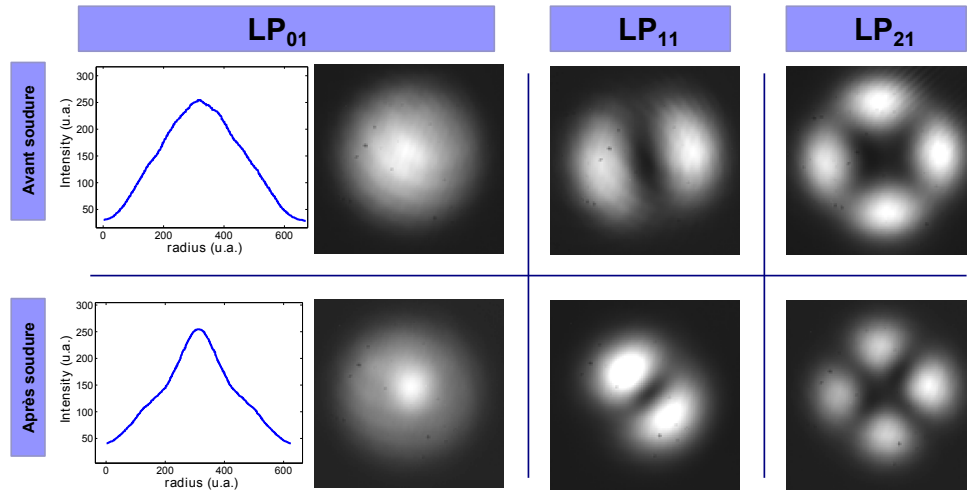


FIGURE 4.9 – Images expérimentales du profil d'intensité à la longueur d'onde signal (1550 nm), en fonction du type de mode désiré, avant et après soudure entre la FMF et la FM-EDF (*fibres A*).

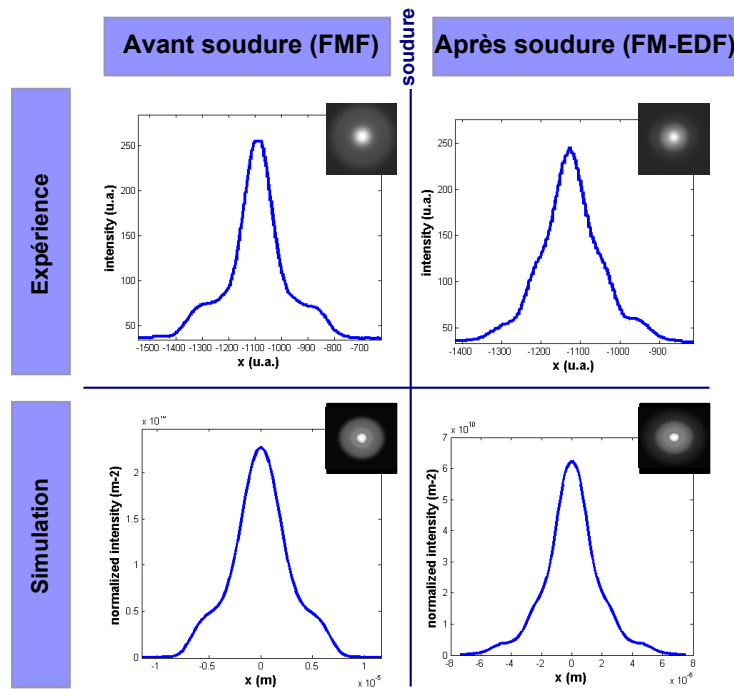


FIGURE 4.10 – Images expérimentales et théoriques du profil d'intensité à la longueur d'onde de pompe (980 nm), avant et après soudure (FMF passive puis FM-EDF *fibres A*).

présentant de faibles angles et pour centrer au mieux l'aboutage de la fibre active avec la fibre passive, avant de les souder.

Les différentes photographies présentées sur la figure 4.9 montrent que lors de l'utilisation des lames de phase à quatre quadrants (cf. section 2.4.1), il est possible d'obtenir les modes LP_{11} et LP_{21} de façon relativement pure sur la bande C et que ces modes sont conservés lors du passage par une connexion entre la FMF et la FM-EDF (cf. matrice de transition de mode, table 4.2). Par contre, il est clair que lorsque le mode incident est le mode LP_{01} , le profil d'intensité après la connexion est une superposition du profil d'intensité des modes LP_{01} et LP_{02} , ce qui est une signature du couplage entre modes engendré par la différence de profil d'indice.

A la longueur d'onde de pompe il est important de connaître la composition modale, puisque cela va modifier le gain modal. Les images expérimentales reportées sur la figure 4.10 montrent que la composition modale de pompe est une superposition des modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03} puisque le profil d'intensité est invariant suivant l'azimut.

En mesurant le *waist* du faisceau de pompe au niveau de l'injection dans la FMF (juste après la lentille d'injection, cf. figure 2.18), il est possible de calculer la composition modale de pompe dans la FMF en se basant sur l'intégrale de recouvrement entre le faisceau gaussien incident et les différents modes de la FMF passive. En balayant une fibre ayant un petit cœur, on peut scanner le comportement du faisceau gaussien en sortie de la lentille d'injection. Une telle mesure a été réalisée en déplaçant une fibre monomode de petit cœur en sortie de la lentille d'injection et en mesurant le profil d'intensité dans différents plans. Dans le cas présent, nous avons utilisé une fibre HI1060 car ce type de fibre possède un cœur suffisamment petit, ce qui permet une bonne résolution spatiale lors du balayage. Nous avons pu mesurer un angle de divergence de 96 mrad pour le faisceau de pompe, ce qui correspond à un *waist* principal (ω_0) de $3.25 \mu\text{m}$. En calculant l'intégrale de recouvrement d'un tel faisceau gaussien avec les modes de la FMF passive (lors d'une injection centrée) il est possible de déduire la composition modale dans la FMF induite par l'injection. Après calculs (cf. section 3.2.4, équation 3.3) et après normalisation de telle sorte que la somme des composantes fasse 1, on trouve : 71 % pour le mode LP_{01} , 28 % pour le mode LP_{02} et 1 % pour le mode LP_{03} . Puis, en utilisant la matrice de transition de mode (table 4.3), il est possible de déduire la composition modale dans la fibre active (*fibre A*). Finalement, nous avons trouvé que la composition modale dans la FM-EDF est de 57% dans le mode LP_{01} , 23 % dans le mode LP_{02} et 20 % dans le mode LP_{03} .

Afin de confirmer les compositions modales établies de façon théorique, il est possible de comparer le profil d'intensité total expérimental avec le profil d'intensité reconstruit en se basant sur les précédents calculs. Pour cela, prenons les profils d'intensité mesurés avant et après soudure, puis, comparons-les aux profils d'intensité théoriques. Sur les profils reportés sur la figure 4.10, on constate une très bonne correspondance entre profils reconstruits par simulation et profils mesurés expérimentalement.

Dans la prochaine section, nous utiliserons la composition modale de pompe

reportée plus haut pour réaliser des simulations qui nous permettront de comparer résultats expérimentaux et prévisions théoriques.

4.2.8 Caractérisation expérimentale de la fibre

A l'aide du montage de caractérisation expérimentale de FM-EDFA (cf. figure 2.18), nous avons pu mesurer le gain modal de la fibre. En effet, en utilisant les différentes positions possibles des lames de phase, on peut mesurer le gain fourni par l'amplificateur pour chaque mode injecté. Les résultats de ces manipulations ont été reportés sur la figure 4.10. Pour chaque expérience, nous avons mesuré le gain en fonction de la puissance de pompe couplée dans la FM-EDF.

Le gain est obtenu en comparant les spectres en entrée et en sortie de FM-EDF. Pour cela, on soude la fibre dopée entre deux tronçons de fibre passive pour mesurer le spectre de sortie ; l'analyseur de spectre (OSA pour *Optical Spectrum Analyzer* en anglais) étant connecté en bout de fibre optique. Après cette première mesure, on coupe la fibre dopée de telle sorte à n'en laisser que quelques centimètres et on soude à nouveau à la même fibre passive sur le reste de fibre active. Le spectre alors mesuré correspond au spectre d'entrée. La mesure du gain est obtenue en réalisant l'étude décrite dans la section 2.4.2.

Sur la figure 4.11, on peut voir l'évolution du gain modal en fonction de la puissance de pompe couplée dans la fibre active. On remarque qu'il est possible d'amplifier les modes LP_{11} et LP_{21} avec des gains proches de 20 dB. Notons que pour l'ensemble des valeurs de gain comprises entre 10 et 20 dB, la différence de gain modal (DMG) entre ces deux modes est inférieure à 1 dB. Les puissances de pompe seuil pour ces deux modes sont 36 et 43 mW pour les modes LP_{11} et LP_{21} respectivement.

En se basant sur les données expérimentales (puissance de pompe, puissance signal, composition modale de pompe, composition modale signal, longueur de fibre, profil de dopant et profil d'indice de la fibre A) il est possible d'utiliser le code de simulation de FM-EDFA afin de réaliser des simulations qui seront au plus proche de la réalité expérimentale. Ces simulations ont été superposées aux résultats expérimentaux (traits pleins). On constate un très bon accord entre théorie et expérience avec une différence maximale de 1.5 dB pour tous les gains compris entre 0 et 20 dB.

En ce qui concerne le cas d'une injection centrée (pas de lame de phase à l'injection), le gain mesuré est celui des modes LP_{01} et LP_{02} simultanément amplifiés. Ainsi, il est difficile de départager la contribution respective de chaque mode sur le gain total mesuré. Cependant, on constate qu'on peut atteindre des gains de l'ordre de 15 dB pour cette superposition de modes et que les courbes expérimentales sont cohérentes avec les courbes théoriques de chaque mode.

Notons que, pour ces trois expériences, la longueur de fibre active est de 3 m et que la puissance signal est de -10 dBm à 1550 nm, afin de se situer en régime « petit signal ». Notons que cette courte longueur de fibre est due à un niveau de concentration élevé, comparativement à celui initialement considéré dans les simulations (environ 16 fois plus concentré, cf. figures 4.5 et 4.8).

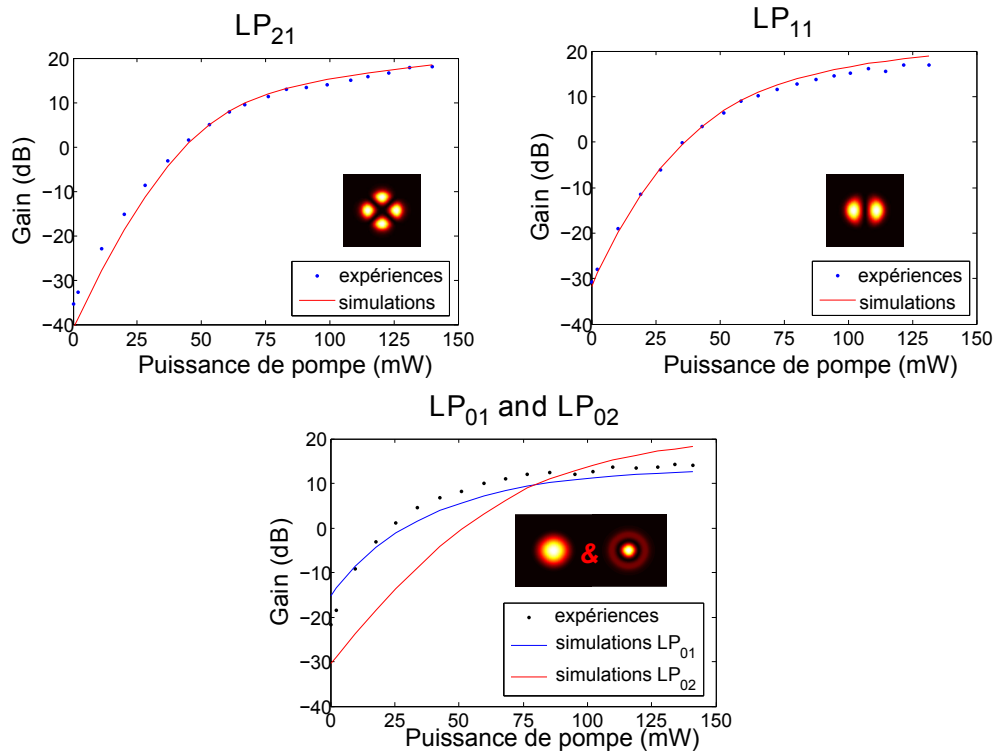


FIGURE 4.11 – Gain modal mesuré expérimentalement à 1550 nm en fonction de la puissance de pompe couplée dans la fibre active. Les résultats de simulations correspondantes sont superposés aux valeurs expérimentales.

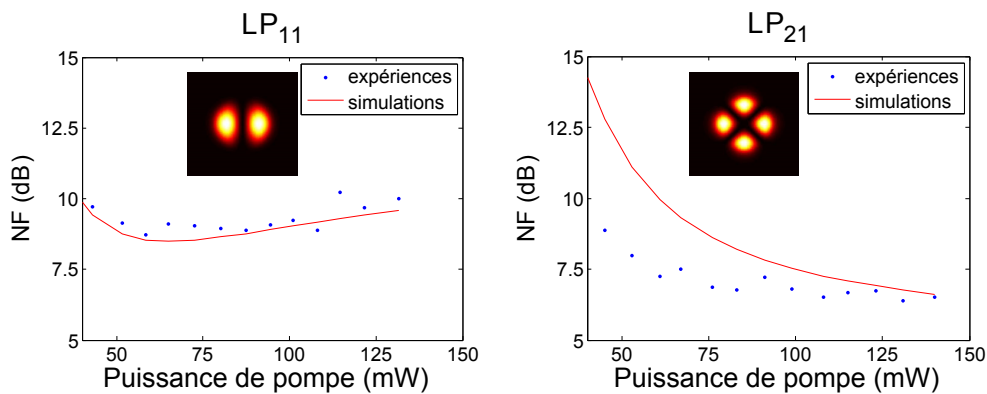


FIGURE 4.12 – NF mesuré expérimentalement (sans DEMUX) pour les deux modes d'intérêt (LP_{11} et LP_{21}). Les résultats de simulation correspondantes sont superposés aux valeurs expérimentales.

Nous avons également mesuré le facteur de bruit (NF) pour chacun des modes dont on veut l'égalisation des gains (LP_{11} et LP_{21}). En comparant les SNR en entrée de fibre et en sortie de fibre, nous avons pu tracer les courbes reportées sur la figure 4.12. Comme nous ne disposons pas de DEMUX modal sur notre montage, le niveau de bruit détecté est en réalité la somme du bruit sur chaque canal modal. En effet, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, section 2.1.5, chaque mode transverse de propagation va apporter sa propre contribution à l'ASE. Une mesure de NF pour chaque canal modal démultiplexé serait donc nécessaire afin de comparer les performances du FM-EDFA avec celles d'un EDFA monomode. Ceci explique les valeurs élevées de NF que nous pouvons voir sur la figure 4.12 (jusqu'à

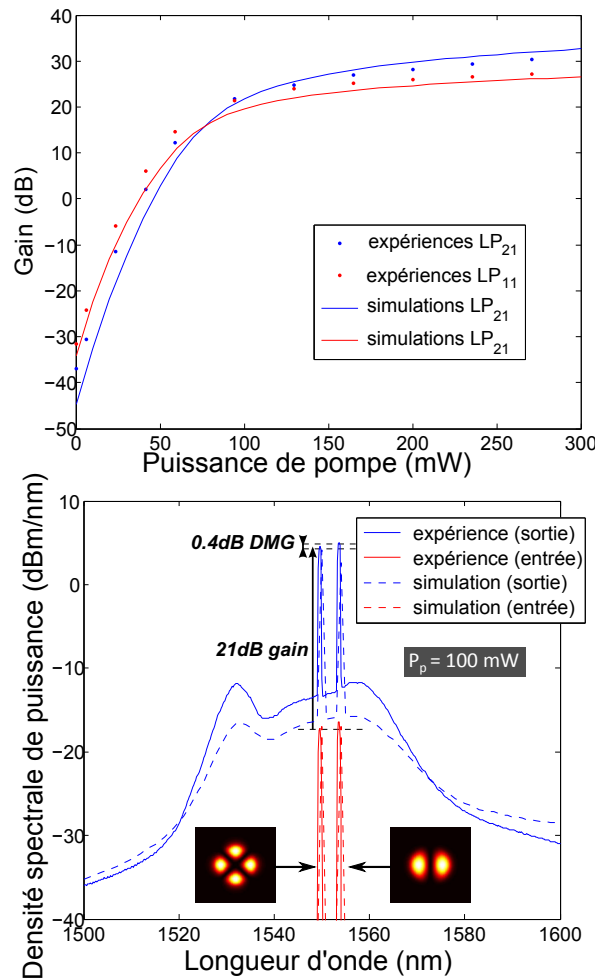


FIGURE 4.13 – Gain modal mesuré expérimentalement lors de l'amplification simultanée de deux modes (LP_{11} et LP_{21}) respectivement injectés à 1554 et 1550 nm. Evolution en fonction de la puissance de pompe en haut et spectres en entrée et sortie de fibre en bas, pour la mesure permettant le plus faible DMG ($P_p = 100 \text{ mW}$). Les simulations correspondantes à ces expériences ont également été reportées sur les graphiques.

10 dB). Pour confirmer ces valeurs, nous avons également réalisé des simulations en considérant une addition du bruit fourni sur chaque mode de la fibre. On constate une assez bonne correspondance entre expériences et simulations.

Par la suite nous avons voulu tester l'égalisation des deux modes LP_{11} et LP_{21} simultanément amplifiés (non pas un par un). Nous avons alors réglé le montage pour obtenir chacun de ces deux modes sur chacun des bras signaux (cf. figure 2.18). Le problème consiste alors à pouvoir démultiplexer ces deux signaux pour pouvoir en mesurer les gains respectifs. Ne disposant pas de DEMUX modal, nous avons opté pour l'utilisation d'un double multiplexage : en envoyant chacun des deux modes sur deux longueurs d'onde différentes (mais suffisamment proches pour que les résultats soient comparables) il est possible de séparer les canaux modaux en séparant les canaux spectraux. Cette technique est particulièrement appréciable puisque le démultiplexage spectral est directement assuré par l'appareil de mesure du gain, c'est à dire l'analyseur de spectre optique. En mesurant le spectre de sortie de fibre pour différentes puissances de pompe, nous avons pu tracer l'évolution des gains modaux en fonction du pompage. La longueur de fibre a été fixée à 3.4 m et la puissance signal a été réduite à -17 dBm pour chaque signal. Nous avons utilisé deux lasers accordables dans la bande C pour générer les deux signaux. Les longueurs d'onde des signaux ont été fixées à 1550 et 1554 nm. Notons que cette différence de longueur d'onde induit une erreur sur la valeur de DMG que nous avons mesurée, puisque la valeur de différence de gain est alors la combinaison d'un effet modal et d'un effet spectral. Cependant, nous négligerons la valeur de DSG puisque le gain est toujours relativement plat au niveau spectral autour de 1550 nm.

Les résultats de cette manipulation ont été reportés sur la figure 4.13. On constate sur le graphique du haut qu'il est possible d'atteindre des gains de l'ordre de 25 dB en moyenne et que la différence de gain entre les deux modes est toujours inférieure à 3 dB pour l'ensemble des valeurs de gain comprises entre 13 et 27 dB. La différence de gain minimum entre les deux modes est obtenue pour une puissance de pompe de 100 mW. Le DMG est alors de 0.4 dB pour un gain moyen de 21 dB. A nouveau, nous avons réalisé des simulations en considérant les paramètres mesurés expérimentalement. L'ensemble de ces simulations a été superposé sur les résultats expérimentaux de la figure 4.13. Notons qu'une fois encore, qu'un assez bon accord est visible entre expériences et simulations.

4.3 Fibre dopée pour l'égalisation des gains sur 6 modes

4.3.1 Contexte de l'étude

En nous basant sur la géométrie de fibre vue précédemment (dopage en anneau), nous allons à présent tenter d'améliorer le profil de dopant de la fibre afin d'étendre l'égalisation du gain sur l'ensemble des modes guidés par la fibre à 1550 nm. Pour cela il est nécessaire d'augmenter le gain des modes LP_{01} et LP_{02} , puisque ces modes étaient les moins amplifiés dans le cas précédent (cf. figure 4.11).

L'augmentation du gain des modes centrés sans détérioration de l'égalisation des modes excentrés peut être obtenue en ajoutant de l'erbium au centre du cœur. En effet, comme on peut le voir sur les figures 4.3 et 4.4, il est possible d'amplifier les modes LP_{01} et LP_{02} de la fibre sans générer de gain additionnel sur les modes LP_{11} et LP_{21} , pourvu que la zone de dopage au centre de la fibre soit suffisamment petite. On en déduit alors que, sous ces conditions, il est possible d'ajouter de l'erbium dans le cœur en plus de l'anneau, sans modifier le gain égalisé des modes excentrés.

Dès lors, il est nécessaire de réaliser une série de simulations permettant d'optimiser les dimensions de la zone dopée au centre afin d'obtenir une égalisation des gains sur les différents modes de la fibre. De plus, nous nous intéresserons dès à présent à l'obtention d'un gain égalisé sur l'ensemble des canaux utilisés dans la fibre. En d'autres termes, nous tenterons d'optimiser l'égalisation du gain sur la totalité des modes de la fibre, mais aussi sur l'ensemble du spectre utilisé lors des transmissions WDM (bande C dans le cas présent). Nous verrons qu'une telle égalisation est complexe, puisqu'il est difficile d'obtenir de façon simultanée un gain spectralement plat sur les différents modes (cf. figure 2.16). Ainsi, nous noterons ΔG l'excursion totale des valeurs de gain à travers les modes et à travers le spectre, dont nous tenterons de minimiser la valeur. Notons qu'une autre approche possible consiste à minimiser l'ensemble des valeurs de DMG obtenues sur les différentes longueurs d'onde de la bande C [Kang 2014].

4.3.2 Elaboration de la géométrie optimisée par simulation

Nous conserverons les dimensions de l'anneau d'erbium qui a été élaboré dans la section précédente, puisqu'elles sont d'ores et déjà optimisées pour l'égalisation des modes LP_{11} et LP_{21} . Ainsi, la zone de dopage au centre du cœur sera délimitée par un rayon R_d qui sera nécessairement inférieur au rayon intérieur de l'anneau :

$$R_d < R_i = 3.5 \mu m$$

Un schéma de principe de la géométrie de cette fibre a été reporté sur la figure 4.14 (en haut à gauche). Nous considérerons l'amplification simultanée de 24 signaux (4 longueurs d'onde $\times$ 6 modes) qui seront distribués de façon régulière sur l'ensemble du spectre de la bande C (1530, 1540, 1550 et 1560 nm) et sur l'ensemble des modes guidés (LP_{01} , LP_{02} , LP_{11a} , LP_{11b} , LP_{21a} et LP_{21b}). La valeur de ΔG sera déduite de la différence de gain entre le canal le plus amplifié et le moins amplifié. La puissance

4.3. Fibre dopée pour l'égalisation des gains sur 6 modes

187

de pompe est fixée à 200 mW et est équitablement distribuée sur les trois modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03} (schéma de pompage identique à celui utilisé pour la fibre A, cf. section 4.2.3). La puissance signal de chaque canal a été fixée à -17 dBm et la puissance signal totale est donc de 480 μ W. La longueur de fibre a été ajustée à 39 m au lieu des 42,5 m de la fibre dopée en anneau car cette longueur permet une meilleure égalisation, comme nous le démontrerons plus tard sur la figure 4.16.

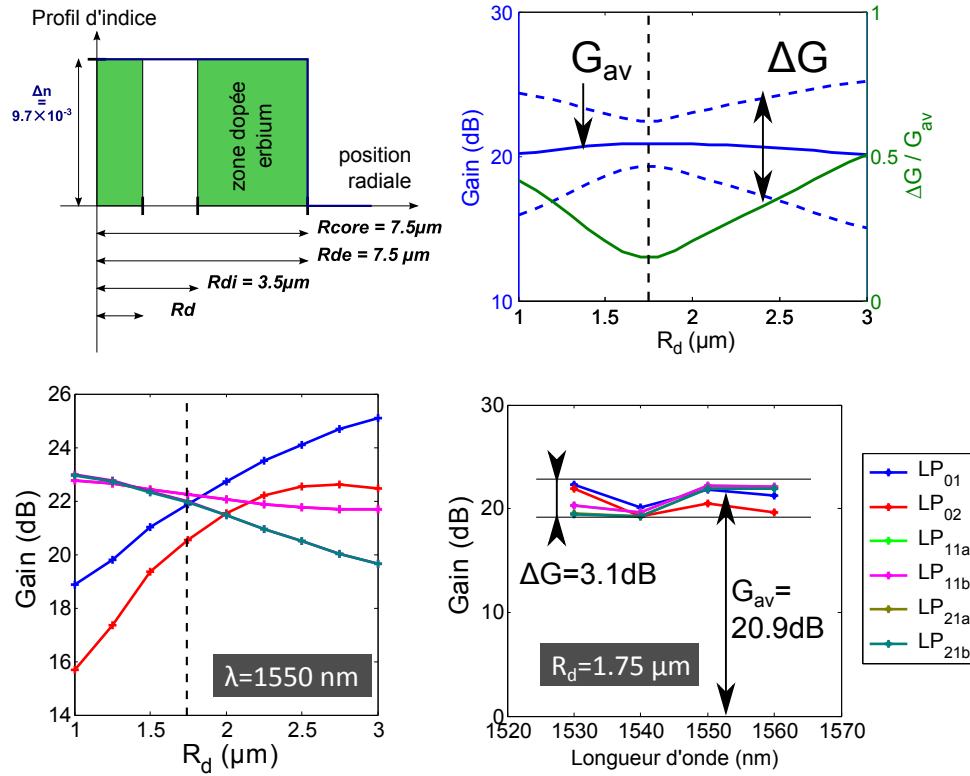


FIGURE 4.14 – Optimisation de la zone dopée au centre du coeur. *En haut à gauche* : schéma de principe de la géométrie de fibre proposée. *En haut à droite* : évolution du gain moyen (G_{av}) et de l'excursion des valeurs de gain (ΔG) en fonction des dimensions du dopage central R_d . *En bas à gauche* : évolution des valeurs de gains modaux en fonction des dimensions du dopage central R_d . *En bas à droite* : Gains des 24 signaux simultanément amplifiés lorsque $R_d = 1.75 \mu\text{m}$.

Sur la figure 4.14, on peut voir l'évolution de $\Delta G/G$ en fonction de R_d . La meilleure platitude de gain est obtenue pour $R_d = 1.75 \mu\text{m}$, avec une valeur de 0.15.

Il est intéressant de constater que cette valeur de R_d est cohérente avec la valeur optimum de rayon moyen d'un anneau d'erbium permettant l'égalisation des gains des modes LP_{01} et LP_{02} (cf. table 4.6). Notons également que le gain fourni par l'anneau est légèrement plus important sur le mode LP_{01} que sur le mode LP_{02} . Ainsi, il est nécessaire que la zone de dopage centrale fournisse plus de gain au mode LP_{02} comparativement au mode LP_{01} . En se reportant sur les figures 4.3 et 4.4, il est donc cohérent d'avoir un rayon, pour la zone centrale, inférieur à 2 μm ,

pour favoriser légèrement le mode LP_{02} .

Sur la figure 4.14, on constate que l'égalisation n'est pas parfaite puisque ΔG n'atteint pas la valeur de 0.10 (performance accessible par un EDFA monomode). Cependant, on peut voir sur le graphique en bas à droite de la figure 4.14 que l'égalisation du gain entre modes à une longueur d'onde donnée est toujours meilleure que l'égalisation des gains pour un mode donné à travers le spectre (les valeurs de DMG sont toujours inférieures aux valeurs de DSG). On constate que la forme spectral du gain des modes excentrés présente une pente moyenne qui n'est pas la même que celle des modes centrés. Ceci est dû au fait que chaque mode présente une longueur optimale propre en terme d'égalisation spectrale. En effet, les modes centrés présentent une longueur optimum relativement longue (40 et 42 m pour les modes LP_{01} et LP_{02} respectivement), alors que celle des modes excentrés est légèrement plus courte (31 et 32 m pour les modes LP_{21} et LP_{11} respectivement). Cette différence de dynamique longitudinale est due à la différence d'intensité de pompe entre le centre (plus élevée) et la périphérie du cœur (moins élevée).

Finalement, il est possible d'amplifier l'ensemble des modes sur la bande C dans cette fibre avec un gain moyen de 20.9 dB et une excursion de gain de 3.1 dB (platitude du gain égale à 0.14). Par ailleurs, il s'avère que notre hypothèse de départ (qui consiste à considérer que l'égalisation des modes LP_{11} et LP_{21} est conservée) est validée. En effet, si l'on se reporte au graphique en bas à gauche de la figure 4.14, on constate que l'égalisation des modes excentrés est conservée pour les valeurs de R_d inférieures à $2 \mu\text{m}$, alors qu'une forte dégradation de l'égalisation apparaît au delà de cette valeur. La valeur de R_d optimale étant inférieure à $2 \mu\text{m}$, notre hypothèse de départ est valide.

4.3.3 Etude de la stabilité de la géométrie proposée

Une fois la géométrie de fibre optimale trouvée (cf. figure 4.15), il convient d'en analyser la stabilité en fonction des paramètres d'utilisation de la fibre. A l'instar de la section 4.3.3, nous allons analyser l'impact d'un changement de longueur de fibre, de puissance de pompe ou de puissance signal sur la platitude du gain.

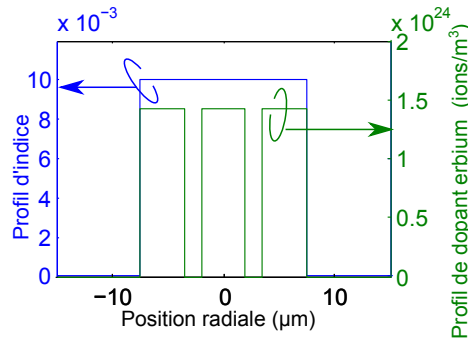


FIGURE 4.15 – Profil d'indice et profil de dopage erbium optimisés dans la section précédente.

Les résultats de simulation correspondants à ces trois études de stabilité ont été reportés sur la figure 4.16. Comme le confirme l'analyse de ces courbes, le point de fonctionnement optimum de l'amplificateur est assez étroit, dans le sens où les performances se dégradent assez rapidement dès que l'on s'éloigne de l'optimum. Il apparaît clairement que le paramètre le plus sensible est la longueur de fibre, puisqu'une variation de 10 % sur la longueur de fibre (par rapport à l'optimum) induit une augmentation de 8 % sur la valeur de $\Delta G/G$. En comparaison, une variation de 10 % sur la puissance de pompe n'induit que 1 % d'augmentation sur $\Delta G/G$. De même, une variation de 1 dB sur la puissance signal (soit 26 % de variation) n'induit que 1.5 % d'augmentation sur la valeur de $\Delta G/G$. En focalisant notre attention sur l'ensemble des valeurs de $\Delta G/G$ inférieures à 0.2, on peut établir l'intervalle sur lequel un paramètre peut évoluer sans détérioration significative des performances :

- la longueur de fibre peut être comprise entre 35 et 42 m,
- la puissance de pompe peut être comprise 170 et 350 mW,
- la puissance signal peut être comprise entre -21 et -16 dBm/canal.

Il devient alors intéressant d'étudier la dégradation de l'égalisation dans le cas où l'on considère que la longueur de fibre peut être ajustée. En effet, lors de la construction d'un tel amplificateur, il est assez aisé d'ajuster la longueur de fibre en fonction des puissances de pompe et de la puissance signal. Sur la figure 4.17, nous avons reporté l'évolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de la puissance de pompe et de la puissance signal, tout en ajustant en chaque point la longueur de fibre pour assurer la meilleure égalisation des gains (à travers le spectre et les modes). Ces résultats sont particulièrement importants puisqu'ils jugent de la capacité de la fibre à pouvoir être utilisée sous différentes conditions expérimentales.

L'analyse des ces nouvelles courbes de stabilité nous montre qu'une variation de 1 dB sur la puissance signal nominale de la fibre engendre moins de 0.5 % d'augmentation sur la valeur de $\Delta G/G$ et qu'une variation de 10 % de la puissance de pompe engendre également une augmentation de 0.5 % de la valeur de $\Delta G/G$: on obtient donc une meilleure stabilité de l'égalisation des gains lorsque la longueur de fibre est ajustée. Cependant, lorsque les conditions d'utilisation sont assez éloignées des conditions nominales (c'est à dire les paramètres fixés lors de l'optimisation de la géométrie de fibre), les performances d'égalisation peuvent devenir particulièrement mauvaises, notamment à très basse et à très haute puissance signal, ou encore à puissance de pompe modérée (100 mW). Cette dernière constatation montre qu'en toute rigueur le profil de dopant doit être optimisé de façon fine en fonction des conditions d'utilisation. En d'autres termes, il est nécessaire de connaître à l'avance les niveaux de puissance de pompe et de puissance signal qui vont être utilisés pour élaborer une géométrie de fibre qui soit adaptée à ces niveaux de puissance. Une fois la fibre fabriquée pour cette application particulière, il est possible de réaliser un ajustement fin de l'égalisation des gains en ajustant la longueur de fibre. L'ajustement de la longueur de fibre permet, par ailleurs, d'élargir l'intervalle d'utilisation possible de cette géométrie de fibre, puisque le facteur de platitude de gain reste inférieur à 0.2 sous les conditions suivantes :

- Puissance de pompe comprise entre 160 et 350 mW.

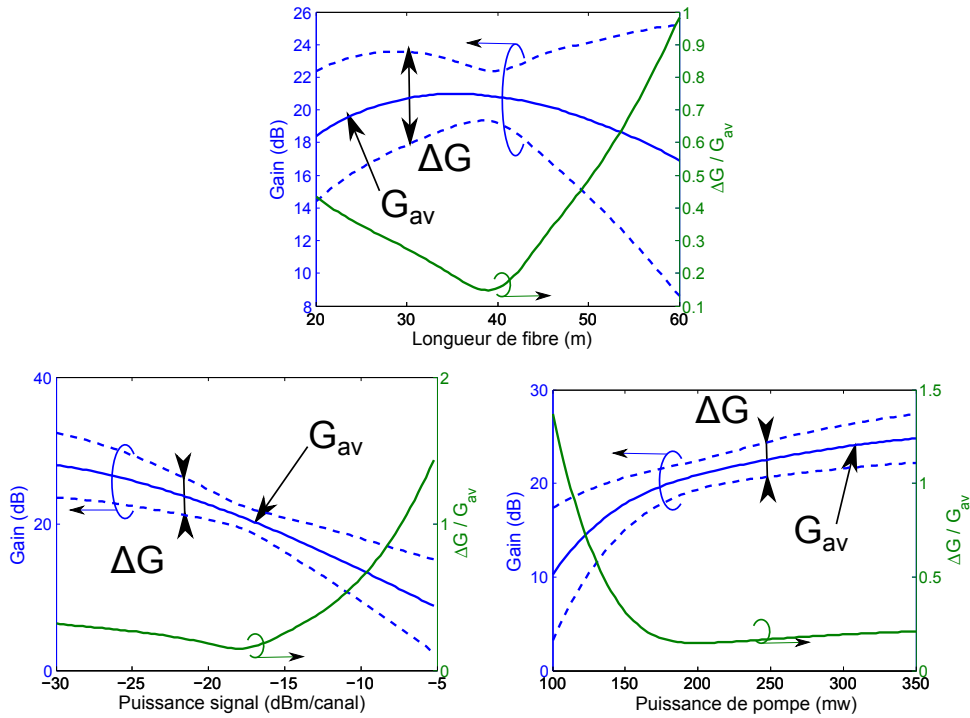


FIGURE 4.16 – Etude de la stabilité de la géométrie de fibre proposée pour l'égalisation des gains sur 6 modes LP. Evolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de : *en haut*, la longueur de fibre, *en bas à gauche*, la puissance signal, *en bas à droite*, la puissance de pompe. Notons que les paramètres nominaux de la fibre sont $P_p = 200$ mW, $P_s = -17$ dBm/canal et $L = 39$ m

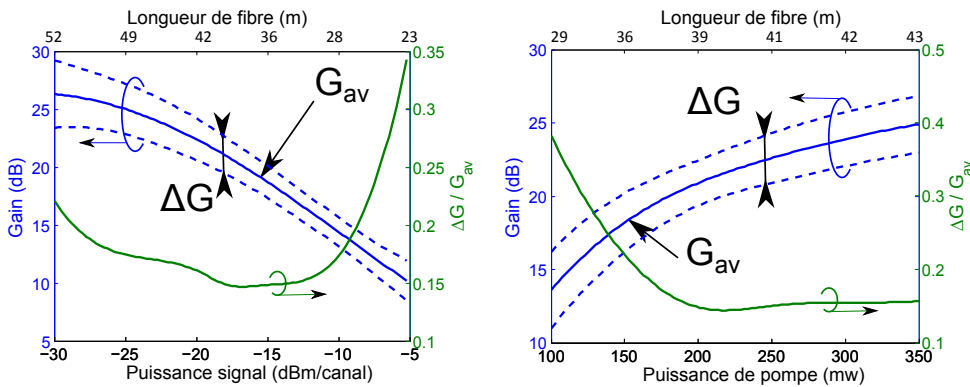


FIGURE 4.17 – Etude de la stabilité de la géométrie de fibre proposée dans le cas où la longueur de fibre peut être ajustée. Evolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de : *à gauche* la puissance signal, *à droite* la puissance de pompe. Notons que les paramètres nominaux de la fibre sont $P_p = 200$ mW, $P_s = -17$ dBm/canal et $L = 39$ m

4.3. Fibre dopée pour l'égalisation des gains sur 6 modes

191

- Puissance signal comprise entre -29 et -9 dBm/canal.

4.3.4 Influence du schéma de pompage de la fibre active

Un autre effet physique peut influencer l'égalisation des modes dans la fibre : la composition modale du faisceau de pompe. Dans cette section nous tâcherons d'introduire les effets induits par un changement de cette composition, en nous plaçant dans un cas plus réaliste que précédemment, à savoir l'injection réelle d'un faisceau gaussien dans la FMF à 980 nm. Pour cela nous considérerons que le faisceau de pompe est un faisceau gaussien injecté sur la face parfaitement clivée de la fibre active. La composition modale de pompe sera alors déduite des courbes représentées sur la figure 3.6. Nous restreindrons notre étude au cas des injections centrées (de telle sorte que les modes de pompe excités soient bien ceux considérés lors de l'élaboration de la géométrie de la fibre, c'est à dire les modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03}), mais nous considérerons que le *waist* d'injection de la pompe peut varier (de telle sorte que le taux d'excitation de ces modes puisse changer). Le taux d'excitation des modes de pompe est alors donné par les courbes de la figure 4.18. Le taux de puissance total couplée dans la fibre est donné par la somme sur les modes des taux d'excitation. Cette somme a également été reportée sur la figure 4.18.

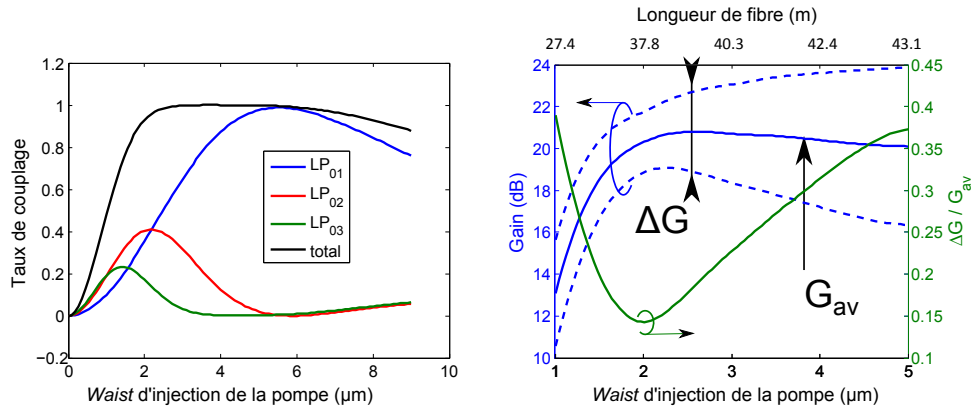


FIGURE 4.18 – Étude de la stabilité de la géométrie de fibre proposée en fonction du schéma de pompage, dans le cas où la longueur de fibre peut être ajustée. *A gauche*, composition modale du faisceau de pompe en fonction du *waist* d'injection ω_{ip} . *A droite* : évolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de ω_{ip} .

Sous ces conditions, nous avons calculé le gain de 24 signaux simultanément amplifiés (4 longueurs d'onde $\times$ 6 modes), en fonction du *waist* d'injection de la pompe (ω_{ip}). La puissance de pompe incidente sur la face clivée est la même que celle utilisée pour l'élaboration de la géométrie de la fibre ($P_p = 200$ mW). Cependant, la composition modale de pompe étant calculée à partir des intégrales de recouvrement, il est possible que la puissance de pompe totale couplée dans la fibre soit inférieure à 200 mW. Ainsi, le schéma de pompage est le plus réaliste possible puisque les pertes par injection de la pompe sont incluses dans le calcul et vont directement

changer le gain moyen de l'amplificateur. La puissance des signaux est fixée à -17dBm par canal, comme dans la section 4.3.2. De façon identique à l'étude de stabilité représentée sur la figure 4.17, nous considérerons que la longueur de fibre est ajustable en fonction du schéma de pompage de la fibre.

Les résultats de ces simulations ont été reportés sur la figure 4.18 (à droite). On constate tout d'abord qu'il existe un *waist* d'injection qui permet d'optimiser les performances de la fibre. Ce point de fonctionnement est obtenu pour $\omega_{ip} = 2\mu\text{m}$ et le taux d'excitation des modes de pompe est le suivant : 35% pour le mode LP_{01} , 40% pour le mode LP_{02} et 17% pour le mode LP_{03} . On obtient alors une égalisation des gains avec $\Delta G/G$ valant 0.14, avec un gain moyen de 20.3 dB ($\Delta G = 2.9$ dB).

4.3.5 Réalisation de la fibre

Sur la base de la géométrie de fibre élaborée par simulation (cf. figure 4.15), nous avons tenté de réaliser une fibre avec un profil de dopage en anneau et un dopage au centre. En utilisant une nouvelle fois le procédé MCVD, avec cette fois deux couches dopées erbium séparées par une zone non dopée, une fibre a été réalisée et nous la nommerons *fibre B*. Le profil de cette fibre est reporté sur la figure 4.19. La fibre a été tirée de telle sorte qu'elle supporte 4 groupes de modes à 1550 nm. Plus exactement, nous avons sélectionné la valeur du rayon de cœur de telle sorte que le *waist* du mode fondamental de la *fibre B* soit le même que celui de la FMF passive. Comme précédemment, les profils des modes guidés par la fibre ont été calculés grâce à une méthode des éléments finis et sont représentés sur la figure 4.19.

Nous pouvons remarquer que le profil d'indice est particulièrement proche de celui de la fibre passive (cf. figure 2.19) ce qui permet, lors de la connexion entre la fibre active et la fibre passive de réduire, d'une part, les pertes de puissance et, d'autre part, le couplage entre modes. Afin d'illustrer la bonne correspondance entre les profils d'indice de la fibre active et la fibre passive nous avons reporté les matrices de transition de mode correspondantes, à 980 nm et 1550 nm (cf. Tables 4.4 et 4.5). On constate que ces deux matrices sont proches de deux matrices identité : ceci montre clairement que les deux structures d'indice de fibre sont équivalentes.

Cependant, même si le profil de dopant erbium est bien constitué d'un anneau et d'une zone centrale, les dimensions du profil de dopant au centre ne sont pas en accord avec ce qui était visé et la diffusion des ions Er^{3+} semble forte [Lyytikainen 2004, Tang 2008, Lu 2010]. En effet, la déplétion d'erbium n'est pas correctement positionnée (position relative radiale à 55% de la valeur du rayon du cœur, cf. figure 4.19, au lieu d'environ 35%, cf. figure 4.15). De plus, le niveau de concentration au centre de la fibre est double de celui de l'anneau, au lieu d'être identique. Nous verrons dans la prochaine section que cet écart significatif du profil d'erbium (par rapport à celui optimum) va dégrader l'égalisation des gains.

Afin d'avoir une idée de la dégradation de l'égalisation des gains engendrée par cet écart de profil de la *fibre B* par rapport au profil idéal, il est intéressant de comparer les performances de cette fibre avec celles obtenues pour la fibre simulée (cf. figure 4.14). Pour cela, nous avons réalisé une simulation de l'amplification

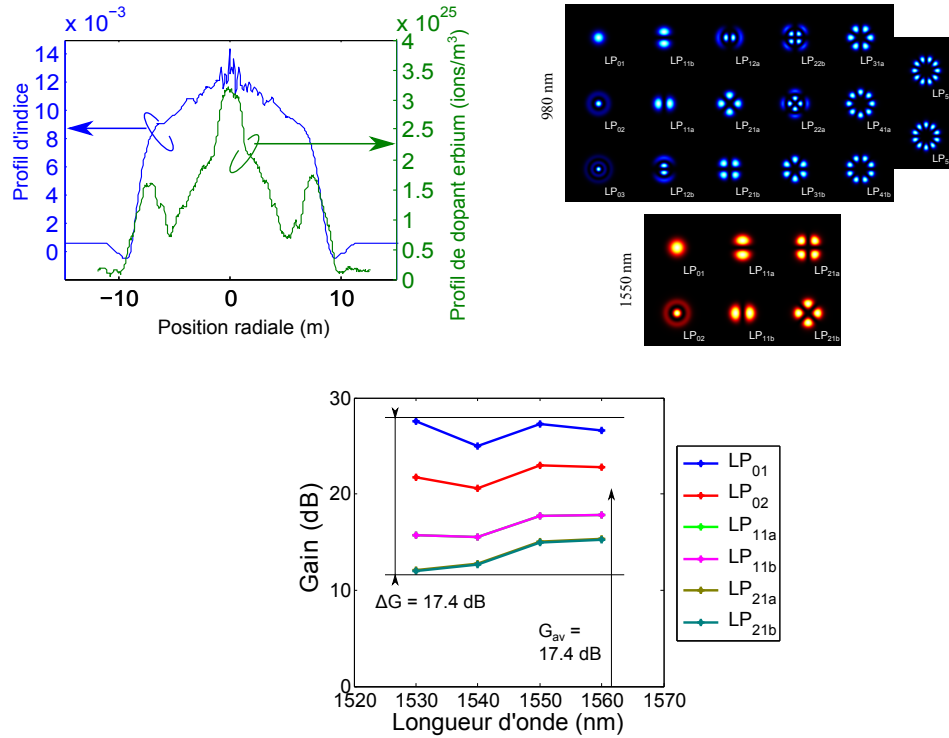


FIGURE 4.19 – *En haut* : Profil d'indice et profil de dopage erbium de la *fibre B*, ainsi que les profils d'intensité des modes guidés par la structure d'indice à 1550 nm et 980 nm. *En bas* : Gains de 24 signaux simultanément amplifiés dans cette fibre.

simultanée de 24 signaux dans la *fibre B*, c'est à dire en utilisant dans le code de simulation les profils expérimentaux de la *fibre B* (indice et dopant). Les profils de modes sont déduits du profil d'indice expérimental. Les autres paramètres de simulations sont alors les mêmes que ceux utilisés dans la section 4.3.2. La longueur de fibre est ajustée pour obtenir la meilleure égalisation des gains, c'est à dire une excursion des valeurs de gain (ΔG) minimum. On aboutit alors à $L = 2.8$ m. Notons que la longueur de fibre est beaucoup plus courte que celle utilisée sur le profil idéal (39 m). Ceci est due à la différence de concentration erbium dans la *fibre B* (beaucoup plus élevée comparée au profil théorique). Les résultats de cette simulation ont été reportés sur la figure 4.19 (en bas). On constate sur cette figure que les performances d'égalisation des gains sont médiocres : la différence de gain sur l'ensemble des canaux est quasiment égale à la valeur du gain moyen, ($\Delta G/G = 1$). On constate, d'une part, que les modes possèdent des gains clairement différents (valeurs de DMG élevées, avec le mode LP_{01} fortement amplifié et les modes LP_{21} peu amplifiés) et, d'autre part, que les modes possèdent des différences de gain spectral (DSG) importantes. En effet, les modes excentrés présentent un gain plus faible à 1530 nm par rapport au gain obtenu aux plus grandes longueurs d'onde (pente spectrale de gain positive), alors que les modes centrés présentent un gain légèrement plus élevé à 1530 nm (pente spectrale du gain négative pour ces modes). Cette différence

1550 nm		fibre B				somme
	en %	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₁₁	LP ₂₁	
FMF	LP ₀₁	98.5	1.5	-	-	→100
	LP ₀₂	1.3	98.2	-	-	→99.5
	LP ₁₁	-	-	99.7	-	→99.7
	LP ₂₁	-	-	-	99.7	→99.7
somme		↓ 99.8	↓ 99.8	↓ 99.7	↓ 99.7	

TABLE 4.4 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et la FM-EDF (*fibre B*) à la longueur d'onde signal (1550 nm), lors d'un aboutage parfaitement centré.

980 nm		fibre B										somme
	en %	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₀₃	LP ₁₁	LP ₁₂	LP ₂₁	LP ₂₂	LP ₃₁	LP ₄₁	LP ₅₁	
FMF	LP ₀₁	93	6	<1	-	-	-	-	-	-	-	→99
	LP ₀₂	7	92	1	-	-	-	-	-	-	-	→100
	LP ₀₃	<1	1	98	-	-	-	-	-	-	-	→99
	LP ₁₁	-	-	-	97	3	-	-	-	-	-	→100
	LP ₁₂	-	-	-	3	96	-	-	-	-	-	→99
	LP ₂₁	-	-	-	-	-	99	<1	-	-	-	→99
	LP ₂₂	-	-	-	-	-	<1	99	-	-	-	→99
	LP ₃₁	-	-	-	-	-	-	-	99	-	-	→99
	LP ₄₁	-	-	-	-	-	-	-	-	94	-	→94
	LP ₅₁	-	-	-	-	-	-	-	-	-	98	→98
somme		↓ 100	↓ 99	↓ 99	↓ 100	↓ 99	↓ 100	↓ 99	↓ 99	↓ 94	↓ 98	

TABLE 4.5 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et la FM-EDF (*fibre B*) à la longueur d'onde de pompe (980 nm), lors d'un aboutage parfaitement centré.

de pente spectrale du gain peut être expliquée par une dynamique d'amplification longitudinale entre modes différents : pour une longueur de fibre donnée, les modes centrés bénéficient d'une intensité de pompe et d'un niveau de dopant plus élevé.

4.3.6 Caractérisation expérimentale de la fibre

Malgré l'écart significatif entre le profil désiré et le profil obtenu, nous avons tout de même testé le gain modal obtenu avec *fibre B*. En utilisant le même protocole expérimental que celui utilisé pour la caractérisation de la *fibre A*, nous avons pu constater que les modes centrés (combinaison d'un mode LP_{01} et d'un LP_{02} obtenue par une injection centrée) bénéficient d'un gain très supérieur aux modes excentrés (20 dB contre 10 dB respectivement pour 110 mW de pompe). Ce phénomène est dû au très bon taux de recouvrement de ces modes centrés avec l'erbium inversé (forte concentration de l'erbium au centre du cœur et forte intensité du faisceau de pompe au centre du cœur).

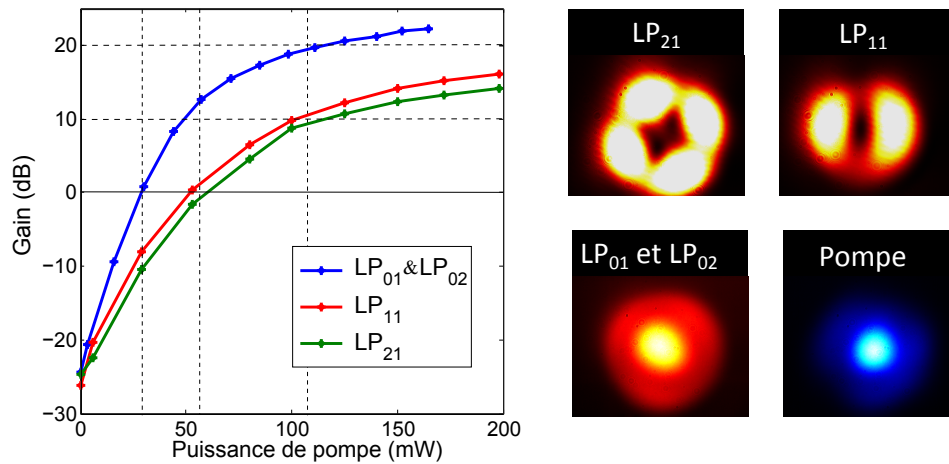


FIGURE 4.20 – *A gauche* : gains modaux obtenus expérimentalement avec la *fibre B* à 1550 nm (traits pleins). *A droite* : profils d'intensité expérimentaux des signaux et de la pompe.

4.3.7 Tentative d'amélioration du profil de dopant

Un des problèmes majeurs de la *fibre B* est la différence de niveau de concentration entre la zone centrale et l'anneau périphérique de dopage en erbium. Cependant, cette différence de concentration peut être ajustée lors de la fabrication de la préforme. En effet, en ajustant la concentration de la solution de sel d'erbium qui permet l'imprégnation des deux couches poreuses de silice, on peut diminuer (ou éventuellement augmenter) le niveau de dopage de chaque zone. En gardant les mêmes étapes de fabrication des préformes, il est possible de considérer que le niveau de dopage est proportionnel à la concentration de la solution. En partant

de ce principe, il est alors possible de réaliser des simulations afin de déterminer le facteur de dilution à appliquer sur la solution entre les deux imprégnations.

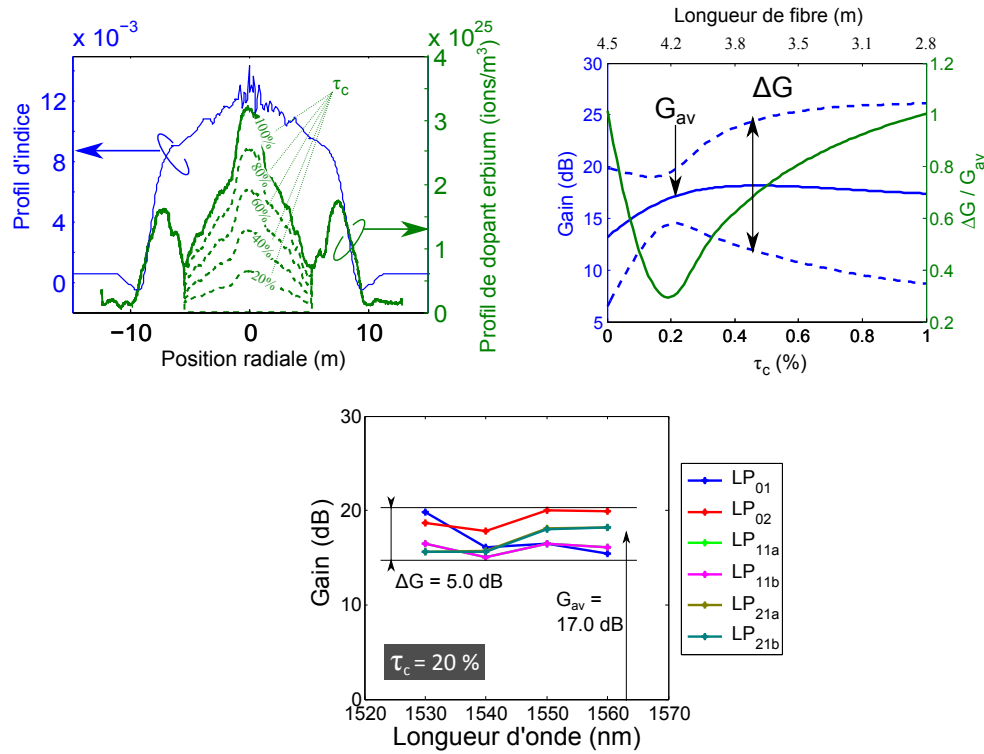


FIGURE 4.21 – Étude théorique des performances de la *fibre B* en fonction du facteur de dilution appliqué à la solution dopante (τ_c). En haut à gauche, évolution du profil de dopage erbium en fonction de τ_c . En haut à droite, évolution du gain moyen et de l'égalisation des gains en fonction de τ_c . En bas, figure de gain des 24 signaux amplifiés à travers le spectre et les modes pour $\tau_c = 20\%$.

Pour cela, prenons les profils d'indice et de dopant erbium de la *fibre B* et appliquons un taux de dilution τ_c sur le dopage en terre rare qui sera compris entre 0 et 1. La délimitation spatiale d'application de ce facteur est obtenue en considérant le niveau minimum d'erbium entre les deux zones de dopage (centre et anneau). Les profils de dopant correspondants à l'application de cette dilution hypothétique ont été représentés sur la figure 4.21. On calcule alors les performances de l'amplificateur en fonction de l'évolution de τ_c .

Les résultats de simulation correspondant à cette étude paramétrique ont été reportés sur la figure 4.21 (en haut à droite). Tout d'abord, notons que lorsque τ_c vaut 1 (100 %), nous retrouvons les performances de la *fibre B* avec une valeur de $\Delta G/G$ égale à 1 ($\Delta G = 17$ dB) et que lorsque τ_c vaut 0, nous retrouvons bien les performances de la *fibre A* avec une valeur de ΔG de 13 dB. Parallèlement, on constate qu'il existe un facteur de dilution permettant une réduction de la différence de gain et donc une meilleure égalisation des gains. En effet, lorsque le facteur de

dilution (τ_c) vaut 20 %, on obtient 17 dB de gain en moyenne sur l'ensemble des canaux amplifiés avec une différence de gain de 5 dB. Même si l'égalisation du gain pour cette géométrie ajustée reste médiocre, il est important de noter qu'il est théoriquement possible de diviser par 3 le facteur de platitude du gain ($\Delta G/G$). En effet, le facteur de platitude du gain ($\Delta G/G$) vaut 0.29 pour $\tau_c = 20$ %, alors que $\Delta G/G$ vaut 1 pour $\tau_c = 0$ % ou 100 % (c'est-à-dire pour des géométries de fibre du type *fibre A* ou *fibre B*). Notons que, pour cette étude, la longueur de fibre est ajustée pour chaque valeur de τ_c (cf. figure 4.21).

4.3.8 Fabrication d'une fibre avec un niveau de dopage ajusté

Suite aux résultats de simulations obtenus dans la section précédente, nous avons réalisé une nouvelle fibre dopée que nous nommerons *fibre C*. La préforme qui a servi à réaliser cette fibre a été obtenue en suivant les mêmes étapes de fabrication que pour la préforme de la *fibre B*, à la différence près que la solution dopante utilisée pour la couche centrale (sel d'aluminium et d'erbium) a été remplacée par une solution dont la concentration en erbium est 5 fois plus faible, mais dont la concentration en sel d'aluminium est la même (afin de limiter la variation d'indice). Les profils d'indice et d'erbium de cette fibre ont été reportés sur la figure 4.22. Comme pour les fibres *A* et *B*, les modes guidés par la fibre ont été calculés par méthode des éléments finis à partir du profil d'indice.

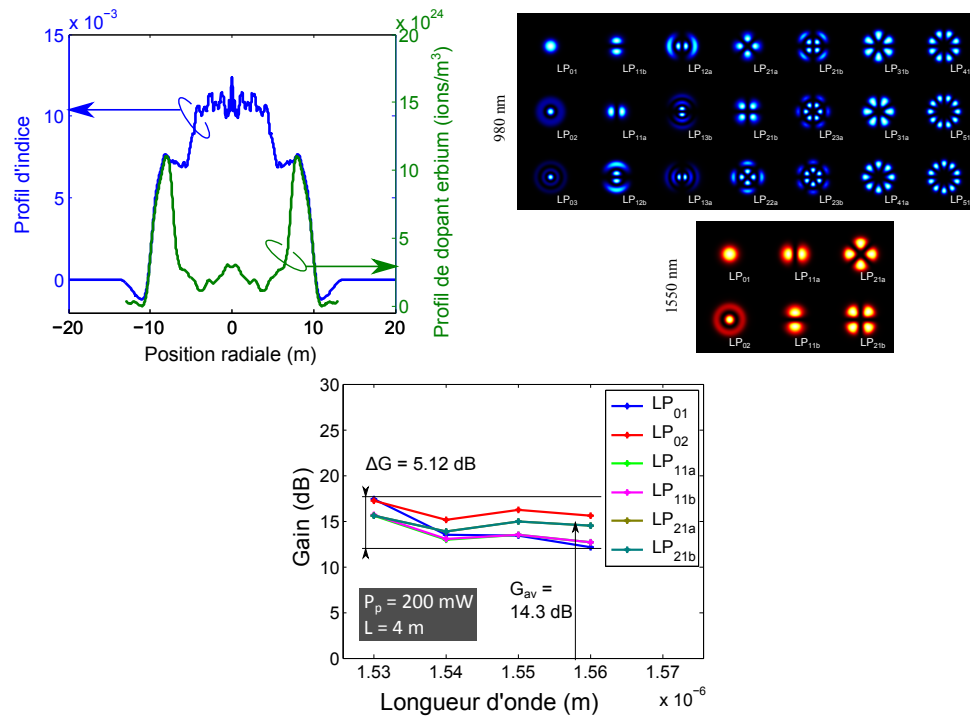


FIGURE 4.22 – Profil d'indice et profil de dopage erbium de la *fibre C*, ainsi que les profils d'intensité des modes guidés par la structure d'indice à 1550 nm et 980 nm

1550 nm		fibre C				somme
	en %	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₁₁	LP ₂₁	
FMF	LP ₀₁	98.4	0.6	-	-	→98.9
	LP ₀₂	1.0	92.7	-	-	→93.7
	LP ₁₁	-	-	97.7	-	→97.7
	LP ₂₁	-	-	-	92.7	→92.7
somme		↓ 99.3	↓ 93.3	↓ 97.7	↓ 92.7	

TABLE 4.6 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et ceux de la FM-EDF (*fibre C*) à la longueur d'onde signal (1550 nm), en supposant un aboutage parfaitement centré.

980 nm		fibre C												somme
	en %	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₀₃	LP ₁₁	LP ₁₂	LP ₁₃	LP ₂₁	LP ₂₂	LP ₃₁	LP ₃₂	LP ₄₁	LP ₅₁	
FMF	LP ₀₁	93	6	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	→99
	LP ₀₂	7	86	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	→96
	LP ₀₃	<1	1	85	-	-	-	-	-	-	-	-	-	→86
	LP ₁₁	-	-	-	93	3	3	-	-	-	-	-	-	→99
	LP ₁₂	-	-	-	5	80	11	-	-	-	-	-	-	→97
	LP ₂₁	-	-	-	-	-	-	95	<1	-	-	-	-	→95
	LP ₂₂	-	-	-	-	-	-	<1	84	-	-	-	-	→84
	LP ₃₁	-	-	-	-	-	-	-	-	86	9	-	-	→95
	LP ₄₁	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	76	-	→76
	LP ₅₁	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	72	→72
somme		↓ 100	↓ 93	↓ 88	↓ 99	↓ 83	↓ 15	↓ 95	↓ 84	↓ 86	↓ 9	↓ 76	↓ 72	

TABLE 4.7 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et ceux de la FM-EDF (*fibre C*) à la longueur d'onde de pompe (980 nm), en supposant un aboutage parfaitement centré.

Il est intéressant de constater à quel point le profil de dopant de cette fibre est proche de celui qui était visé (cf. figure 4.22, profil de dopant correspondant à $\tau_c = 20\%$), avec une réduction d'un facteur 5 de la concentration en erbium au centre. Cependant, on constate que la modification de la solution dopante influence significativement le profil d'indice et par voie de conséquence, les profils de modes sont modifiés également. En effet, la remontée de l'indice sur la zone centrale du cœur va avoir tendance à re-confiner les modes vers le centre de la fibre. On constate clairement cet effet de re-confinement sur la déformation des lobes d'intensité des modes (allongement dans la direction radiale, cf. figure 4.22). Les intégrales de recouvrement entre les modes de la FMF et ceux de la *fibre C* à la longueur d'onde signal et de pompe ont été reportées dans les tableaux 4.6 et 4.7. Même si les deux matrices de transition de modes sont assez proches d'être des matrices identité, on constate une légère dégradation de la valeur des termes non diagonaux comparativement à celles reportées sur les tables 4.4 et 4.5. De plus la *fibre C* supporte plus de modes à la longueur d'onde de pompe que la FMF (modes LP_{13} et LP_{32} en plus). Ceci démontre la difficulté de contrôler simultanément profil d'indice et profil de dopant puisque, théoriquement, une variation de la concentration en erbium ne devrait pas modifier de façon significative l'indice de réfraction (pourvu que l'on maintienne la concentration en aluminium). Les processus physiques et chimiques semblent plus compliqués que prévus.

Pour analyser les performances de cette fibre nous avons réalisé une simulation de l'amplification simultanée de 24 signaux (en utilisant les mêmes paramètres de simulation que ceux utilisés dans la section 4.3.2) : les résultats sont reportés sur la figure 4.22 (en bas). En comparant les performances de cette fibre avec celles qui étaient prévues théoriquement (cf. figure 4.21), on constate une légère dégradation sur le gain moyen (2.7 dB de moins). Ceci est certainement dû à la déformation des profils d'intensité qui va engendrer une variation des intégrales de recouvrement entre les modes et l'erbium. Notons que la longueur de fibre a été ajustée à 3.8 m (au lieu de 4.2, cf. figure 4.21) pour permettre une optimisation de la valeur de ΔG . Cette chute de gain moyen implique une augmentation du facteur d'égalisation du gain : $\Delta G/G = 0.36$. Cette égalisation des gains est donc médiocre comparée à la valeur prévue sur la figure 4.21 ($\Delta G/G = 0.29$) et l'est encore plus au regard de la valeur prévue pour le profil théorique initial de la figure 4.14 ($\Delta G/G = 0.15$).

Les performances obtenues ici sont totalement incompatibles avec les exigences requises pour les télécommunications optiques. Rappelons que, dans le cadre des transmissions optiques WDM dans les fibres monomodes, les EDFA permettent d'obtenir une égalisation des gains sur la bande spectrale avec un facteur $\Delta G/G$ d'environ 0.1, avant égalisation par les filtres.

Après analyse de l'ensemble de ces résultats, il semble justifié d'affirmer qu'il est difficile de concevoir de manière reproductible par méthode MCVD (combinée au dopage en solution) une fibre possédant l'indice de réfraction et le profil de dopant permettant l'égalisation du gain des 6 modes. Même si l'équipe de fabrication de fibre tente toujours à l'heure actuelle de réaliser une telle fibre, il est intéressant d'envisager une autre façon de réaliser de telles fibres afin d'obtenir le profil d'indice

200 **Chapitre 4. Fibres dopées erbium réalisées par voie MCVD**

et de dopant (erbium) adéquat à l'égalisation du gain sur 6 modes. Une alternative de fabrication sera proposée dans le chapitre suivant.

Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons déterminé des géométries de fibres dopées erbium qui permettent l'obtention du gain sur 4 puis 6 groupes de modes LP. Ces géométries de fibre ont été établies par simulation en utilisant le code de simulation des FM-EDFA (cf. chapitre 2). Pour chaque géométrie théorique de fibre proposée, nous avons analysé la stabilité de l'égalisation des gains en fonction des conditions d'utilisation de la fibre.

Une première fibre permettant l'égalisation de 4 modes a été réalisée. Les résultats expérimentaux obtenus avec cette fibre ont été concluants quant à l'égalisation des modes utilisés, avec une égalisation à 2% près (en dB) à une longueur d'onde donnée. Avec une telle fibre il est théoriquement possible d'obtenir des performances identiques à celles des amplificateurs monomodes en termes d'égalisation de gain, sur l'ensemble du spectre de la bande C et sur 4 modes guidés, lors d'une amplification simultanée.

Nous ne sommes malheureusement pas parvenus à réaliser la fibre dont le profil d'indice et d'erbium permettent l'égalisation des gains sur 6 modes transverses. En effet, au cours de la fabrication, différents phénomènes physiques vont limiter le contrôle précis des profils d'indice et d'erbium, ce qui va dégrader fortement les performances de l'amplificateur. D'une part, il semble que la diffusion de l'erbium lors de la fabrication de la préforme limite fortement la résolution spatiale du profil de dopant et, d'autre part, il semble difficile de structurer l'erbium sans détériorer le profil d'indice. Ainsi, il semble très complexe d'obtenir par voie MCVD (associée au dopage par solution chimique) le profil de fibre établi par simulation.

Dans le chapitre suivant nous proposerons une alternative de synthèse de fibre active afin de mieux contrôler le profil d'indice (obtention d'un profil saut d'indice proche de celui de la FMF) et de limiter la diffusion de l'erbium entre les différentes zones dopées.

CHAPITRE 5

Fibres dopées erbium micro-structurées

Sommaire

5.1	Fibres micro-structurées	205
5.1.1	Histoire des fibres micro-structurées	205
5.1.2	Méthode de fabrication des PCF	205
5.1.3	Propagation de la lumière dans les cristaux photoniques.	209
5.1.4	Mécanisme de guidage dans les PCF.	210
5.1.5	Intérêt de la micro-structuration pour les FM-EDFAs	212
5.1.6	Modes guidés par la fibre micro-structurée	214
5.2	Profil de dopant « pixelisé »	217
5.2.1	Élaboration d'un design simple par simulation	217
5.2.2	Réalisation d'une fibre micro-structurée	221
5.2.3	Caractérisation expérimentale de la fibre	223
5.2.4	Egalisation du gain sur 6 modes.	226
5.2.5	Étude de stabilité de la géométrie	227
5.2.6	Influence du profil de dopant du barreau dopé initial	230
5.3	Optimisation du profil par "Gradient Descent"	233
5.3.1	Contexte	233
5.3.2	Optimisation du profile de dopant	234
5.3.3	Evolution du profil de dopant en fonction du profil de pompe	236
5.4	Egalisation du gain sur 10 modes	240
5.4.1	Contexte	240
5.4.2	Optimisation de l'amplificateur	240

Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il est difficile d'obtenir le profil de dopant et le profil d'indice (défini théoriquement) qui permettent d'obtenir l'égalisation des gains, par les techniques de fabrication standard (MCVD et dopage en solution). Dans ce dernier chapitre, nous proposons une géométrie de fibre alternative dont le procédé de fabrication, bien qu'atypique pour les EDFAs, permet un meilleur contrôle de la structure du guide amplificateur.

L'approche proposée repose sur le micro-assemblage de différents barreaux de silice dont la composition varie, afin de réaliser une fibre dite *micro-structurée*. Cette micro-structuration, réalisée dans le cœur de la fibre, offre de nouvelles possibilités en termes de structuration de l'indice, de mécanisme de guidage de l'onde et de structuration de l'erbium dans le cœur. Le profil de dopant sera alors composé de multiples cellules de forme hexagonale et de petite taille et nous parlerons alors de profil de dopant *pixelisé*.

Dans un premier temps, nous ferons quelques rappels sur ce que sont les fibres optiques. Plus particulièrement, nous étudierons une famille particulière de fibres micro-structurées que l'on appelle fibres à cristaux photoniques à guidage par Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM). Nous étudierons la méthode couramment utilisée pour leur fabrication, ainsi que les mécanismes de guidage de la lumière qui leur sont spécifiques. En nous basant sur ce type de géométrie, nous proposerons et introduirons un nouveau type de FM-EDFA permettant l'égalisation du gain sur l'ensemble de la bande C et sur l'ensemble des modes guidés par cette fibre optique.

Dans un deuxième temps, nous analyserons par simulation les performances de géométries de fibres qui permettent l'égalisation du gain, tout en conservant une structure simple vis-à-vis des contraintes de fabrication. Nous verrons tout d'abord la possibilité d'égaliser le gain sur 4 modes. Une première réalisation de fibre micro-structurée sera alors proposée et analysée. Les performances de cette fibre en régime d'amplification seront également reportés. Puis, nous montrerons qu'il est possible d'étendre l'égalisation des gains à 6 modes. Nous analyserons également l'influence du profil de dopant sur les performances de l'amplificateur, en nous intéressant à l'assemblage des pixels entre eux, mais également au profil d'un pixel unitaire.

Nous aborderons ensuite la possibilité de réaliser des profils de dopant plus complexes, mais pour autant réalisables avec cette méthode de fabrication. Pour les identifier, nous opterons pour une méthode d'optimisation du profil de dopant de type *méthode du gradient*. Notons que le principe de cette méthode a été reporté et décrit dans la section 2.3. Nous étudierons, d'une part, la bonne convergence de l'algorithme et, d'autre part, nous analyserons les solutions proposées. L'égalisation du gain de l'amplificateur étant fonction du profil de dopant et du schéma de pompage, nous illustrerons l'interdépendance qui existe entre ces deux aspects, grâce à la méthode d'optimisation. Enfin, nous étudierons de façon succincte la possibilité d'étendre l'égalisation du gain de 6 à 10 modes spatiaux (i.e. 20 modes en comptant la dégénérescence en polarisation).

5.1 Fibres micro-structurées

5.1.1 Histoire des fibres micro-structurées

La notion de fibre micro-structurée date de 1974, avec les premières démonstrations de fibres « non homogènes » qui ont été réalisées par Kaiser [Kaiser 1974] et dont quelques exemples datant de cette époque ont été reportés sur la figure 5.1. On constate sur cette figure que les fibres sont constituées de silice (constituant la structure de la fibre) et de gaz (trous d'air). Le milieu assurant alors le guidage n'est pas homogène.

Parmi les fibres micro-structurées il existe une famille très répandue que l'on nomme Fibre à Cristaux Photoniques (PCF pour *Photonic Cristal Fiber*) [Knight 1996]. Ces fibres offrent la possibilité de deux type de mécanisme de guidage de la lumière : RTIM et Bande Interdite Photonique (BIP) (cf. section 5.1.4). Notons que dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous intéresserons uniquement aux PCF à guidage par RTIM.

La première PCF a été réalisée par Birks en 1997 [Birks 1997]. Comme on peut le voir sur la figure 5.2, cette fibre est constituée d'un cristal photonique dans le sens où les trous d'air forment un réseau à deux dimensions dans le plan transverse (Oxy) et est invariant suivant l'axe (Oz). Cette structure va jouer le rôle de gaine optique. Le cœur de la fibre est obtenu en réalisant un défaut dans cette structure (absence de trou au centre de la fibre).

Ces premières démonstrations ont alors ouvert de nombreuses possibilités en termes de géométrie de fibre et en termes de propriétés physiques des fibres. Les applications de ces fibres sont multiples :

- fibres infiniment monomodes [Birks 1997],
- obtention de très forts changements d'indice optique entre le cœur et la gaine (très grandes O.N., air-clad etc..) [Eggleton 2001, Baz 2013a, W. J. Wadsworth 2004],
- confinement extrême de la lumière (petits cœurs) permettant l'exacerbation des effets non-linéaires (super-continuum, par exemple), [Petropoulos 2003, Kudlinski 2012]
- fibres à large aire effective, monomode pour le transport de fortes puissances tout en limitant les effets non-linéaires [Baz 2013a, Aleshkina 2011].
- réalisation d'anti-guides (indice de cœur inférieur à la gaine), combinés à une gaine permettant un guidage par bande interdite photonique (BIP), etc... [Bouwman 2005, Fevrier 2010]

5.1.2 Méthode de fabrication des PCF

Une méthode couramment utilisée pour la réalisation des PCF est connue sous le nom de méthode d'« assemblage-étirage » (*Stack & Draw* en anglais). Les étapes de cette réalisation sont les suivantes et sont illustrées sur la figure 5.3 :

- Tout d'abord, on part de capillaires et de tiges de verres dont on aura préala-

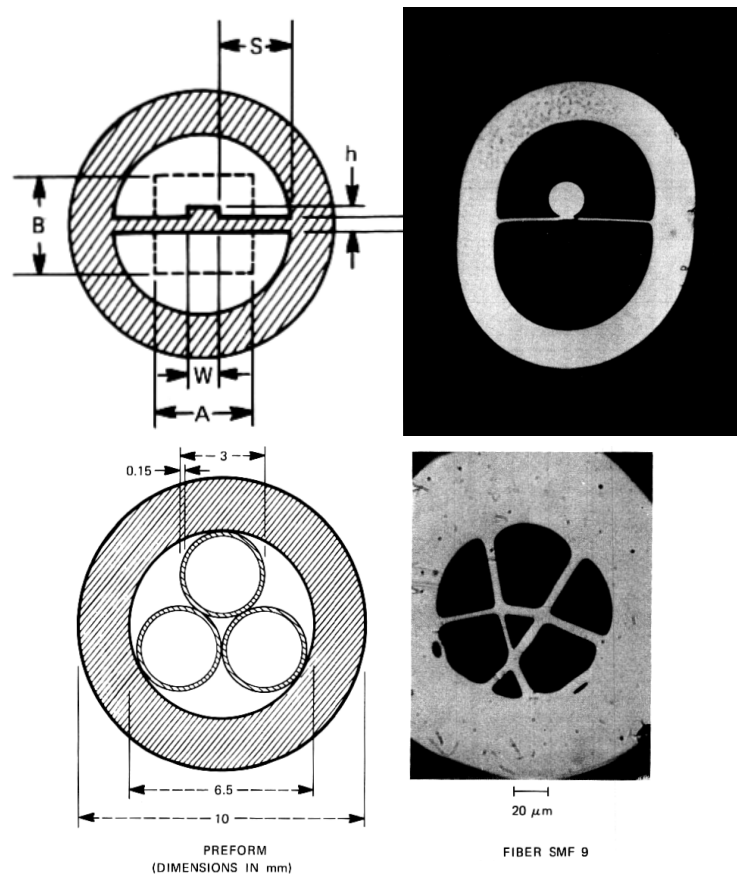


FIGURE 5.1 – Première réalisation de fibres micro-structurées par Kaiser [Kaiser 1974].

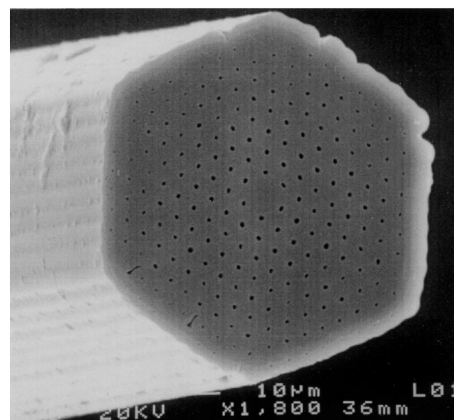


FIGURE 5.2 – Première réalisation de fibre dont la gaine est un cristal photonique [Birks 1997].

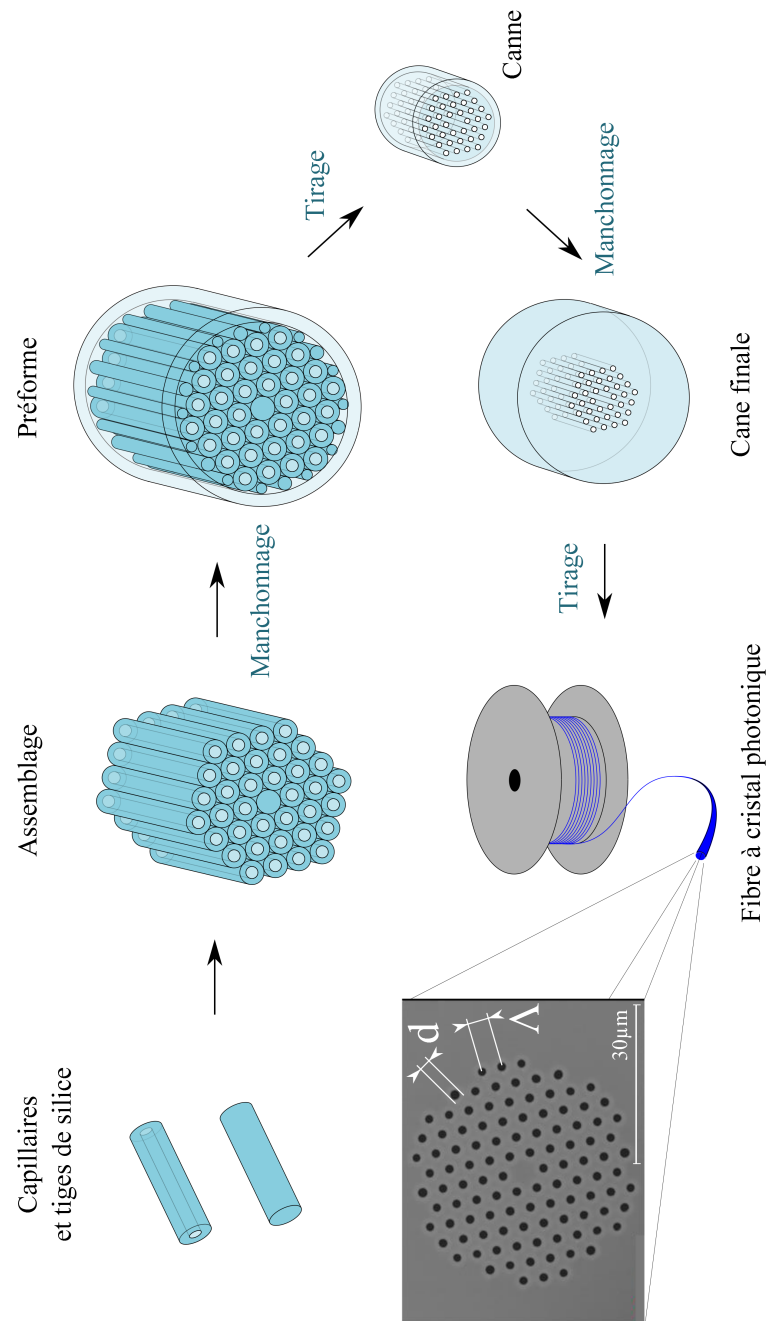


FIGURE 5.3 – Principales étapes de la fabrication des PCF par assemblages-étirages successifs.

- blement ajusté le diamètre lors de leur réalisation à l'aide de la tour de fibrage (cf. figure 1.9). Le diamètre est alors millimétrique.
- Puis on empile ces différents capillaires et tiges suivant un maillage hexagonal transverse. La tige de silice qui constituera le cœur est alors placée au centre de la structure dont la gaine est réalisée en capillaires.
 - Une fois cet assemblage réalisé, on manchonne l'ensemble dans un tube. Il est alors nécessaire de caler l'assemblage à l'aide de tiges de plus petit diamètre (sur la périphérie) afin que la structure soit rigide.
 - On tire alors cette préforme pour obtenir une « canne » dont les dimensions sont à nouveau de quelques millimètres. Cette étape est de nouveau réalisée à l'aide de la tour de fibrage. On remarque sur le schéma de la figure 5.3 que, sur la canne, les trous inter-capillaires ont été refermés alors que les capillaires restent ouverts. Ceci peut-être obtenu à l'aide d'un système de contrôle de la pression du gaz dans les différents trous. En appliquant une légère surpression dans les capillaires, il est possible de conserver les trous principaux et d'en ajuster la taille lorsque la préforme passe à travers le four de la tour. En réalisant une dépression dans la zone comprise entre les capillaires, les trous inter-capillaires se referment spontanément lors du passage dans le four.
 - Un éventuel deuxième manchonnage permet d'accroître le diamètre de la canne, afin de fixer le rapport des dimensions cœur/gaine.
 - En utilisant cette canne finale comme préforme, on tire alors une fibre à l'aide de la tour de fibrage. La vitesse de tirage détermine le diamètre final de la fibre et, à nouveau, un système de contrôle de la pression dans les trous permet d'ajuster la taille des trous dans la fibre. Au final, on obtient une fibre dont la gaine optique est un cristal photonique dont les propriétés optiques sont déterminées par la distance entre les trous (Λ , le pas du réseau) et par la taille des trous eux-mêmes (d).

Notons enfin qu'en se basant sur cette technique de réalisation de fibre, il est possible de concevoir un grand nombre de géométries de fibres qui étaient jusqu'alors impossibles à fabriquer. En effet, il est possible de concevoir des structures de cristaux photoniques suivant une maille autre que hexagonale (par exemple carrée) et il est possible de réaliser plusieurs défauts dans la structure du cristal photonique. Ainsi, la réalisation de fibres multicœurs devient aisée et plusieurs défauts voisins permettent d'obtenir des cœurs de surface plus grande, dont la géométrie peut varier : triangulaire (3 défauts), losange (4 défauts), hexagonale (1 défaut entouré de 6 autres défauts) etc... Il est également possible d'utiliser différents matériaux pour chaque élément de l'assemblage de la structure afin d'obtenir des géométries de fibres complexes (cœur dopé terre rare ou élaboration de structures d'indice complexes avec certains éléments dopés germanium ou fluor). Certaines fibres toutes solides peuvent être fabriquées par micro-structuration en utilisant uniquement des tiges de silice d'indices différents (pas de capillaires).

5.1.3 Propagation de la lumière dans les cristaux photoniques.

Comme nous venons de l'introduire dans la section précédente, les propriétés optiques de la gaine sont déterminées par les dimensions caractéristiques du cristal photonique, c'est à dire Λ et d . Pour comprendre le mécanisme de guidage dans les PCF, il convient d'étudier, en premier lieu, les propriétés de propagation de la lumière dans les cristaux photoniques.

Nous limiterons notre étude au cas des cristaux photoniques constitués par des inclusions de bas indice dans un milieu d'indice plus haut (typiquement des trous d'air dans la silice).

Considérons une onde électromagnétique se propageant suivant l'axe (Oz) dans un cristal photonique dont la structure est invariante suivant ce même axe, constitué d'un matériau d'indice n_m et d'inclusions d'indice n_i (cf. figure 5.4). On peut montrer alors que les différents modes de propagation dans cette structure possèdent des indices effectifs toujours inférieurs à l'indice du mode fondamental que nous noterons n_{FSM} (pour *Fondamental Space-filling Mode*). En d'autres termes, l'onde qui se propage dans cette structure périodique se décompose en différents modes dont la vitesse de phase est liée à un indice effectif tel que :

$$n_{\text{eff}} \leq n_{\text{FSM}}$$

Notons que le mode de propagation qui correspond à $n_{\text{eff}} = n_{\text{FSM}}$ est appelé *mode fondamental* du cristal photonique.

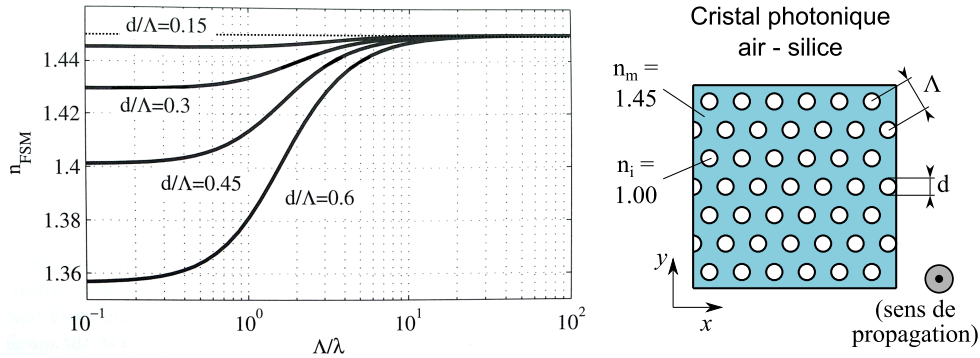


FIGURE 5.4 – Evolution de n_{FSM} en fonction de Λ et de d dans le cas d'un cristal photonique air-silice à maille hexagonale. L'indice n_m est celui de la silice pure ($n_{\text{silice}}=1.45$ pour $\lambda=1\mu\text{m}$). Courbes provenant de [Renversez 2005]

Lorsque la longueur d'onde est très grande devant les dimensions du réseau ($\Lambda/\lambda \ll 1$, cf. figure 5.4), l'onde ne résout pas spatialement la structure d'indice et on peut alors considérer le milieu comme étant quasi-homogène. Sous ces conditions simplifiées, la valeur de n_{FSM} est donnée par la relation suivante :

$$n_{\text{FSM}} = \sqrt{f n_i^2 + (1 - f) n_m^2}$$

avec f le rapport de surface entre l'inclusion et la maille :

$$f = \frac{S_{inc}}{S_{maille}}$$

Si la maille est hexagonale et que les inclusions conservent une forme circulaire, on peut écrire :

$$f = \frac{\pi d^2/4}{\Lambda^2\sqrt{3}/2} = \frac{\pi\sqrt{3}}{6} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^2$$

On constate alors que la valeur de n_{FSM} est fonction de l'indice des inclusions (n_i), de l'indice du matériau (n_m) et du rapport d/Λ (diamètre des trous normalisé au pas du réseau).

Dans le cas où la longueur d'onde est très petite devant les dimensions de la maille ($\Lambda/\lambda \gg 1$, cf. figure 5.4), l'onde résout les variations d'indice transverse et l'énergie est localisée dans les zones de haut indice. Dans ce cas

$$n_{FSM} = n_m \quad \text{si} \quad n_m > n_i$$

Enfin, lorsque l'onde possède des dimensions similaires aux dimensions de la maille, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell pour calculer les indices effectifs des différents modes qui se propagent dans la structure. Il est alors nécessaire d'avoir recours à des outils (numériques ou analytiques) qui permettent de calculer la valeur de n_{FSM} .

5.1.4 Mécanisme de guidage dans les PCF.

La propagation de la lumière dans les cristaux photoniques est essentiellement décrite par la valeur de l'indice effectif du mode fondamental de la structure d'indice n_{FSM} . Dans le cadre des PCF, le cœur de la fibre est obtenu en réalisant un défaut dans le réseau du cristal photonique (maille sans inclusion au centre, cf. figure 5.3). Le reste du réseau fait alors office de gaine optique. Dès lors, toute onde dont l'indice effectif est supérieur à n_{FSM} et est inférieur à l'indice du cœur (n_c) sera guidée dans le cœur de la fibre. Bien souvent, $n_c = n_m$ puisque la tige utilisée pour faire le cœur lors de l'assemblage est faite dans la même matière que celle des capillaires. Sur la figure 5.5, on peut voir une schématisation des différentes solutions de propagation dans la structure cœur-gaine de la PCF. En combinant les valeurs d'indices effectifs autorisées dans le cœur à celles interdites dans la gaine, on obtient l'intervalle des valeurs possibles qui correspond aux modes guidés dans le cœur. Au final, l'ensemble des solutions possibles dans la PCF est assez similaire à celui que l'on peut obtenir dans une fibre optique dite « classique » (cf. figure 1.11). Par analogie au mécanisme de guidage par Réflexion Totale Interne (RTI) des fibres toutes solides, on parle ici de RTIM.

L'analogie entre PCF et fibre « classique » peut même être étendue à la notion de fréquence normalisée et de nombre de modes guidés dans la fibre. En effet, en imaginant un profil d'indice de type saut d'indice équivalent à la structure il est possible de

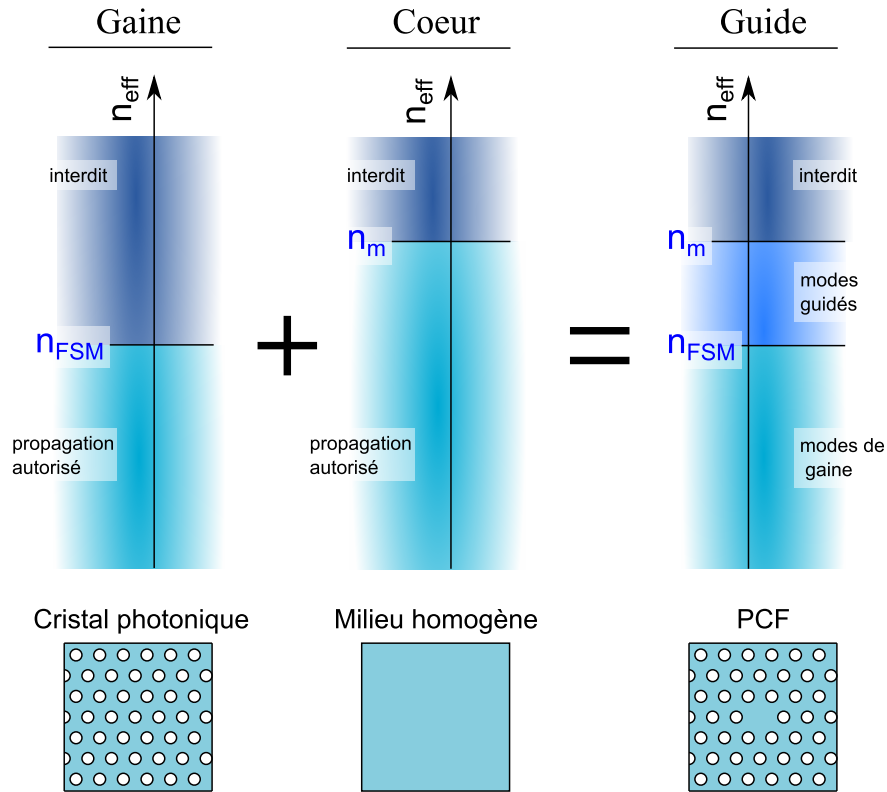


FIGURE 5.5 – Mécanisme de guidage de la lumière dans les PCF : Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM) : pour les solutions telles que $n_{\text{FSM}} < n_{\text{eff}} < n_m$ dans la PCF, on peut trouver au moins un mode guidé par le cœur de la fibre, à l’instar des fibres à saut d’indice conventionnelles.

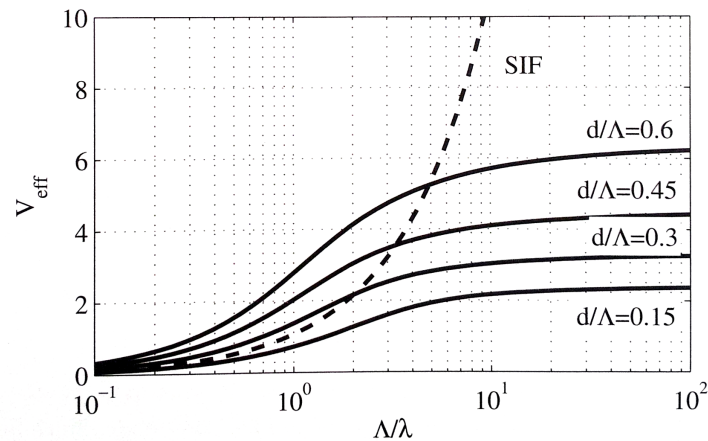


FIGURE 5.6 – Evolution de V_{eff} en fonction de Λ et de d dans le cas d’une PCF air-silice à un défaut et à maille hexagonale avec $\lambda = 1 \mu\text{m}$. La valeur de V pour une fibre standard à saut d’indice (SIF pour *Step Index Fiber* d’ouverture numérique 0.17 et dont le rayon de cœur serait Λ) est également reportée en pointillés [Renversez 2005].

calculer une fréquence normalisée effective (V_{eff}) pour la PCF dont le cœur est constitué d'un défaut unique dans le cristal photonique [Birks 1997, Renversez 2005] :

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_m^2 - n_{\text{FSM}}^2}$$

En comparant cette fréquence normalisée effective à celle obtenue pour une fibre à saut d'indice (cf. équation 1.25), on comprend que le profil d'indice équivalent est un saut d'indice valant $n_m - n_{\text{FSM}}$ et dont le rayon de cœur équivalent vaut Λ . Notons que ce choix d'équivalence de rayon de cœur est relativement arbitraire et qu'il n'y a pas de définition rigoureuse du rayon équivalent. Cependant, il est parfois utile d'utiliser une définition faisant coïncider la fréquence normalisée de coupure du mode LP_{11} avec la valeur de 2.405, afin d'obtenir une analogie entre PCF et fibre à saut d'indice. Sous ces conditions, il est préférable d'utiliser une nouvelle définition pour la fréquence normalisée effective [Koshiba 2004] :

$$V'_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} \sqrt{n_m^2 - n_{\text{FSM}}^2}$$

Le nombre de modes guidés est donné de façon approximative par la relation 1.27. En effet, même si le nombre de modes guidés est bien proportionnel à V_{eff}^2 , une étude numérique plus poussée est nécessaire pour calculer exactement le nombre de modes puisque la valeur des fréquences de coupure n'est pas exactement la même que pour une fibre à saut d'indice.

Notons enfin qu'il est possible de mettre en jeu des mécanismes de guidage beaucoup plus complexes que le guidage par RTIM dans les PCF. En effet, les cristaux photoniques ont la capacité d'avoir certains intervalles de valeurs d'indices effectifs qui sont interdits à la propagation, même quand $n_{\text{eff}} < n_{\text{FSM}}$. On parle alors de Bandes Interdites Photoniques (BIP). En utilisant cette caractéristique singulière, il est alors possible de guider la lumière dans des « anti-guides » (indice de cœur plus petit que la gaine). Nous ne traiterons cependant pas le cas du guidage par BIP, car l'ensemble des fibres qui seront présentées dans la suite de ce document seront conçues pour assurer un guidage par RTIM uniquement.

5.1.5 Intérêt de la micro-structuration pour les FM-EDFAs

La micro-structuration offre une possibilité très intéressante pour réaliser une FM-EDF qui possède le profil d'indice et le profil de dopage erbium adéquat. Face aux difficultés rencontrées lors des différentes tentatives de réalisation de la fibre par voie MCVD (cf. chapitre 4), il devient clair qu'étudier d'autres possibilités pour la réalisation de ces fibres s'avère nécessaire.

Le protocole de fabrication des FM-EDF micro-structurées s'apparente alors à celui des PCF (cf. figures 5.3 et 5.7). En utilisant des capillaires pour réaliser la gaine et des tiges de silice dopée erbium pour réaliser le cœur, il est possible de réaliser une telle fibre [Hilaire 2006, Baz 2013b]. Les avantages de cette méthode de fabrication sont multiples :

- Le contrôle de l'indice de réfraction des tiges constituant le cœur est réalisé avant fabrication, assurant l'obtention du RIP voulu (indice constant dans le cœur).
- Il est possible d'ajuster finement la composition modale lors du tirage de la fibre en modifiant la valeur de d/Λ .
- Il est possible de « pixéliser » le profil de dopant puisque le cœur de la fibre peut être constitué de plusieurs cellules (dans le cas d'une PCF dont le cœur est constitué de plusieurs défauts dans le cristal photonique).
- Le contrôle du profil de dopant est plus précis puisqu'il est possible de le contrôler avant fabrication de la préforme en analysant le niveau de dopage de chaque tige qui constituera le cœur.
- Possibilité de briser la symétrie azimutale du profil de dopant (ce qui n'est pas aisé dans le cas d'une fabrication type MCVD).
- Il est également possible de réaliser une fibre toute solide (pas de trou), pourvu que l'on dispose de tiges de verre possédant des indices de réfraction permettant de réaliser la différence d'indice souhaitée entre cœur et gaine.
- Enfin, nous démontrerons plus loin dans ce chapitre qu'un tel procédé de fabrication permet de limiter de façon efficace la diffusion de l'erbium entre zones dopées, ce qui n'était pas le cas du procédé MCVD combiné un dopage en solution (cf. section 4.3.7).

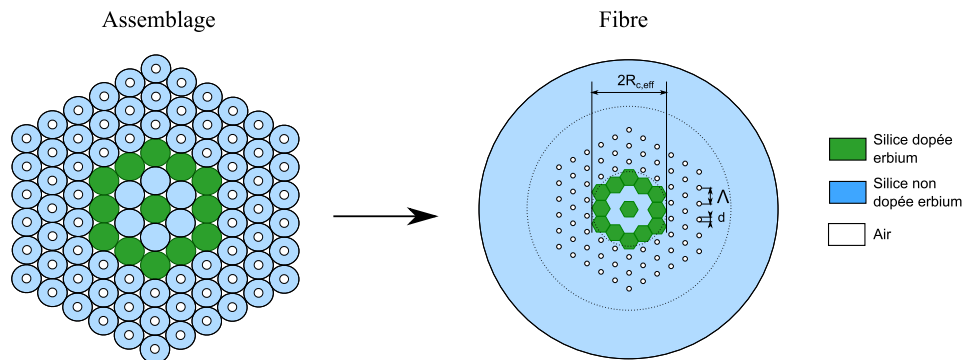


FIGURE 5.7 – Principe de base de la géométrie et de la fabrication d'une fibre micro-structurée dopée erbium faiblement multimode.

Dans le cadre de ce travail, nous nous focaliserons sur l'élaboration d'une PCF dont le cœur sera constitué de 19 défauts dans la structure du cristal photonique afin de réaliser une FM-EDF micro-structurée qui permette l'égalisation du gain sur l'ensemble de la bande C et sur l'ensemble des modes guidés dans le cœur. Le nombre de 19 défauts correspond à un cœur constitué de trois couronnes de défauts (cf. figure 5.7), ce qui laisse suffisamment de degrés de liberté pour ajuster le profil de dopant, afin d'obtenir l'égalisation des gains.

5.1.6 Modes guidés par la fibre micro-structurée

Il est d'ores et déjà possible de fixer les paramètres d et Λ de cette géométrie de fibre, puisque nous comptons l'utiliser en association avec la FMF passive que nous utilisons expérimentalement (cf. figure 2.19). Ainsi, il est nécessaire d'ajuster ces deux paramètres pour obtenir, d'une part, la meilleure correspondance possible en nombre de modes et, d'autre part, une correspondance des dimensions transverses de ces modes, lors d'une connexion entre la FMF et la FM-EDF micro-structurée. Nous considérerons que :

- la PCF est constituée de silice pure et d'air,
- le cœur est constitué de 19 défauts,
- le cristal photonique faisant office de gaine est constitué de 5 couronnes de trous
- nous négligerons l'influence de l'erbium sur la valeur de l'indice optique (i.e. nous considérerons que le cœur possède le même indice que la silice qui constitue la gaine.

Sous ces conditions, il convient tout d'abord d'ajuster la taille du cœur, via le facteur Λ . En effet, en se basant sur de simples considérations géométriques (cf. figures 5.7 et 5.8), le rayon de cœur d'une PCF à 19 défauts peut être approximé comme valant :

$$R_{c,\text{eff}} = \frac{4\Lambda}{\sqrt{3}} \quad (5.1)$$

Notons que cette définition de taille du cœur est assez similaire à celle proposée par Bao [Bao 2014].

Le rayon de cœur de la FMF passive étant égal à $7.5 \mu\text{m}$, on aboutit alors à une valeur de Λ qui vaut $3.3 \mu\text{m}$ environ. Par la suite nous avons cherché la valeur optimum de d/Λ à l'aide de COMSOL. Pour cela, nous avons réalisé une optimisation de la valeur de d qui offre un bon compromis au niveau de l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental de la PCF et celui de la FMF passive à 1550 nm (intégrale de recouvrement se rapprochant au mieux de 1). Finalement, nous avons trouvé que la solution était obtenue pour $d = 1 \mu\text{m}$, ce qui implique une valeur de d/Λ de 0.3. En se reportant à la figure 5.4, on constate que cette valeur de d/Λ est cohérente avec un saut d'indice équivalent à celui de la FMF passive. En effet, en posant $\Lambda = 3.3 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1550 \text{ nm}$, on peut voir qu'il faut une valeur de d/Λ d'environ 0.3 pour obtenir un saut d'indice effectif dans la PCF ($n_{\text{silice}} - n_{\text{FSM}}$) qui vaut environ 10^{-2} .

Les profils d'intensité d'une telle fibre micro-structurée ont été reportés sur la figure 5.8. Il est particulièrement intéressant de constater que les profils de ces modes prennent spontanément une forme légèrement hexagonale, ce qui est dû à la forme du cœur. Cependant, il reste aisé d'identifier chaque type de mode en fonction de son profil d'intensité. On constate également que le nombre de modes à la longueur d'onde de pompe est relativement faible. Ce phénomène est expliqué par le fait que la valeur du saut d'indice équivalent de la PCF évolue en fonction de la longueur d'onde. En effet, à longueur d'onde plus courte, la lumière résout mieux la structure du cristal photonique, ce qui implique une valeur de n_{FSM} plus élevée. La différence

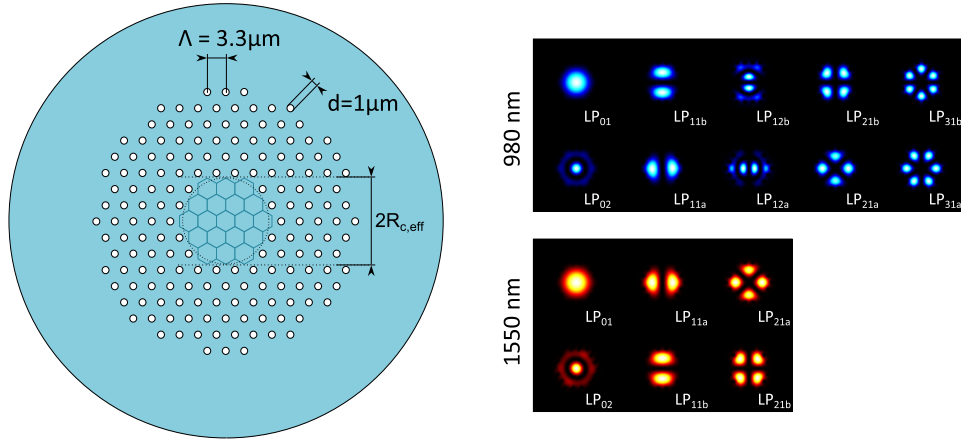


FIGURE 5.8 – Géométrie de la PCF qui sera utilisée pour l'ensemble des fibres supportant 6 modes. Profils d'intensité des modes guidés à 1550 nm et à 980 nm.

d'indice étant plus faible, la valeur de V_{eff} est alors plus faible qu'elle ne le serait pour un saut d'indice constant. Cette variation singulière de la valeur de V_{eff} en fonction de λ est illustrée sur la figure 5.6.

Pour démontrer la forte similitude entre les profils de modes de la FM-PCF et ceux de la FMF passive, nous avons reporté les intégrales de recouvrement entre les modes de ces deux fibres, à 1550 nm et à 980 nm (cf. tables 5.1 et 5.2). On remarque à quel point les valeurs sur la diagonale des matrices de transition de modes sont proches de 1 et à quel point les valeurs hors-diagonale sont faibles. Cependant, la différence importante du nombre de modes guidés à 980 nm peut potentiellement induire de fortes pertes de puissance, notamment dans le cas d'une connexion FMF vers FM-PCF, puisque l'énergie d'un mode guidé en amont sera perdue si ce mode n'est pas guidé en aval. De plus, certains termes habituellement nuls, ne le sont pas ici, comme par exemple l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{51} de la FMF et le mode LP_{12} de la FM-PCF à 980 nm. Ce résultat est dû au fait que le mode LP_{12} ne possède plus une dépendance azimutale en $\cos(l\theta)$ ou $\sin(l\theta)$ (structure hexagonale du cœur), ce qui implique une intégrale de recouvrement qui n'est plus forcément nulle entre modes dont la valeur de l diffère. De même, il est possible d'observer des différences d'intégrale entre modes qui sont normalement dégénérés. Par exemple, l'intégrale de recouvrement entre les modes LP_{31} à 980 nm dépend de la dégénérescence spatiale du mode qui est considéré : les modes LP_{31a} ont un meilleur recouvrement que les modes LP_{31b} de 7%. Ces résultats singuliers concernant la comparaison des modes entre la FMF (dont la symétrie est cylindrique) et la FM-PCF montre qu'il y a, dans ce dernier type de fibre, une levée de dégénérescence entre les modes qui possèdent le même l et le même m . Il convient, alors, de considérer ces modes de façon indépendante. Comme nous le verrons plus tard dans ce chapitre, cette levée de dégénérescence va induire une légère différence de profil d'intensité entre modes, ayant pour conséquence une différence des gains modaux respectifs.

1550 nm		FM-PCF				somme
	<i>en %</i>	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₁₁	LP ₂₁	
FMF	LP ₀₁	99.8	<0.1	-	-	→99.8
	LP ₀₂	<0.1	95.7	-	-	→95.7
	LP ₁₁	-	-	99.3	-	→99.3
	LP ₂₁	-	-	-	97.9	→97.9
somme		↓ 99.8	↓ 95.7	↓ 99.3	↓ 97.9	

TABLE 5.1 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et la FM-PCF à la longueur d'onde signal (1550 nm), lors d'un aboutage parfaitement centré.

980 nm		FM-PCF						somme
	<i>en %</i>	LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₁₁	LP ₁₂	LP ₂₁	LP ₃₁	
FMF	LP ₀₁	99	1	-	-	-	-	→100
	LP ₀₂	<1	95	-	-	-	-	→96
	LP ₀₃	<1	2	-	-	-	-	→2
	LP ₁₁	-	-	98	2	-	-	→100
	LP ₁₂	-	-	1	88	-	-	→89
	LP ₂₁	-	-	-	-	96	-	→96
	LP ₂₂	-	-	-	-	2	-	→2
	LP ₃₁	-	-	-	-	-	91 à 98	→98
	LP ₄₁	-	-	-	-	<1	-	→0
	LP ₅₁	-	-	<1	2	-	-	→0
somme		↓ 100	↓ 98	↓ 99	↓ 90	↓ 98	↓ 98	

TABLE 5.2 – Taux de couplage en puissance entre les modes de la FMF passive et la FM-PCF à la longueur d'onde de pompe (980 nm), lors d'un aboutage parfaitement centré.

5.2 Profil de dopant « pixelisé »

5.2.1 Élaboration d'un design simple par simulation

Grâce à la technique de fabrication des PCF, il est possible de micro-assembler les différentes zones du cœur qui seront dopées erbium. En termes de profil de dopant, de nombreuses possibilités sont alors offertes. En effet, chaque cellule de cœur peut avoir une concentration en erbium donnée et il est même possible de réaliser un manchonnage pour affiner le diamètre de la zone dopée dans chaque cellule (en introduisant une tige de silice dopée erbium dans un capillaire par exemple).

Dans cette section, nous nous intéresserons à l'élaboration de solutions simples qui consistent à n'utiliser qu'un seul type de silice dopée erbium pour réaliser l'assemblage du cœur de la préforme. Ainsi, une seule concentration d'erbium sera disponible pour réaliser le profil de dopant. La distribution spatiale de l'erbium sera alors obtenue et ajustée en juxtaposant des plots de silice non dopée erbium avec d'autres plots qui, eux, le seront. La réalisation d'une telle fibre est alors aisée, puisque seulement deux types de barreaux de silice de même indice sont nécessaires pour la composition du cœur. Quelques exemples de géométrie de profils de dopant réalisables sous ces conditions ont été reportés sur les figures 5.9 et 5.10. La concentration des barreaux dopés sera fixée à 8×10^{24} ions.m⁻³.

En se reportant aux résultats du chapitre précédent, nous nous souvenons qu'il est intéressant de distribuer l'erbium sous forme d'anneau, puis d'ajouter une zone dopée au centre de la fibre (cf. figure 4.2 et 4.15). Ce type de dopage est transposable et réalisable avec une micro-structuration du cœur, même s'il n'est pas possible d'ajuster l'épaisseur de chaque zone dopée, puisque la micro-structuration fixe la taille de chaque cellule hexagonale (Λ). Les profils de dopant relatifs à cette transposition ont été reportés sur la figure 5.9 (géométrie 1 et 2).

Afin de pouvoir comparer les performances de ces nouvelles géométries, nous avons réalisé des simulations d'amplification en considérant de telles Fibres Dopées Erbium Micro-structurées Faiblement Multimode (M-FM-EDF pour *Microstructured - Few Mode - Erbium Doped Fiber* en anglais). Pour cela, nous avons considéré le profil de dopants reporté sur les figures 5.9 et 5.10, ainsi que les profils d'intensité de modes reportés sur la figure 5.8. Ces différents paramètres de simulation ont ensuite été utilisés dans le code de simulation des FM-EDFA (cf. section 2.2). A l'instar des simulations reportées dans la section 4.3, nous considérerons que 24 signaux sont amplifiés simultanément (4 longueurs d'onde $\times$ 6 modes) avec une puissance signal de -17 dBm par canal utilisé (puissance signal total de $480 \mu\text{W}$), pour un budget de pompage de 200 mW (injecté de façon centrée). Le mode LP_{03} n'existant pas à la longueur d'onde de pompe dans cette fibre micro-structurée, nous avons distribué de façon équitable la puissance de pompe entre les deux modes LP_{01} et LP_{02} . Comme nous le verrons plus tard, une telle composition modale de pompe peut être obtenue pour un *waist* d'injection du faisceau de pompe de $2.5 \mu\text{m}$. La longueur de fibre est ajustée de telle sorte à maximiser le gain moyen (G_{av}) et à minimiser la valeur de l'excursion de gain (ΔG).

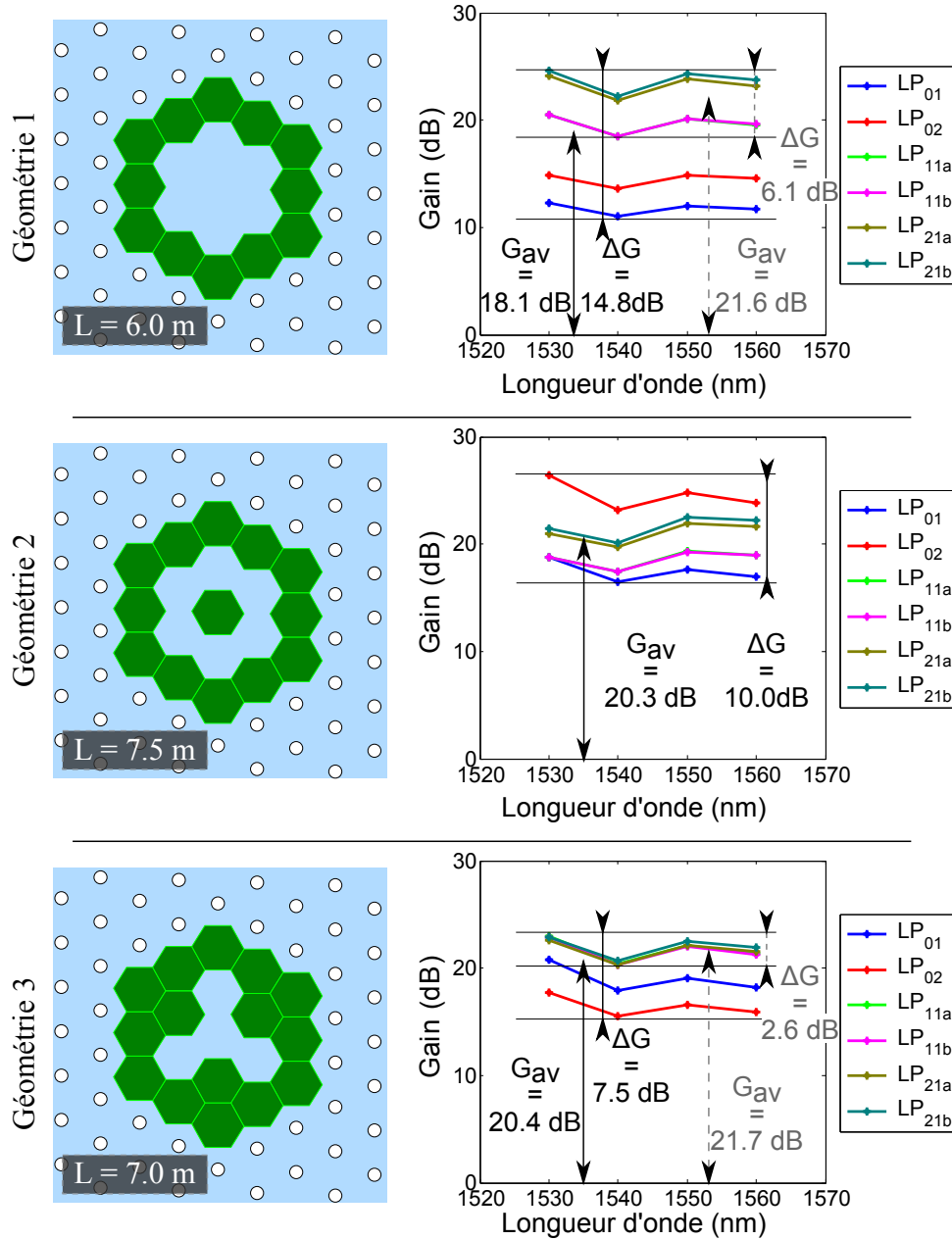


FIGURE 5.9 – Quelques exemples de pixelisation des profils anneau avec ou sans zone dopée au centre, ainsi que leurs performances en termes de gains respectifs. La valeur de gain moyen sur l'ensemble des canaux ainsi que l'excursion du gain ont également été reportées (en noir). En gris, le gain moyen et l'excursion du gain des modes excentrés (i.e. les modes LP_{11} et LP_{21}).

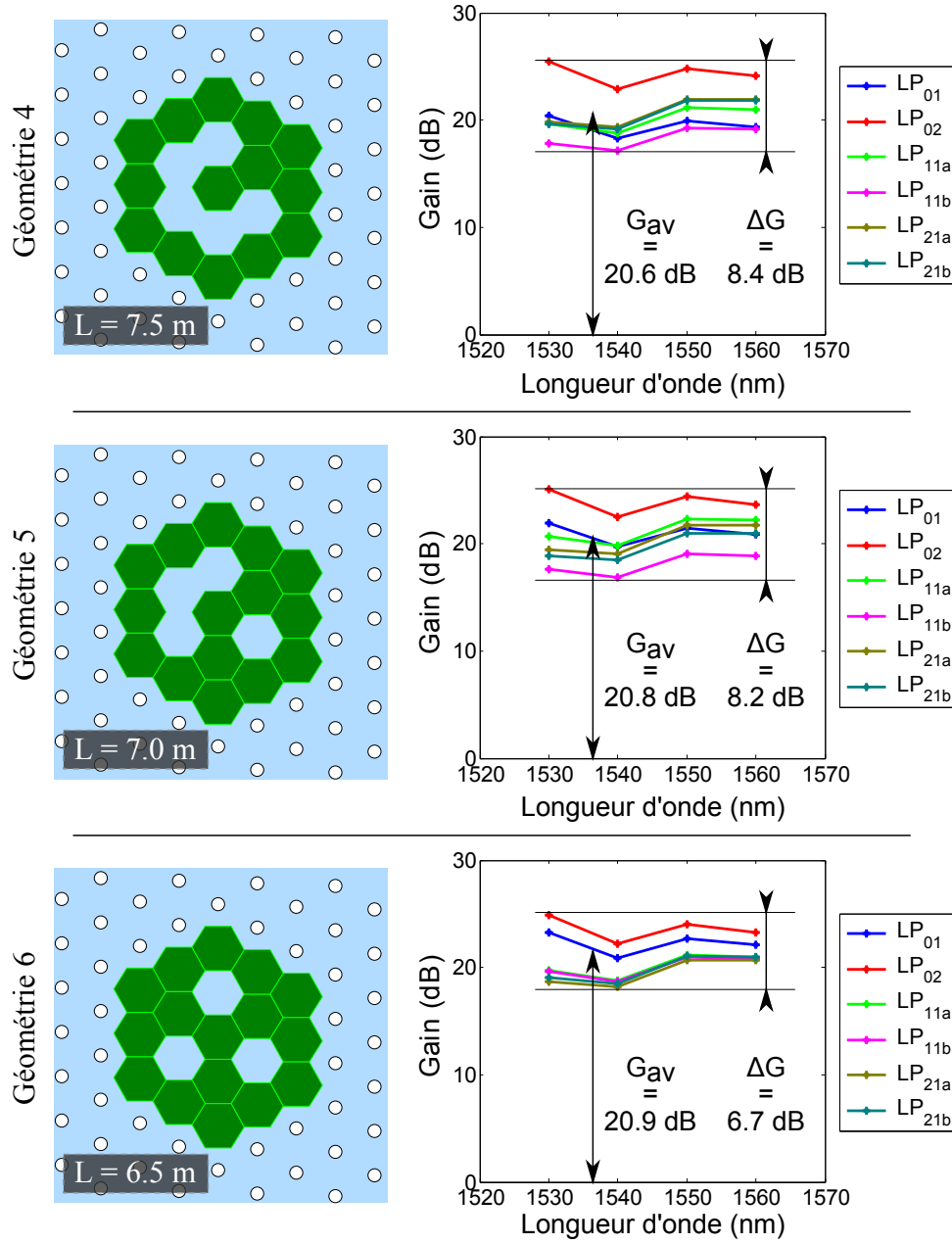


FIGURE 5.10 – Quelques exemples de pixelisation des profils anneau avec ou sans zone dopée au centre, ainsi que leurs performances en termes de gains respectifs. La valeur de gain moyen sur l'ensemble des canaux ainsi que l'excursion du gain ont également été reportées (en noir).

On constate sur la figure 5.9 que pour les géométries 1 et 2 (transposées des profils reportés sur les figures 4.5 et 4.15) les performances obtenues en termes de gains et de platitude du gain sont assez médiocres :

- D’une part, l’égali-sation des gains entre les mode LP_{11} et LP_{21} n’est pas conservée pour la géométrie 1, puisque les dimensions de l’anneau ne peuvent être optimisées. Le gain plus élevé du mode LP_{21} est cohérent avec un anneau dont la position moyenne est trop excentrée (rayon moyen, R_m , trop grand, cf. figure 4.14). En effet, la position du centre des plots dopés par rapport au centre du cœur de la fibre est soit de $5.7 \mu\text{m}$ soit de $6.6 \mu\text{m}$, ce qui est supérieur au rayon moyen qui permet l’égali-sation du gain sur ces deux modes ($R_m = 5.5 \mu\text{m}$ si l’on transpose les résultats obtenus pour une géométrie cylindrique au cas d’une fibre micro-structurée, cf. figure 4.4).
- D’autre part, même si la zone de dopage centrale de la géométrie 2 possède des dimensions proches de celles établies dans le chapitre précédent, il n’est pas possible d’obtenir un gain égalisé. En effet, le rayon équivalent de cette zone de dopage centrale est compris entre $\Lambda/\sqrt{3}$ ($= 1.9 \mu\text{m}$) ou $\Lambda/2$ ($= 1.65 \mu\text{m}$), ce qui est en assez bon accord avec la valeur de R_d que nous avons trouvée ($R_d = 1.75 \mu\text{m}$, cf. figure 4.14). Cependant, le gain des modes centrés est fonction des deux zones dopées (le gain fourni par l’anneau pour ces modes n’est pas nul). Ainsi, l’écart de gain entre les deux modes centrés est également du à la position et aux dimensions non optimisées de l’anneau.

Au final, l’égali-sation des modes excentrés est obtenue avec une valeur de $\Delta G/G_{av}$ de 0.34 avec la géométrie 1 et l’ensemble des modes sur la bande C sont amplifiés avec une égalisation de 0.49 pour la géométrie 2, ce qui est très médiocre comparativement à la valeur de $\Delta G/G_{av}$ typique de 0.10 pour un amplificateur de type monomode.

Les profils de dopant que nous avons établis dans le chapitre précédent (chapitre 4) ne sont donc pas transposables au cas des fibres micro-structurées puisqu’il n’est pas possible d’obtenir les mêmes niveaux de performance, notamment du fait d’un manque de liberté dans l’ajustement des dimensions de l’anneau. Il convient donc de se tourner vers des profils de dopant originaux, tout en profitant pleinement des nouvelles possibilités offertes par la micro-structuration.

Tout d’abord, attardons nous sur l’amélioration de la géométrie 1, dans le but d’obtenir un gain égalisé sur les modes excentrés. Il est alors nécessaire d’augmenter le gain des modes LP_{11} , ce qui peut être obtenu en dopant, par exemple, certains plots de la deuxième couronne. Un exemple de ce type de géométrie a été reporté sur la figure 5.9 (géométrie 3). Cette géométrie de dopant est particulièrement intéressante car on obtient alors des performances assez similaires à celles obtenues pour la fibre dopée en anneau d’erbium (cf. figures 4.5 et 4.7). En effet, le gain sur les modes excentrés (LP_{11} et LP_{21}) est égalisé avec un facteur de platitude $\Delta G/G_{av}$ qui vaut 0.12 pour l’ensemble de ces 4 modes excentrés et sur la bande C, avec un gain moyen de 21.7 dB, ce qui est proche des performances accessibles avec un EDFA monomode (à 2% près).

Par la suite, il est intéressant d’étendre le nombre de modes égalisés de 4 à 6,

comme nous l'avions fait dans le chapitre 4. En partant de la géométrie 2, on constate que les modes LP_{01} et LP_{11} sont les moins amplifiés. Il est alors potentiellement intéressant d'augmenter le gain de ces deux familles de modes tout en limitant le gain additionnel sur les autres modes. Sur la figure 5.10, nous avons successivement ajouté 1, 2 puis 3 cellules dopées erbium à la géométrie 2. Ces 3 cellules sont situées dans la deuxième couronne de défauts. Nous nommerons ces trois géométries 4, 5 et 6. On peut voir sur cette figure que l'ajout successif des cellules dopées permet effectivement d'augmenter le gain des modes LP_{01} et LP_{11} sans modification significative du gain des modes LP_{02} et LP_{21} . Les meilleures performances en terme de platitude de gain (sur l'ensemble des modes et sur la bande C) sont alors obtenues pour l'ajout de 3 cellules (géométrie 6), puisque la valeur de $\Delta G/G$ évolue de façon successive de 0.41 vers 0.39 et enfin 0.32. Cependant, cette valeur de platitude du gain reste médiocre comparativement à celle d'un amplificateur monomode.

Il n'est donc pas possible d'obtenir un gain égalisé sur 6 modes avec une unique valeur de concentration erbium pour les cellules dopées de façon homogène, mais l'égalisation du gain sur 4 modes (à savoir les modes LP_{11} et LP_{21}) semble possible via la géométrie 3 de la figure 5.9. Dans la prochaine section, nous reporterons la réalisation d'un tel amplificateur permettant l'égalisation du gain sur 4 modes et dont la géométrie reste simple.

5.2.2 Réalisation d'une fibre micro-structurée

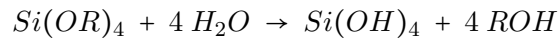
Afin de démontrer que la micro-structuration du cœur de la fibre permet un meilleur contrôle du profil d'indice et du profil de dopant, nous avons tenté de réaliser une des géométries de fibre proposées dans les figures 5.9 et 5.10. Notre choix s'est tourné vers la géométrie 3, puisque cette fibre permet l'égalisation performante du gain sur 4 modes.

Pour réaliser cette structure, nous avons utilisé deux types de silice ayant un indice de réfraction très proche : d'une part nous avons utilisé des tubes de silice pure (Suprasil F300 de chez HERAEUS) pour réaliser la gaine (cristal photonique) et, d'autre part, le cœur de la fibre est réalisé à l'aide de barreaux de silice pure (dopée ou non en erbium) obtenus par la technique sol-gel.

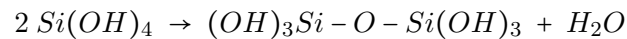
La technique sol-gel est basée sur plusieurs réactions chimiques, semblables à une réaction de polymérisation des molécules de silice pour former des monolithes de silice poreuse. Notons que ces réactions chimiques sont réalisées à température ambiante. En utilisant un précurseur de silicium comme le TMOS (tétraméthoxysilane) ou le TEOS (tétraéthoxysilane) dont les formules sont respectivement $Si(OR)_4$, avec R un groupement méthyl ($-CH_3$) ou éthyl ($-CH_2 - CH_3$), il est possible d'initier une hydrolyse suivie d'une condensation :

hydrolyse : Tout d'abord on met le précurseur en présence d'eau afin d'obtenir une solution (d'où l'appellation de *sol*-). Une substitution spontanée des groupements éther (ethoxy ou methoxy) par des groupements hydroxy a alors lieu

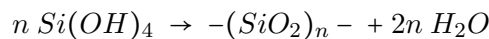
suivant la réaction suivante (production d'éthanol ou de méthanol) :



condensation : Par la suite, une succession de réactions de condensation (déshydratation) va avoir lieu permettant la formation de liaisons $Si - O - Si$:



Cette réaction pouvant avoir lieu 4 fois sur chaque molécule, on peut finalement résumer la réaction par la formule suivante, qui s'apparente à une réaction de polymérisation :



Notons par ailleurs que ces deux réactions ont lieu en même temps.

A la suite de ces réactions, on obtient un agglomérat de particules de silice. Le mélange réactionnel est alors à mi chemin entre liquide et solide (d'où l'appellation de *gel*). En appliquant un traitement thermique de quelques jours à 50° C puis à 180° C, on obtient le séchage de ce *gel* (évacuation de l'eau et formation de liaisons entre les différentes particules de silice pour ne donner qu'un unique réseau tridimensionnel). Au final, le produit de cette synthèse est un barreau de silice poreuse qu'il est possible de vitrifier à environ 1200° C. Sur la figure 5.11, on peut voir les photographies de monolithes poreux (à gauche), ainsi que la photographie d'un monolithe après vitrification (à droite).

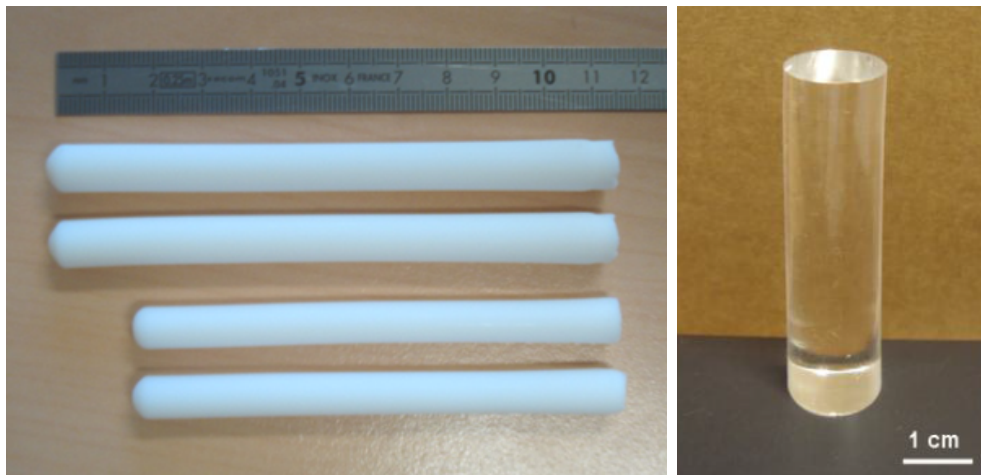


FIGURE 5.11 – A gauche barreau de silice poreuse obtenu par méthode sol gel. A droite, barreau de silice sol-gel après vitrification.

Dans le cadre de la fabrication de FM-EDFA, l'intérêt de ce procédé de fabrication de silice réside dans l'obtention de barreaux de silice poreuse dont le volume est important. Ainsi, il est possible de les doper en erbium via un dopage en solution

de sel d'erbium (avant vitrification). On obtient alors des barreaux de silice dopée terre rare dont le volume est en adéquation avec la réalisation d'une préforme micro-structurée (nécessité de réaliser par étirage plusieurs baguettes qui seront assemblées entre elles) [Baz 2013b]. Rappelons que pour obtenir des propriétés spectrales de l'erbium compatibles avec le WDM (forme spectrale des sections efficaces, cf. figure 2.4), il est nécessaire de co-doper le verre avec des ions trivalents aluminium (Al^{3+}) : il est alors possible d'obtenir un gain relativement plat sur la bande C (cf. section 2.1.10). Malheureusement, il n'est pas possible à l'heure actuelle de doper les verres Sol-Gel réalisés par l'équipe avec une solution de sel d'aluminium. En effet, l'inclusion d'ions aluminium dans la solution d'imprégnation du verre poreux va avoir pour conséquence l'apparition d'un cristal opaque (cristobalite) lors de l'étape de vitrification du verre, rendant le monolithe de silice non utilisable pour la fabrication de fibres optiques.

Les différentes étapes de fabrication de la fibre micro-structurée ont été représentées sur la figure 5.12. On peut constater sur cette figure à quel point il est possible d'obtenir la géométrie désirée. En effet, la correspondance entre le profil de la canne et celui de la géométrie 3 (cf. figure 5.9) est particulièrement bonne puisque l'on distingue très nettement les 4 cellules non-dopées parmi les 19 qui constituent le cœur (les cellules dopées sont naturellement colorées en rose, cf. photographie de la canne sur la figure 5.12). La canne a été par la suite étirée en fibre, avec une valeur de Λ de 3.28 pour un d/Λ de 0.29. Nous nommerons cette fibre la fibre D.

En terme de profil d'indice, l'ensemble des plots possède nécessairement un indice proche de celui de la silice pure puisque le dopage erbium éventuel n'induit qu'une variation négligeable de l'indice de réfraction (pour ce niveau de concentration) et que l'indice de la silice Sol-Gel est proche de celui du Suprasil F300. Les propriétés de la structure guidante sont donc uniquement déterminées par l'obtention des bonnes valeurs de Λ et de d , ce qui est le cas à 1% et 4% près respectivement. En ce qui concerne le profil de dopant, il est remarquable de constater à quel point les zones dopées sont parfaitement délimitées. La transition entre zone dopée et zone non dopée est franche, ce qui démontre un très bon contrôle du profil de dopant et une diffusion des ions erbium limitée grâce à cette technique de fabrication. Cette première réalisation de fibre est donc la preuve qu'il est possible d'obtenir de très bons résultats en termes de profil d'indice et de dopant via la micro-structuration du cœur de la fibre, comparativement aux profils obtenus via le procédé MCVD (vu dans le chapitre 4). Notons toutefois que les cellules dopées présentent un profil de dopage erbium en forme de « cuvette ». Cette forme est en réalité due au profil de dopant du barreau initial qui a servi à réaliser la fibre : il ne s'agit donc pas d'un effet induit par le procédé de fabrication de la fibre. L'utilisation d'un barreau dopé de façon homogène devrait fournir un profil de dopant de forme « créneau ».

5.2.3 Caractérisation expérimentale de la fibre

Malgré l'absence d'aluminium dans la matrice de silice des zones dopées erbium (rendant impossible toute utilisation efficace en transmission WDM), nous avons

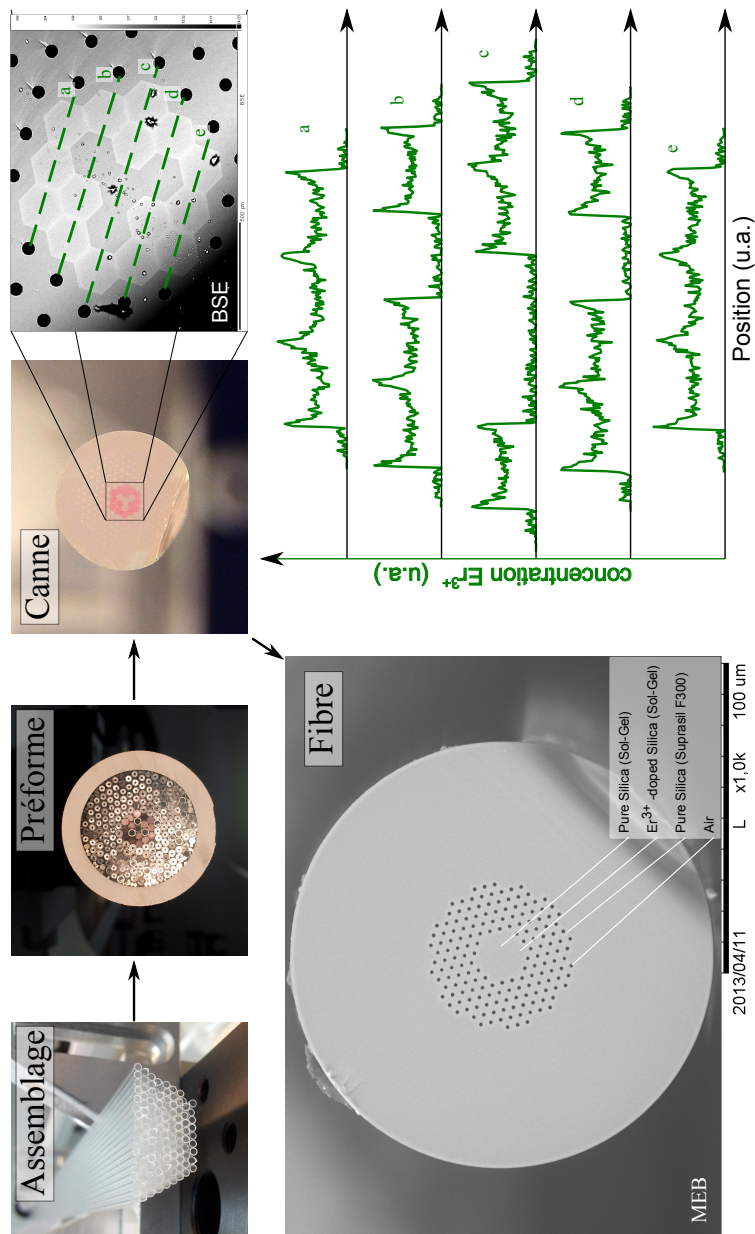


FIGURE 5.12 – Réalisation de la géométrie de fibre n°3 par méthode d'assemblage-étirage : Assemblage de capillaires, manchonage dans un tube, tirage en canne et finalement tirage en fibre. On peut voir les éléments en silice dopée erbium qui sont coloré en rose. En haut à droite : image obtenue par imagerie à rétro-diffusion d'électrons (BSE pour back-scattered electron) de la canne. En bas à droite, profil de dopant obtenue par analyse micro-sonde sur cinq axes dans le plan de clive de cette même canne. En bas à gauche, image obtenue au microscope à balayage électronique (MEB) de la fibre.

tout de même testé le gain modal obtenu grâce à cette fibre en régime d'amplification pour les modes LP_{11} et LP_{21} . Pour cela nous avons utilisé le montage décrit sur la figure 2.18.

Les résultats de ces expériences ont été reportés sur la figure 5.13. Tout d'abord on peut remarquer qu'il est possible d'obtenir une combinaison de modes centrés pour le faisceau de pompe (modes LP_{01} et LP_{02}) et que les profils de modes signaux sont en accord avec ceux des deux modes visés (LP_{11} et LP_{21}). De plus, on constate un très bon accord entre les profils de modes expérimentaux et les profils théoriques (cf. figure 5.8).

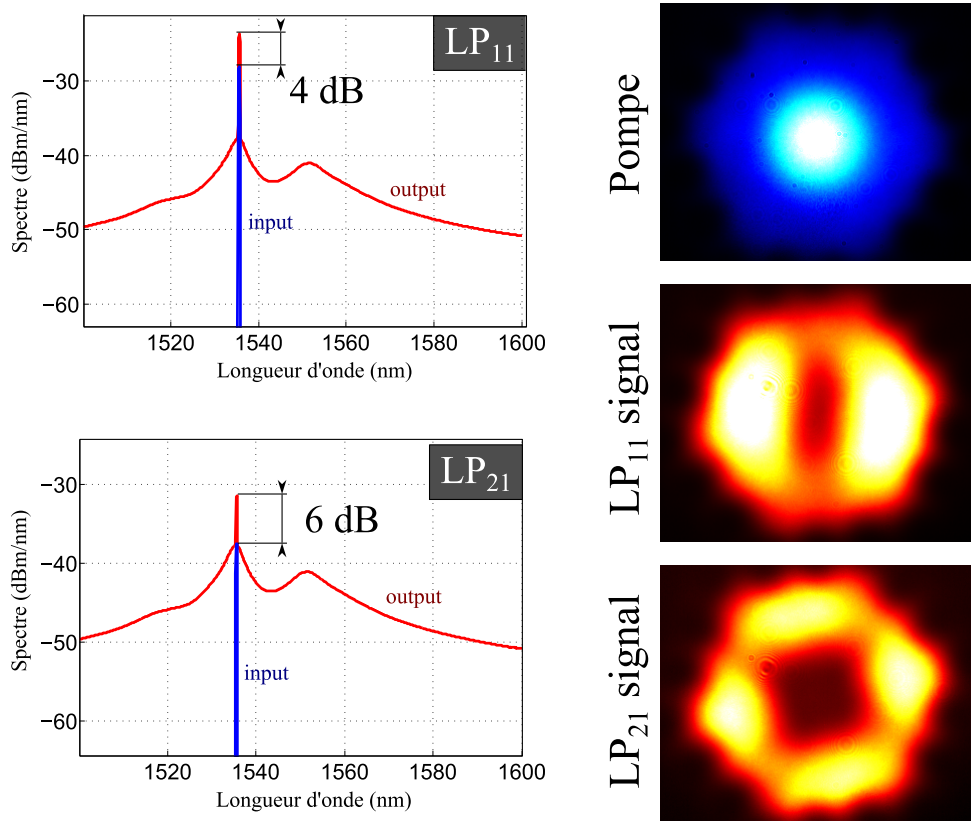


FIGURE 5.13 – Caractérisation expérimentale de la fibre D.

Cependant, les valeurs de gain modal sont très faibles : 4 et 6 dB de gain à 1530 nm (pour les modes LP_{11} et LP_{21} respectivement) pour une puissance de pompe de 150 mW. On peut également constater l'impact de l'absence d'aluminium dans la matrice de silice sur le gain spectral. En effet, la forme spectrale de l'ASE renseigne directement sur la forme du gain spectral, puisque l'ASE est directement générée à toutes les longueurs d'onde par le gain de l'amplificateur lui-même. Dès lors, on peut voir qu'il existe deux maxima de gain dans la bande C : le premier à 1530 nm et le deuxième à 1550 nm. Le gain à 1540 nm est considérablement réduit comparativement aux deux valeurs maximales. Les faibles valeurs de gain obtenues avec cette fibre pourraient être expliquées par deux phénomènes : d'une part, la possible

modification de la position ou du rétrécissement de la raie d'absorption à 980 nm (la diode de pompe que nous utilisons émet à 974 nm) et, d'autre part, le fait que le niveau de concentration de l'erbium est très élevé (longueur de fibre optimum de 80 cm pour 150 mW de pompe), ce qui favorise la formation d'éventuels agglomérats d'ions Er^{3+} , réduisant ainsi fortement l'efficacité de l'amplificateur. Ceci est particulièrement vrai dans une matrice de silice pure, peu propice à accueillir des ions de terre-rare. La réalisation d'une fibre micro-structurée à partir de matières premières plus adéquates (verre alumino-silicate) devrait cependant permettre l'obtention de performances améliorées en termes de propriétés spectrales, de distribution fine de l'erbium et de contrôle du profil d'indice.

5.2.4 Egalisation du gain sur 6 modes.

La géométrie de fibre qui a été réalisée permet (théoriquement) l'égalisation du gain sur les modes excentrés : LP_{11} et LP_{21} (cf. figure 5.10, géométrie 3). Cependant, il est souhaité d'étendre l'égalisation du gain à l'ensemble des modes de la fibre micro-structurée. En prêtant attention aux figures 5.9 et 5.10 et plus particulièrement aux géométries 3 et 6, on se rend compte que les figures de gain sont assez symétriques suivant un axe horizontal. En effet, en ajoutant de l'erbium au centre de la fibre (passage de la géométrie 3 vers 6), on se rend compte que l'ordre d'amplification des modes est inversé : d'un côté les modes excentrés (LP_{11} et LP_{21}) jouissent du gain le plus élevé et de l'autre côté, les modes centrés (LP_{01} et LP_{02}) qui sont les plus amplifiés. Il serait alors intéressant de trouver une géométrie de fibre qui soit à mi-chemin entre les géométries 3 et 6. Un tel compromis consiste, par exemple, à introduire au centre de la fibre un pixel avec une concentration réduite de moitié par rapport à celle des autres cellules. Ce type de profil de fibre (géométrie 7) a été reporté sur la figure 5.14.

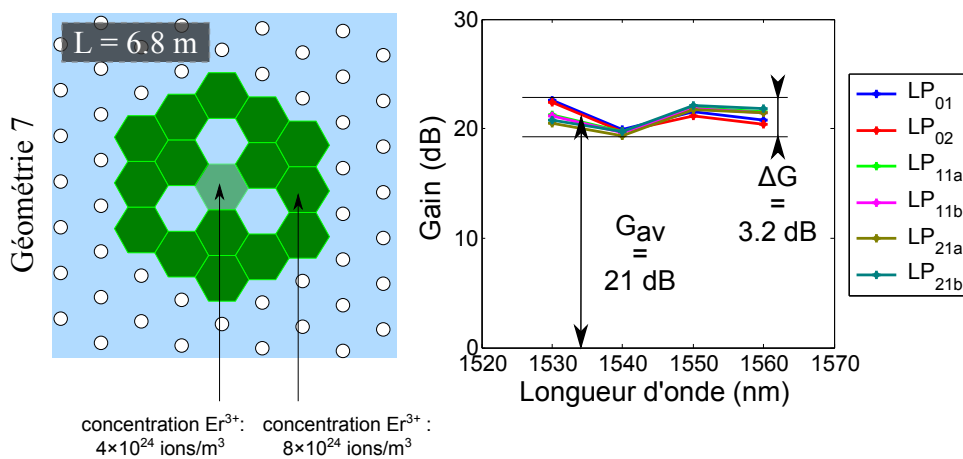


FIGURE 5.14 – Exemple de géométrie de fibre utilisant différents niveaux de concentration d'erbium pour chaque cellule-pixel, ainsi que les performances en termes de gain et de platitude de gain correspondantes.

En considérant le profil de dopant proposé sur la figure 5.14, nous avons réalisé des simulations de gain sous les mêmes conditions que celles des figures 5.9 et 5.10 (c'est-à-dire 200 mW de puissance de pompe distribuée sur les modes centrés, 24 signaux distribués sur la bande C et sur les modes avec une puissance de -17 dBm/canal). Les résultats de cette simulation ont également été reportés sur la figure 5.14. On peut remarquer que la figure de gain correspondant à cette nouvelle géométrie est un bon compromis des gains fournis par les géométries 3 et 6. L'égalisation des gains est alors obtenue à 3.2 dB près, pour une valeur moyenne de 21 dB. Le facteur d'égalisation des gains est donc de 0.15. Notons que cette valeur est relativement proche de celle qui avait été obtenue dans le chapitre 4 ($\Delta G/G = 0.14$, cf. figure 4.14). En comparant ce niveau d'égalisation du gain pour cet amplificateur avec le niveau de performance des amplificateurs monomodes ($\Delta G/G = 0.1$), on peut alors considérer que cette géométrie de fibre possède un fort potentiel puisque la faible diminution de performance (+5% sur la valeur de $\Delta G/G$) est parfaitement compensée par le nombre de canaux pouvant se propager dans un tel amplificateur (6 modes, donc 6 fois plus de canaux).

5.2.5 Étude de stabilité de la géométrie

Afin de mieux juger les réelles possibilités offertes par la géométrie précédente, il convient, par la suite, d'étudier la stabilité des performances fournies par une telle fibre.

De façon identique à l'étude qui a été faite dans les sections 4.3.3 et 4.3.4, nous étudierons tout d'abord l'influence de la longueur de fibre, de la puissance de pompe et de la puissance signal. Dans un second temps, nous étudierons l'influence de la composition modale de la pompe sur les valeurs de gain.

Sur la figure 5.15, on peut voir qu'il est possible de conserver une égalisation des gains satisfaisante pour une large gamme de paramètres. En effet, en se concentrant sur l'ensemble des valeurs de $\Delta G/G$ inférieures à 0.2, on peut alors établir l'intervalle sur lequel un paramètre peut évoluer sans détérioration significative des performances. On note alors que :

- la longueur de fibre peut être comprise entre 5.4 et 7.4 m,
- la puissance de pompe peut être comprise 150 et 350 mW,
- la puissance signal peut être comprise entre -23 et -14 dBm/canal.

Comme nous l'avons également démontré dans le chapitre précédent, il est intéressant d'étudier les performances fournies par la fibre dans le cas où on considère que sa longueur peut-être ajustée. Les résultats de cette étude de stabilité ont été reportés sur la figure 5.16. L'ajustement de la longueur de fibre permet alors d'élargir l'intervalle d'utilisation possible de cette géométrie de fibre puisque le facteur de platitude de gain reste inférieur à 0.2 sous les conditions suivantes :

- Puissance de pompe comprise entre 150 et 350 mW, avec obtention d'un minimum de $\Delta G/G$ obtenu pour une puissance de 300 mW et valant 0.12 (même niveau de performance qu'un amplificateur monomode à 2% près et pour 6 fois plus de canaux disponibles).

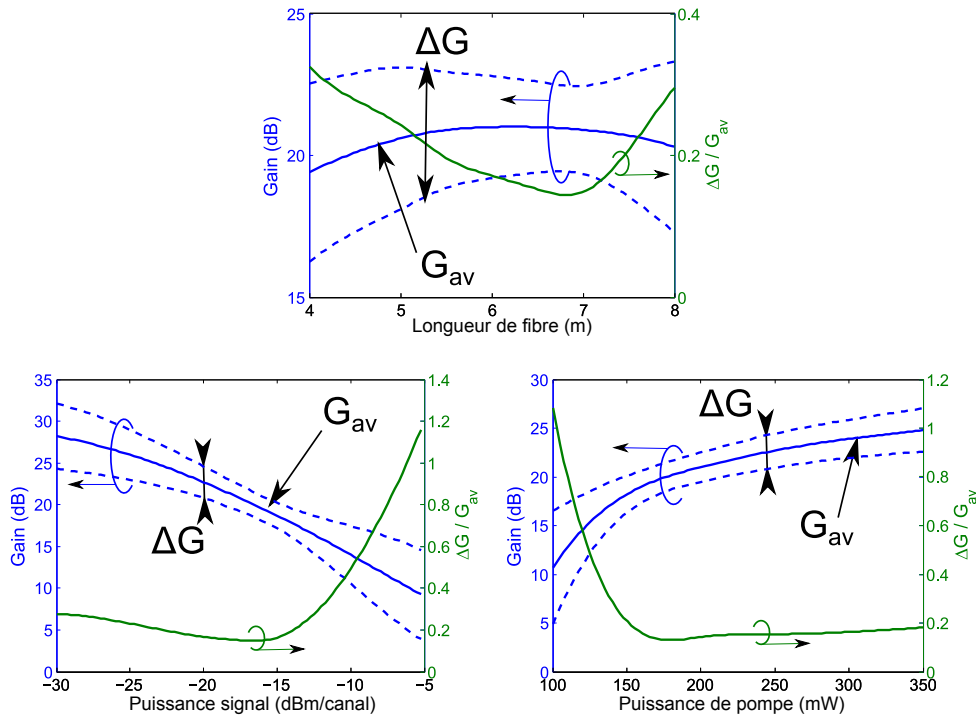


FIGURE 5.15 – Etude de la stabilité de la géométrie de fibre n°7. Evolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de : *en haut*, la longueur de fibre, *en bas à gauche*, la puissance signal, *en bas à droite*, la puissance de pompe. Notons que les paramètres nominaux de la fibre sont $P_p = 200$ mW, $P_s = -17$ dBm/canal et $L = 6.8$ m

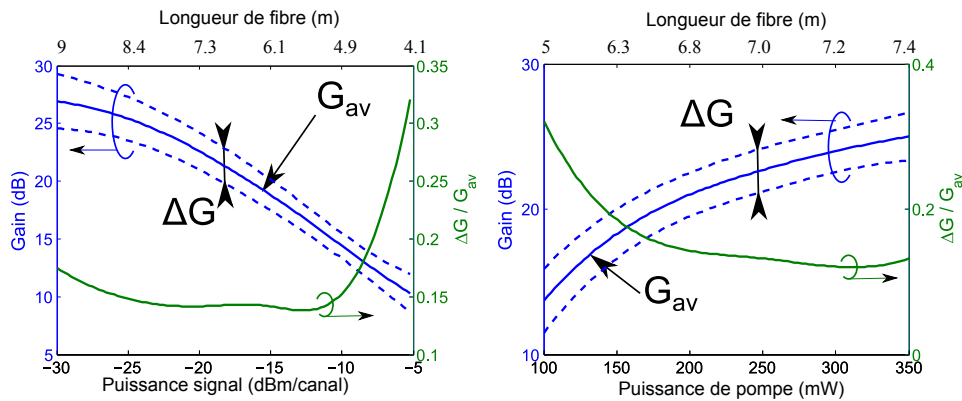


FIGURE 5.16 – Etude de la stabilité de la géométrie de fibre proposée dans le cas où la longueur de fibre peut être ajustée. Evolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de : *à gauche* la puissance signal, *à droite* la puissance de pompe. Notons que les paramètres nominaux de la fibre sont $P_p = 200$ mW, $P_s = -17$ dBm/canal et $L = 6.8$ m

5.2. Profil de dopant « pixelisé »

229

- Puissance signal comprise entre -30 et -8 dBm/canal.

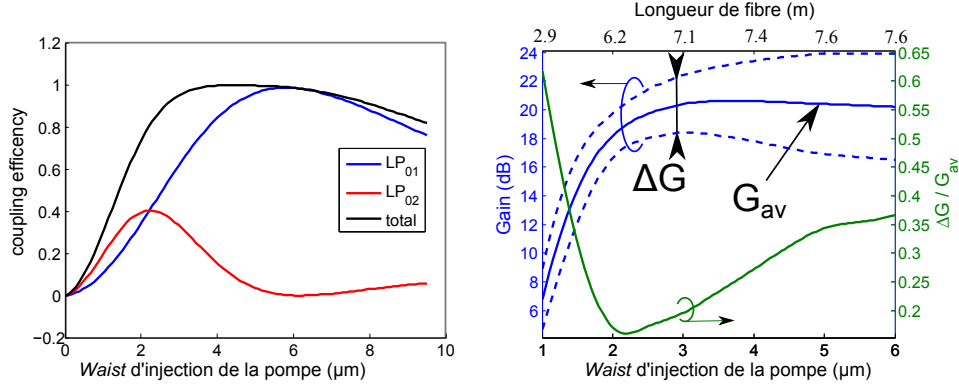


FIGURE 5.17 – Étude de la stabilité de la géométrie de fibre proposée en fonction du schéma de pompage, dans le cas où la longueur de fibre peut être ajustée. À gauche, composition modale du faisceau de pompe en fonction du *waist* d'injection ω_{ip} . À droite : évolution du gain et de l'égalisation des gains en fonction de ω_{ip} .

Enfin, le dernier paramètre pouvant induire une variation du comportement de l'amplificateur est la composition modale du faisceau de pompe. De façon identique aux résultats reportés dans la section 4.3.4, nous allons ici considérer une injection du faisceau de pompe réalisée de façon centrée sur la face clivée de la fibre. Ainsi, le taux de puissance sur chaque mode de pompe sera déduit de l'intégrale de recouvrement entre le faisceau gaussien incident et le profil en champ des modes guidés à 980 nm : l'unique variable qui sera la source d'une variation de la composition modale sera alors le *waist* du faisceau gaussien. Le taux de couplage des modes en fonction de ce *waist* ($\omega_{i,p}$) a été reporté sur la courbe de gauche de la figure 5.17. Nous considérerons que la longueur de fibre est ajustable en fonction du schéma de pompage de la fibre. Notons également que le taux de couplage de puissance de pompe totale n'est pas nécessairement égal à 1. Ceci signifie que sur le total de 200 mW de puissance de pompe incidente sur la fibre, une partie seulement sera intégralement couplée dans le cœur de la fibre. Ainsi, les simulations reportées sur la figure 5.17 sont les plus réalistes possibles, puisque nous prenons en compte les éventuelles pertes d'insertion de la pompe. L'analyse de la valeur du gain moyen en fonction de $\omega_{i,p}$ montre d'ailleurs que de trop fortes pertes de puissance impliquent une chute importante de l'amplification.

L'analyse de l'évolution de $\Delta G/G$ en fonction de $\omega_{i,p}$ montre qu'il est possible d'injecter le faisceau de pompe avec un *waist* allant de 1.9 à 3.0 μm tout en conservant une valeur de $\Delta G/G$ inférieure à 0.2. Le minimum d'excursion des valeurs de gain est obtenu pour $\omega_{i,p} = 2.2 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la composition modale de pompe suivante : 50% de LP₀₁ et 50% de LP₀₂ (i.e. celle que nous avons considérée dans la partie précédente). Notons que, sous ces conditions, 80% de la puissance de pompe incidente est couplée dans le cœur de la fibre (soit moins de 1 dB de perte

lors de l'injection).

5.2.6 Influence du profil de dopant du barreau dopé initial

Sur la figure 5.12, on peut voir que le profil de dopant dans chaque cellule est essentiellement déterminé par le profil de dopant du barreau erbium que nous avons utilisé lors de la fabrication de cette fibre. Le niveau de dopant n'étant pas homogène dans toute la cellule, il devient intéressant d'analyser l'influence de cet écart à la géométrie de base sur le comportement de l'amplificateur. Ainsi, le but de cette section est d'analyser la potentielle dégradation des performances qu'impliquerait le profil de dopant « intra - pixel ». Pour cela nous modéliserons le profil de dopant dans chaque pixel comme étant donné par un polynôme de degré α tel que :

$$n_t^{(x,y,z)} = \pm n_{t,0} (r/\Lambda)^\alpha + n_{t,0} \quad (r > 0)$$

avec r la position radiale par rapport au centre de chaque cellule et $n_{t,0}$ le niveau de dopage de référence. Ce type de polynôme permet de retranscrire le facteur 2 entre le niveau de dopant entre le centre et la périphérie du pixel. Le signe ($\pm$) du premier terme permet de passer facilement d'un profil en forme de « cuvette » (+) à un profil en forme de « bosse » (-). Un schéma représentatif des profils de dopant correspondant à cette modélisation a été reporté sur la figure 5.18. Notons que le profil de dopant expérimental de la fibre D a été superposé sur les abaques de courbes théoriques (cf. figure 5.12, en gris). Le profil expérimental de dopant est assez bien représenté par un polynôme de type « cuvette » dont le degré du polynôme (α) vaut 4 environ.

En se basant sur ces profils de dopants théoriques, il est possible de réaliser des simulations pour analyser les variations de la platitude du gain. Nous avons alors utilisé les mêmes paramètres de simulation que précédemment (200 mW de puissance de pompe distribués équitablement sur les modes LP_{0m} , 24 signaux distribués sur la bande C et sur les modes avec une puissance de -17 dBm/canal). Sur la figure 5.18, l'évolution du gain moyen et de la platitude du gain en fonction de $1/\alpha$ ont été reportées. Notons que la longueur de fibre a été ajustée de telle sorte à minimiser $\Delta G/G$. L'analyse de ces résultats de simulations montre une faible influence du profil de dopant intra-cellulaire sur les performances de l'amplificateur : la valeur de gain moyen varie de moins de 1% et la valeur de platitude de gain varie d'environ 2%. Cette stabilité des performances démontre que les modes sont, pour la géométrie considérée, peu sensibles aux variations transverses de l'erbium dans chaque pixel. Ainsi, seule compte la quantité d'ions Er^{3+} contenus dans chaque pixel.

En s'appuyant sur ce constat, on peut alors mettre au point un profil de fibre constitué uniquement de deux types de matériaux : silice non dopée erbium et silice dopée erbium avec un unique niveau de dopage erbium, pourvu que l'on puisse modifier la distribution spatiale intra-pixel des zones dopées erbium. En effet, en réalisant un manchonnage de la cellule centrale (inclusion de silice dopée dans un capillaire de silice non-dopée) il est possible d'utiliser la même silice que celle utilisée

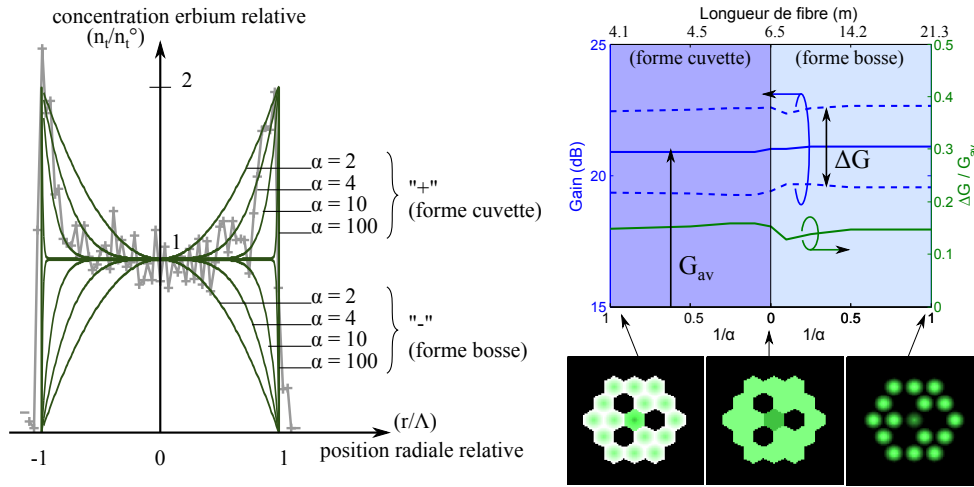


FIGURE 5.18 – Etude de la stabilité de la géométrie de fibre proposée en fonction de la distribution de dopant intra-pixel (en vert). Le profil de dopant d'un des pixels de la fibre D a également été reporté (en gris). A gauche : profil de dopant pour différentes valeurs de α et pour des profils de différents types (« cuvette » ou « bosse »). A droite, évolution des performances de l'amplificateur en fonction de $1/\alpha$.

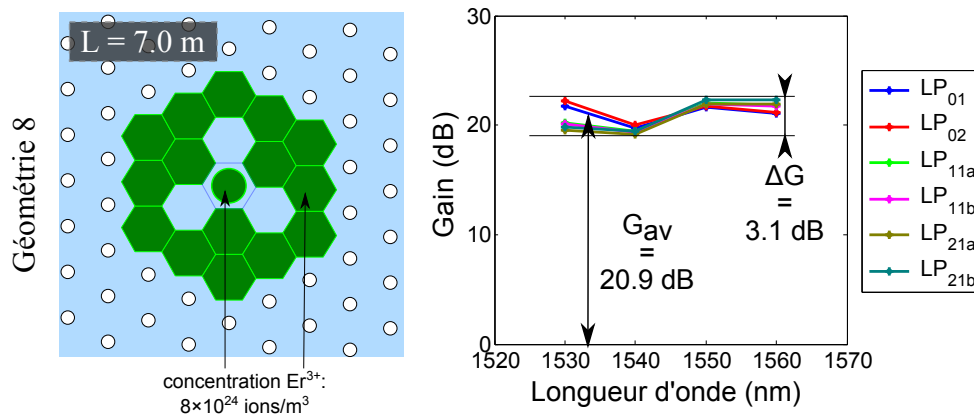


FIGURE 5.19 – Exemple de géométrie de fibre utilisant un manchonnage de barreaux de silice dopée erbium, ainsi que les performances en terme de gain et de platitude de gain correspondantes.

pour les autres plots dopés, de sorte à ce que la surface de silice dopée représente la moitié de la surface de la cellule. Ainsi, on obtient un niveau moyen de dopage égal à la moitié du niveau des autres cellules dopées. Un schéma de ce type de profil avec manchonnage du plot central a été reporté sur la figure 5.19 (géométrie 8), ainsi que la figure de gain correspondant aux performances d'amplification associées à ce profil. On constate qu'il est alors possible d'obtenir un gain moyen de 20.9 dB avec une excursion de gain de 3.1 dB ($\Delta G/G = 0.15$), ce qui montre bien que le niveau

d'égalisation du gain est similaire à celui obtenu sur la figure 5.14.

On peut donc déduire de ces dernières simulations qu'il suffit de déterminer le niveau moyen de dopage dans chaque cellule et de distribuer ensuite l'erbium dans cette cellule de la façon la plus commode pour la fabrication de la fibre, en considérant que seule compte la position moyenne du dopant (centre de gravité) d'un point de vue « intra-pixel ».

5.3 Optimisation du profil par "Gradient Descent"

5.3.1 Contexte

Comme nous venons de le voir, l'obtention d'un profil de dopant optimisé nécessite différents niveaux de dopage moyen sur l'ensemble des 19 cellules qui composent le cœur de la fibre. Chaque pixel pouvant être dopé avec un certain niveau de dopant, l'optimisation peut être alors réalisée en considérant 19 degrés de liberté (DoF, pour Degree Of Freedom), comme cela a été représenté sur la figure 5.20 à gauche. Cependant, dans l'optique de réduire la complexité des simulations, le temps de calcul, ainsi que la complexité de la géométrie de fibre (et donc la fabrication), il convient de trouver une géométrie de fibre qui limite au maximum le nombre de DoF au strict minimum utile.

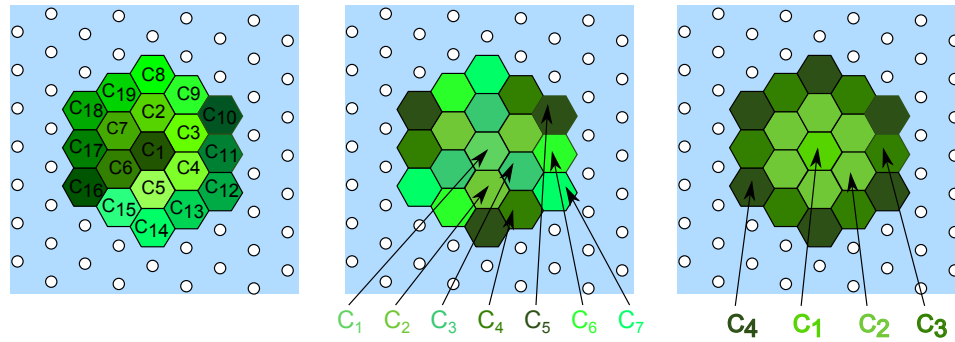


FIGURE 5.20 – Schéma représentant les 19 DoF qui constituent les différentes concentrations en erbium de chaque pixel (à gauche). Puis, réduction de 19 à 7 DoF (au milieu) et réduction de 7 à 4 DoF (à droite).

Tout d'abord, il est possible de réduire le nombre de DoF de 19 à 7 (cf. figure 5.20 au centre). En effet, l'ensemble des modes signaux possède des profils d'intensité présentant une symétrie de rotation d'ordre 6 (modes LP_{01} et LP_{02}), 2 (modes LP_{11} et LP_{21}), alors que les modes de pompe utilisés sont exclusivement des modes centrés. Il est alors intéressant de regrouper les pixels par groupe de 1 ou de 3, de telle sorte que le profil de dopant possède lui-même une symétrie par rotation d'ordre 3 (les cellules d'un même groupe forment alors des triangles équilatéraux). Cette symétrie par rotation d'ordre 3 du dopant ne favorise aucun des modes signaux en particulier puisqu'aucun mode utilisé n'a cette symétrie. Notons que dans le cas où un mode signal présenterait une symétrie d'ordre 3 (LP_{31} par exemple), ce mode pourrait alors être soit fortement favorisé, soit fortement défavorisé (par exemple les modes LP_{31a} et LP_{31b} s'ils existaient).

Le nombre de DoF peut également être réduit de 7 à 4. En effet, la structure du cœur présente une symétrie par rotation d'ordre 6, ainsi qu'une forme globale de type hexagonale. Il est donc possible de regrouper les pixels par groupes dont la distance entre le centre des pixels et le centre du cœur de fibre est identique.

Chaque famille de pixels forme alors des hexagones. Un schéma de la géométrie de fibre obtenue a été représenté sur la figure 5.20 à droite. Même dans ce cas, le nombre de DoF restant reste relativement important. Nous avons alors opté pour une résolution du type *méthode du gradient* pour optimiser le profil de dopant (cf. section 2.3), puisqu’une résolution complète du problème serait « chrono-phage » et peu utile en terme de compréhension [Vorontsov 1997, Zhou 2009].

Notons enfin que d’autres types d’algorithmes ont été proposés pour l’optimisation des FM-EDFA, comme par exemple les algorithmes génétiques [Herbster 2014, Kang 2014]. Cependant, ce type d’algorithme est particulièrement bien adapté pour des problèmes dont la dimensionnalité est très grande (de la dizaine à la centaine). Dans le cas des FM-EDFAs, une méthode de type *gradient* semble plus adaptée et semble être plus rapide.

5.3.2 Optimisation du profil de dopant

En se basant sur le formalisme développé dans la section 2.3, nous noterons le vecteur variable comme étant égal à

$$\vec{X} = [C_1 \ C_2 \ C_3 \ C_4]$$

avec C_i la concentration en erbium dans les cellules de la i^{eme} famille. Comme nous l’avons également précisé dans la section 2.3, l’optimisation a été réalisée dans le but de maximiser la valeur de la fonction F telle que :

$$F(\vec{X}) = G_{ave}(\vec{X}) - 10 \times \Delta G(\vec{X})$$

Les paramètres de simulation ont été choisis de façon similaire à ceux des sections précédentes : amplification simultanée de 24 signaux distribués sur la bande C et sur les modes avec une puissance de -17 dBm/canal alors que le faisceau de pompe est considéré comme étant injecté avec un *waist* de $2.2 \mu\text{m}$, de telle sorte à répartir équitablement entre les modes LP_{01} et LP_{02} la puissance couplée (80% de la puissance total fixée à 200 mW). La valeur initiale du vecteur ($\vec{X}_0$), qui permet d’initier le processus de récurrence de la méthode du gradient, est sélectionnée de façon aléatoire.

Sur la figure 5.21, on peut voir la convergence de trois simulations différentes dont le point de départ ($\vec{X}_0$) a été choisi de façon aléatoire. Sur la moitié supérieure de la figure, on peut voir l’évolution des coordonnées du vecteur X en fonction des itérations successives, ainsi que l’évolution successive de la valeur de la fonction optimisation $F(\vec{X})$. On constate que la valeur de cette fonction croît au fur et à mesure que l’algorithme tend vers une solution. La convergence vers une solution est relativement rapide, puisque la valeur de chaque concentration C_i n’évolue quasiment plus à partir de la 40^e itération.

Sur la moitié inférieure de la figure 5.21, on peut voir les trois différentes solutions trouvées par l’algorithme d’optimisation. Ces solutions ne sont pas strictement iden-

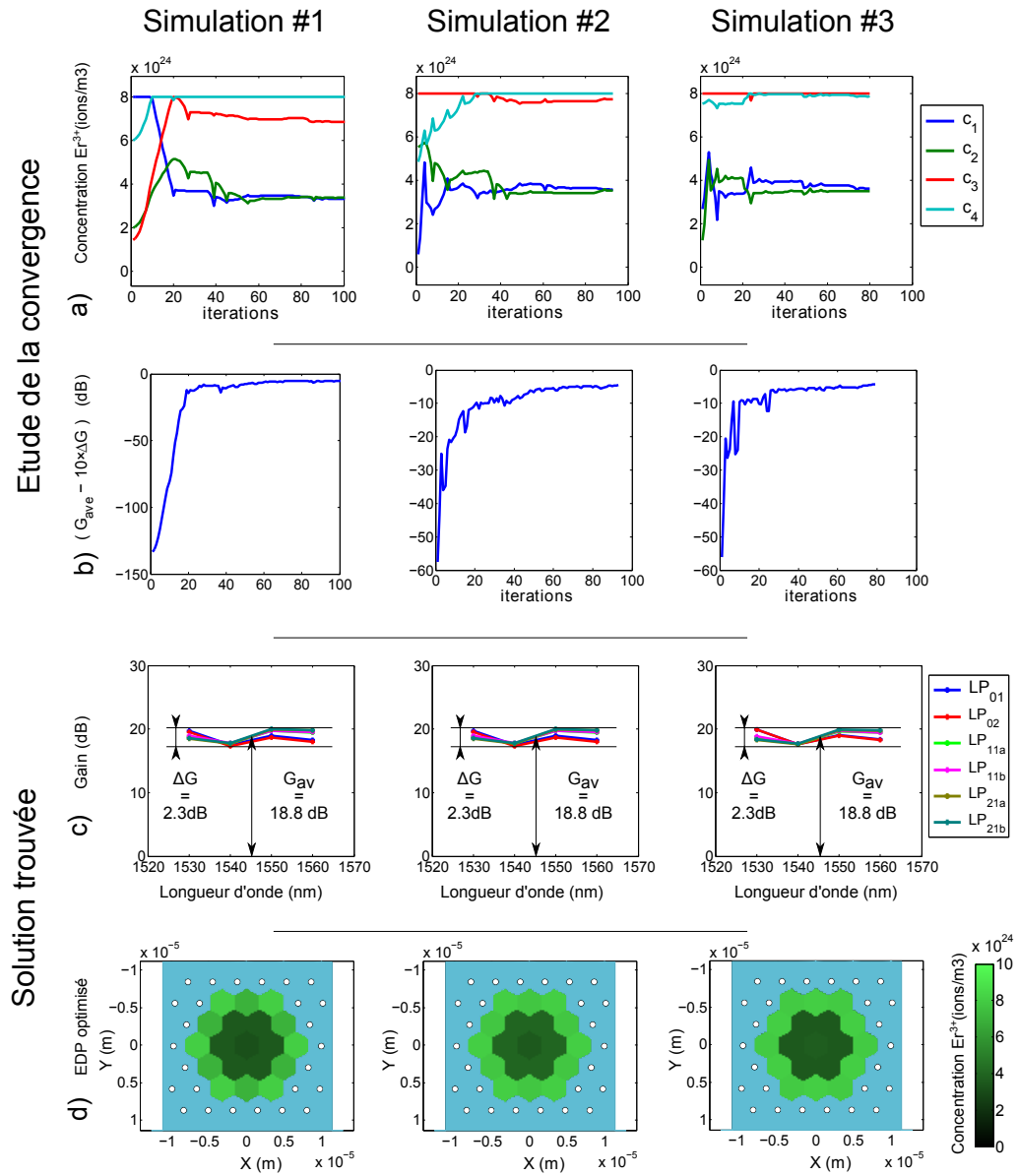


FIGURE 5.21 – Etude de la convergence de l'algorithme d'optimisation et de la performance des solutions fournies par l'algorithme, pour trois exemples dont les points de départ ont été obtenus de façon aléatoire. En haut, évolution des 4 composantes du vecteur X , c'est à dire les 4 niveaux de concentration erbium qui constituent le cœur de la fibre au fur et à mesure des itérations d'optimisation. L'évolution de la valeur de la fonction d'optimisation $F(X)$ est également reportée. En bas, profil de dopant erbium optimum fourni par l'algorithme, ainsi que les performances en termes de gain et de platitude de gain associés à ce profil de dopant optimisé.

tiques entre elles, puisque l'on peut voir une légère différence entre les trois profils de dopant sur le bas de la figure 5.21. Cependant, ces trois solutions sont équivalentes en termes de performance d'amplificateur. En effet, pour ces trois solutions, on obtient bien le même gain moyen ($G_{av} = 18.8$ dB) et la même valeur d'excursion des valeurs de gain ($\Delta G = 2.3$ dB). Ainsi, on en déduit que la solution du problème n'est pas composée d'un point unique, mais bien d'un ensemble de points dans l'espace à quatre dimensions des vecteurs $\vec{X}$. Au final, on aboutit à un facteur d'égalisation des gains ($\Delta G/G$) valant 0.12, ce qui est particulièrement proche de la performance d'un amplificateur monomode ($\Delta G/G = 0.1$).

Il est important de souligner à quel point la définition de F , que nous avons choisie (de façon relativement arbitraire) dans la section 2.3.4, permet une convergence rapide et efficace de l'algorithme.

Enfin, on peut constater sur les figures de gain (cf. figure 5.21) que les modes centrés présentant une pente spectrale de gain légèrement plus négative que les modes excentrés. Ce phénomène est dû au fait que l'intensité de pompe est plus intense au centre de la fibre, puisque nous utilisons des modes centrés (type LP_{0m}). Ainsi, les modes centrés à la longueur d'onde signal vont avoir tendance à bénéficier d'une longueur optimale de fibre plus longue que les modes excentrés (d'où le gain légèrement plus élevé à 1530 nm pour les modes centrés). Cependant, cette différence de gain à 1530 nm reste négligeable comparée à la différence de gain à travers le spectre pour un mode donné.

5.3.3 Evolution du profil de dopant en fonction du profil de pompe

Dans cette section, nous allons nous intéresser à l'évolution de la solution fournie par l'algorithme d'optimisation en fonction du schéma de pompage de l'amplificateur. Le schéma de pompage devient alors un (ou plusieurs) nouveau(x) DoF. En toute rigueur, ces DoF additionnels devraient être ajoutés aux dimensions du vecteur $\vec{X}$ pour que l'algorithme d'optimisation puisse trouver l'optimum.

Comme précédemment, nous considérerons que le faisceau de pompe est un faisceau gaussien injecté de façon centrée avec un *waist* que nous noterons $\omega_{i,p}$. Nous ne considérerons pas le décalage transverse potentiel de l'injection de la pompe qui peut constituer une autre source de DoF. La composition modale du faisceau de pompe dans la fibre (ainsi que les pertes de puissance dues à l'injection) est alors donnée par les courbes de la figure 5.17 et les modes excités sont uniquement du type LP_{0m} . Ainsi, nous ne considérerons qu'un unique nouveau DoF, à savoir $\omega_{i,p}$. De plus, nous ferons évoluer cette nouvelle dimension comme étant un paramètre ajustable manuellement. En effet, pour nous permettre de mieux comprendre le comportement de l'amplificateur, nous avons réalisé une optimisation du profil de dopant pour chaque valeur de $\omega_{i,p}$ allant de 1 à 10 μm , plutôt que de laisser l'algorithme changer spontanément cette variable. Ceci nous permet d'analyser l'évolution du profil de dopant optimum en fonction de la façon dont on pompe l'amplificateur. Les résultats de ces optimisations successives ont été reportés sur la figure 5.22.

Sur cette figure, on peut voir, d'une part, (à gauche) l'évolution des compo-

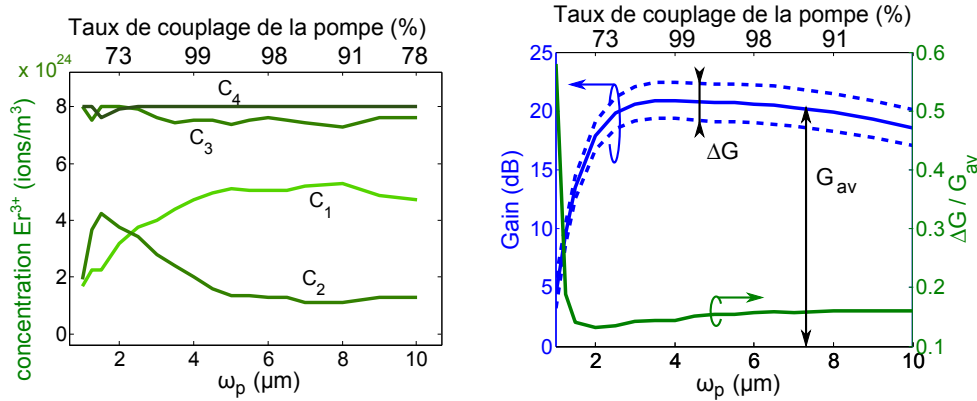


FIGURE 5.22 – Evolution de la solution optimum en fonction du schéma de pompage, définit par $\omega_{i,p}$. *A gauche* : évolution des niveaux de concentrations des 4 familles de cellule qui composent le cœur. *A droite* : évolution des performances associées à ces solutions optimum.

santes du vecteur $\vec{X}$ (solution de l'optimisation) en fonction de $\omega_{i,p}$ et, d'autre part, (à droite) l'évolution des performances en termes de gain et de platitude du gain obtenues en fonction du schéma de pompage et pour le profil de dopant optimisé associé. On constate alors qu'il existe une forte dépendance entre profil de dopant optimum et schéma de pompage de l'amplificateur, surtout pour les niveaux de concentration C_1 et C_2 . Notons qu'il est toujours possible de trouver une solution avec $\Delta G/G$ inférieur à 0.2 pour tous les *waists* compris entre 1.5 et 10 μm . Deux solutions sont particulièrement intéressantes à retenir :

- pour $\omega_{i,p} = 2.5 \mu\text{m}$, on constate que le profil de dopant n'est constitué que de deux concentrations d'erbium (avec une concentration divisée par 2 pour les cellules au centre du cœur, tel que $C_1 = C_2 = C_3/2 = C_4/2$). Dans ce cas, la valeur de $\Delta G/G_{av}$ est optimale (= 0.13).
- et pour $\omega_{i,p} = 4.5 \mu\text{m}$, le couplage du faisceau de pompe dans l'amplificateur est maximum (99%) et la composition modale de pompe est alors constituée de LP_{01} quasi-exclusivement (92% de LP_{01} et 8% de LP_{02}). Ce couplage maximum permet alors d'obtenir un gain moyen (G_{av}) maximum. Cependant, la simplicité de ce schéma de pompage est contrebalancée par le profil de dopant est plus complexe (chaque famille de pixel possède un niveau de concentration particulier).

Pour départager ces deux géométries d'amplificateur dont les performances sont équivalentes, il est intéressant d'analyser la stabilité de l'égalisation des gains en fonction des conditions d'utilisation. De façon identique aux études qui avaient été présentées sur les figures 4.17 et 5.16, nous étudierons l'évolution des performances en fonction de la puissance de pompe et de la puissance signal, dans le cadre où la longueur de fibre peut-être ajustée. Les résultats de ces simulations ont été reportés sur la figure 5.23. Pour l'ensemble de ces simulations, la puissance de pompe incidente sur la face clivée de la fibre a été fixée à 200 mW et la puissance signal est

fixée à -17 dBm/canal (soit -4 dBm de puissance signal au total).

Tout d'abord nous analyserons les résultats concernant la géométrie de fibre pompée avec un *waist* de $4.5\ \mu\text{m}$. On peut constater que les conditions optimales d'utilisation de cette fibre sont les puissances de pompe et signal nominales (i.e. les valeurs qui étaient fixées lors de l'élaboration de la géométrie de fibre) : si l'amplificateur est utilisé sous d'autres conditions de puissance, l'égalisation du gain se détériore relativement rapidement. Cependant, il est tout de même possible d'obtenir un facteur d'égalisation des gains inférieur à 0.2 pour l'ensemble des puissances de pompe allant de 150 mW à 400 mW, ainsi que pour les puissances signal allant de -15 dBm (i.e. -28 dBm/canal) jusqu'à plus de 5 dBm (i.e. -9 dBm/canal).

En ce qui concerne la stabilité des performances de la géométrie de fibre pompée avec un *waist* de $2.5\ \mu\text{m}$, la situation est légèrement plus favorable. En effet, on constate sur la figure 5.23 (en haut), que la platitude du gain est particulièrement stable (constante) et satisfaisante : le facteur $\Delta G/G$ est toujours inférieur à 0.15 pour l'ensemble des puissances de pompe allant de 200 mW à plus de 500 mW et pour les puissances signal allant de -15 dBm à plus de 5 dBm.

Il semble donc que la solution optimale obtenue avec $\omega_{i,p} = 2.5\ \mu\text{m}$ soit plus stable et donc préférable à celle obtenue avec $\omega_{i,p} = 4.5\ \mu\text{m}$.

Notons enfin que les performances obtenues avec cette géométrie de fibre sont particulièrement proches du niveau de performance d'un amplificateur monomode, avec des valeurs de $\Delta G/G$ pouvant descendre jusqu'à 0.13 sur les figures 5.23 et 5.22, c'est-à-dire seulement 3% de différence avec les performances optimales d'un amplificateur monomode.

Enfin, l'utilisation d'une éventuelle injection décentrée de la pompe (non présentée ici) n'a pas permis d'obtenir de meilleurs résultats que ceux que nous venons de présenter. Il semble donc peu utile d'utiliser ce type de pompage complexe dans le cadre d'amplificateurs supportant 6 modes à 1550 nm.

5.3. Optimisation du profil par "Gradient Descent"

239

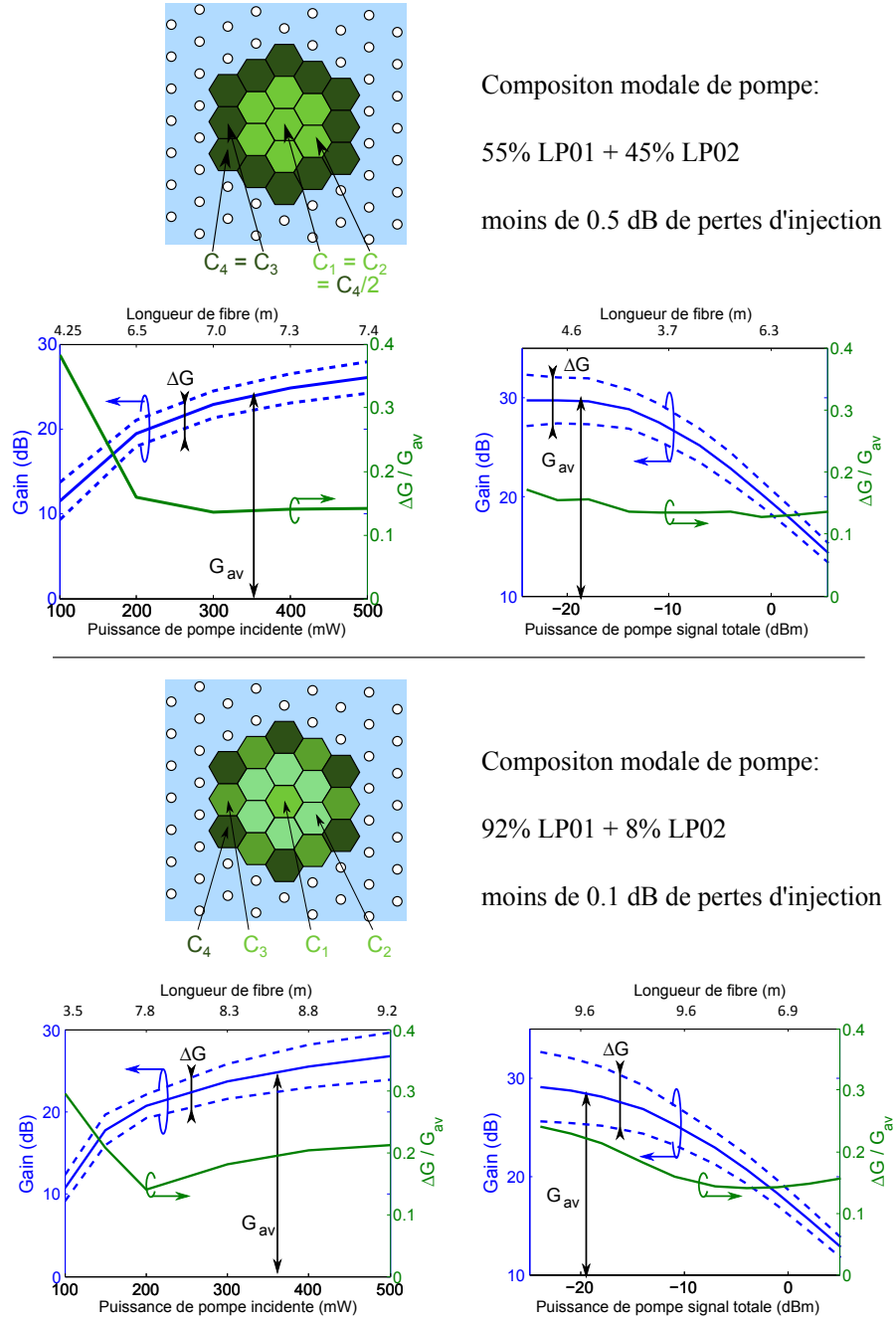


FIGURE 5.23 – Exemples de deux géométries d'amplificateur (profil de dopant et schéma de pompage) permettant l'égalisation du gain.

5.4 Egalisation du gain sur 10 modes

5.4.1 Contexte

Afin de démontrer l'efficacité de l'optimisation par méthode du gradient, nous avons décidé d'élaborer une géométrie d'amplificateur permettant l'égalisation des gains sur 10 modes signaux à travers la bande C. La fibre sera du même type que celle étudiée dans les sections précédentes de ce chapitre : fibre micro-structurée avec 19 défauts dans le cristal photonique pour constituer le cœur de fibre. Pour fixer le nombre de modes guidés par cette fibre à 1550 nm, nous avons ajusté les paramètres opto-géométriques du cristal photonique, à savoir Λ et d (cf. section 5.1.6). À l'aide de COMSOL, nous avons pu déterminer qu'il est possible de guider 10 modes à la longueur d'onde signal pour $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0.5$. En se reportant à la figure 5.4, on peut voir que ces paramètres sont cohérents avec un saut d'indice effectif de 20×10^{-3} . En utilisant l'équation 5.1, on obtient un rayon de cœur équivalent de $7.8 \mu\text{m}$. On peut alors en déduire une valeur approximative de la fréquence normalisée de la fibre à 1550 nm : $V_{\text{eff}} \simeq 7$. Cette valeur de fréquence normalisée effective approximative est bien en accord avec le fait que la fibre guide 10 modes (de façon efficace), puisque la fréquence normalisée de coupure du LP_{12} vaut 5.520.

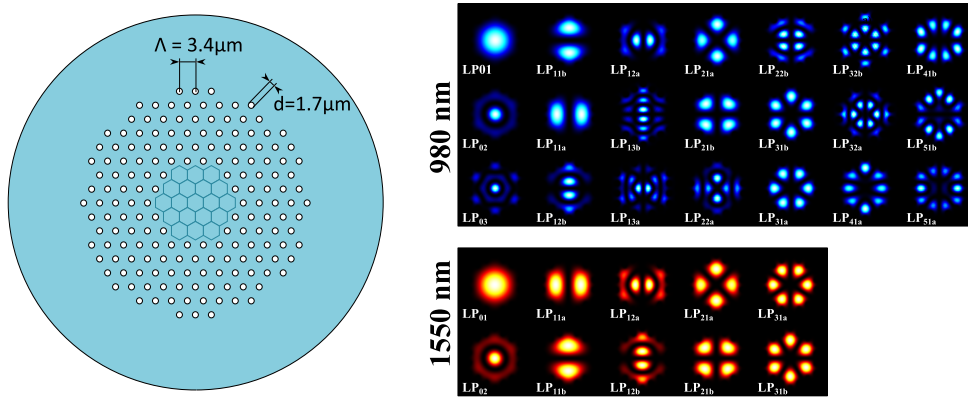


FIGURE 5.24 – Profil de PCF à 19 défauts, supportant 10 modes à la longueur d'onde signal, ainsi que les profils d'intensité des modes guidés par cette fibre à 1550 nm et à 980 nm.

5.4.2 Optimisation de l'amplificateur

L'optimisation de la géométrie de dopant a été réalisée en considérant 10 DoF :

- 7 DoF ont été consacrés au profil de dopant. Plus précisément, les 7 familles de cellules sont celles représentées sur la figure 5.20 au milieu.
- 3 DoF ont été dédiés à l'optimisation de l'injection du faisceau de pompe. Comme nous l'avons présenté précédemment, le *waist* de l'injection ($\omega_{i,p}$) représente un DoF (cf. figure 5.22). De plus, nous considérerons, ici, un potentiel décentrement de l'injection. La forme du cœur n'étant pas circulaire

mais hexagonale, le décalage transverse de l'injection suivant l'axe (Ox) n'est pas équivalent au même décalage suivant l'axe (Oy). Il faut donc considérer deux directions possibles pour le décalage, ce qui constitue 2 DoF pour l'optimisation (cf. figure 5.25).

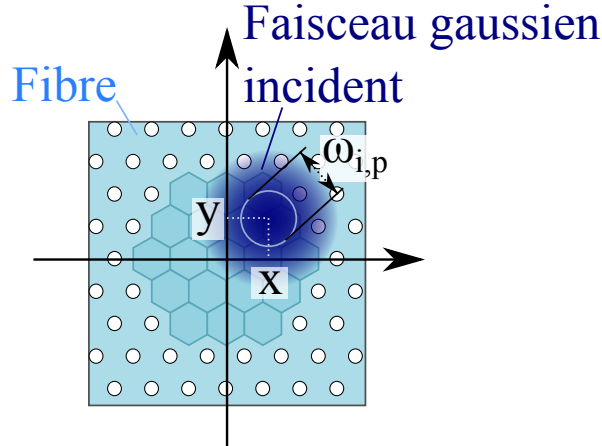


FIGURE 5.25 – Trois degrés de libertés associés à l'injection d'un faisceau de pompe gaussien : waist ($\omega_{i,p}$) et décalage transverse suivant deux directions (x et y).

La puissance de pompe incidente sur la face clivée de la fibre est fixée à 200 mW et les taux d'excitation des modes de pompes sont directement déduits des intégrales de recouvrement entre le faisceau gaussien incident (défini par son *waist* et par le décalage transverse suivant les deux axes du plan de clive) et les modes guidés à 980 nm par la PCF. Le signal est constitué de 40 signaux distribués à travers le spectre et les modes guidés (4 longueurs d'onde $\times$ 10 modes transverse). La puissance signal est fixée à -20 dBm/canal. La longueur de fibre est optimisée automatiquement au cours des itérations pour obtenir la meilleure platitude de gain.

Finalement, l'optimisation aboutit à une solution relativement simple constituée uniquement de trois concentrations d'erbium que nous noterons C_1 , C_2 et C_3 , comme cela a été représenté sur la figure 5.26 (en haut à gauche). Plus précisément, les valeurs de ces niveaux de concentration sont respectivement : 3.4×10^{24} , 4.9×10^{24} et 8×10^{24} ions. m^{-3} . Le profil de pompage, quant à lui, est légèrement plus complexe : la solution fournie consiste en un faisceau gaussien dont le *waist* serait de $1.5 \mu\text{m}$, injecté de façon décentré de $1.5 \mu\text{m}$ suivant l'axe (Ox) et suivant l'axe (Oy). Le profil d'intensité total de pompe ainsi obtenu en début de fibre (après injection) a été représenté en haut à droite de la figure 5.26 (somme des profils d'intensité des modes, pondérée par le taux d'excitation des modes). Les taux de couplage de puissance de pompe sur chaque mode sont alors les suivants : 16% de LP_{01} , 10% de LP_{02} , 5.4% par chaque LP_{11} , 10% par chaque LP_{12} , 3.4% de LP_{13a} , 3.9% de LP_{13b} , 2.4% de LP_{21a} , 7.1% de LP_{22a} , 2% de LP_{32a} , 1% de LP_{32b} , 1% de LP_{51a} and 1% de LP_{51b} . Ainsi, 80% de la puissance incidente est couplée dans le cœur de la fibre (soit 160 mW). Notons que, même si cette composition modale de pompe semble

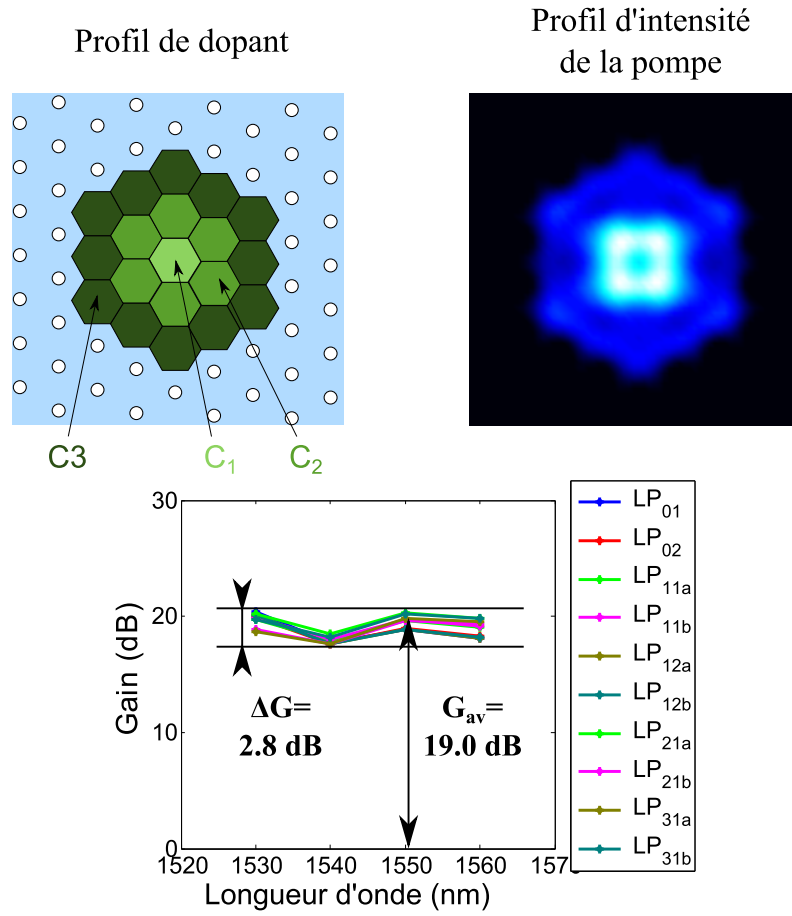


FIGURE 5.26 – Profil de dopant et profil d'intensité de pompe optimisés permettant l'égalisation du gain de 10 modes à travers la bande C. La figure de gain correspondant aux performances de cet amplificateur est également reportée (en bas).

complexe, elle est obtenue de façon relativement simple.

Les performances de cet amplificateur sont particulièrement satisfaisantes, puisque le facteur de platitude de gain est de 0.14, pour un gain moyen de 19 dB et pour uniquement 200 mW de pompe consommés. Une telle égalisation des gains est très satisfaisante puisqu'elle est identique à celle d'un amplificateur monomode à 4% près ($\Delta G/G = 0.1$), alors que le nombre de canaux de télécommunication utilisables est multiplié par 10 dans cette fibre (nombre de modes spatiaux).

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons proposé une alternative à la fabrication par voie MCVD pour la réalisation de FM-EDF. En utilisant les techniques bien connues de fabrication des fibres micro-structurées nous avons pu élaborer une géométrie de fibres dopées erbium originale. Le profil de dopant, ainsi que la structure d'indice de la fibre sont alors composées de cellules ou pixels de forme hexagonales.

Bien que nous nous soyons restreints et limités au cas particuliers des PCF dont la gaine est composée de trous d'air et de silice, il est important de rappeler qu'il est techniquement possible d'étendre ce type de cœur micro-structuré au cas de fibres dites « toutes solides » (i.e. pas de trous d'air).

Après avoir rappelé quelques généralités sur les PCF, nous avons étudié le cas d'une fibre dont le cœur est constitué de 19 défauts dans le cristal photonique et dont les paramètres opto-géométrique permettent au cœur de guider 6 modes dans la bande C. Chacun des 19 pixels va alors posséder son propre dopage en erbium.

Dans un premier temps, nous nous sommes restreints au cas où les niveaux de concentrations ne peuvent prendre que deux valeurs de type « binaire » (dopé ou non dopé), pour des raisons de simplicité en vue d'une potentielle fabrication. Après analyse des performances de plusieurs géométries, nous avons pu montrer qu'il n'est possible d'égaliser le gain que sur 4 modes à l'aide de ce type de profil simpliste. Une première réalisation de fibre a été reportée. Même si les valeurs expérimentales de gains obtenus à l'aide de cette fibre sont médiocres (ceci étant dû à la matrice de silice pure non adaptée), il est clair que ce nouveau procédé de fabrication permet une précision sur la distribution transverse des ions Er^{3+} qu'il n'est pas possible d'obtenir lors de synthèse de fibres par voie MCVD associée au dopage en solution. En effet, nous avons pu démontrer que ce procédé de fabrication par micro-assemblage limite fortement la diffusion des ions entre cellules et qu'il est aisé d'obtenir le profil d'indice et de dopant désiré, pourvu que l'on dispose des matériaux initiaux adéquats.

Par la suite, nous avons étendu le principe de cette micro-structuration du cœur à des profils de dopants plus complexes, permettant ainsi d'étendre l'égalisation du gain à 6 modes. En effet, nous avons considéré que le niveau de dopage pouvait varier de façon continue à l'intérieur d'un même pixel/cellule. Ainsi, les possibilités en termes de profil de dopant peuvent devenir beaucoup plus complexes que celles offertes pour le cas « binaire » évoqué précédemment.

Afin de faire face à l'accroissement du nombre de paramètres pouvant être ajustés, nous avons opté pour l'utilisation d'un algorithme d'optimisation afin de trouver la géométrie d'amplificateur permettant de maximiser les performances. En utilisant à la fois le profil de dopant et le schéma de pompage de l'amplificateur, nous avons pu trouver une géométrie d'amplificateur qui génère un gain élevé et une platitude de gain satisfaisante. Notons également que cette étude nous a permis de trouver un compromis entre performances de l'amplificateur et consommation énergétique, puisque nous avons toujours pris soin de maximiser l'efficacité de l'amplificateur tout en conservant un budget de puissance de pompe fixe et très raisonnable. L'analyse de stabilité de la géométrie optimale trouvée montre que cette fibre peut-être

utilisée sous de larges conditions d'utilisation.

Nous avons pu également voir l'interdépendance forte qui existe entre schéma de pompage et profil de dopant. A chaque schéma de pompage correspond un profil de dopant optimum et inversement.

Enfin, nous avons pu démontrer l'efficacité et l'intérêt de l'utilisation de la méthode « *gradient descent* » pour l'élaboration de FM-EDFAs, en appliquant cette technique au cas d'un amplificateur supportant 10 modes transverses. En combinant à nouveau schéma de pompage et profil de dopant micro-structuré nous avons pu établir une géométrie d'amplificateur fournissant un gain élevé et égalisé pour 10 modes à travers la bande C et avec une puissance de pompe réduite. Un tel amplificateur offre ainsi la possibilité de régénérer les signaux d'une ligne de télécommunication dont le débit serait techniquement 10 fois supérieur à celui d'une fibre monomode actuelles.

Conclusion générale

Au cours de cette thèse nous avons étudié une nouvelle génération d'amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA) adaptés aux transmissions multiplexées modalement. Comme nous l'avons rappelé, ce nouveau type de transmissions de données optiques représente une rupture certaine en comparaison de l'état de l'art actuel, ce qui nécessite de revisiter la technologie de bons nombres de composants fibrés dont les EDFA. Dans ce dernier cas, nous avons vu qu'il était impératif d'étendre l'égalisation du gain sur les différents canaux utilisés, à savoir l'ensemble du spectre de la bande C et les différents modes guidés de la fibre. Pour parvenir à cet objectif, nous avons, dans le cadre du projet ANR STRADE, combiné théorie et expérience pour proposer des EDFA susceptibles d'être utilisés dans des transmissions sur 4 voire 6 modes spatiaux.

Outre les nécessaires rappels théoriques et le survol de l'état de l'art actuel sur les transmissions multimodes (chapitre 1), nous avons présenté dans le chapitre 2, les différents outils de simulation numérique qui ont été développés pour mettre au point des géométries de fibres actives dopées erbium permettant l'obtention de FM-EDFAs performants en terme d'égalisation du gain. Code de simulation d'amplificateurs dopés erbium multimodes, code de calcul des modes d'une fibre et algorithme d'optimisation de type gradient sont autant d'outils aujourd'hui disponibles au PhLAM et qui pourront être utilisés pour poursuivre ce travail. Il convient de noter que ces codes sont maintenant utilisables pour l'étude des fibres légèrement multimodes que l'on peut rencontrer dans l'étude des fibres laser à grande aire effective. Côté expérimental, un banc de caractérisation de fibres amplificatrices multimodes a été mis en place afin de mesurer le gain fourni par les fibres réalisées au sein de l'équipe. Outre les propriétés amplificatrices, nous avons étudié les précautions qu'il est nécessaire de prendre lors de la construction de ce banc de caractérisation et lors de l'utilisation de fibres multimodes. Des aspects tels que la maîtrise de l'excitation des modes dans une FMF et le contrôle de la connexion entre FMF ont, ainsi, été développés dans le chapitre 3. De plus, une méthode de caractérisation de la composition modale d'une fibre a été étudiée (méthode S^2) et adaptée au cas des fibres légèrement multimodes. Pour ce faire, une technique de traitement des données (ACP) a été proposée afin de mieux interpréter certains résultats et repousser certaines limites de cette méthode.

Parmi les résultats les plus significatifs pour le projet STRADE, il convient de retenir que nous avons proposé des géométries de fibres actives basées sur la distribution du dopant sous forme d'anneau (cf. chapitre 4). Ces géométries, combinées à des schémas de pompes simples et économes en énergie, se sont avérées très prometteuses. Ainsi, après avoir démontré théoriquement la possibilité d'égaliser le gain sur 4 puis 6 modes, nous avons caractérisé plusieurs fibres réalisées au sein de l'équipe via un procédé de fabrication développé pour les fibres conventionnelles (MCVD combiné au dopage en solution). De très bons résultats expérimentaux ont été obtenus dans le cas de l'égalisation du gain sur 4 modes, avec des performances

proches de celles d'un amplificateur monomode. Ceci laisse entrevoir la possibilité de multiplier par quatre le débit transportable par une fibre unique. Ces fibres ont également été testées avec succès par notre partenaire Alcatel-Lucent. Nous avons montré que le procédé de fabrication que nous avons utilisé présente toutefois certaines limites en termes de structuration de dopants. Ainsi, il n'a pas été possible de réaliser la géométrie de fibre permettant l'égalisation du gain sur 6 modes, les différentes tentatives de réalisation de cette géométrie d'amplificateur ayant conduit à des résultats médiocres. La réalisation de fibres actives via ce procédé de fabrication fait néanmoins l'objet d'intenses recherches au sein de l'équipe photonique du PhLAM et on peut penser qu'en ajustant les différentes étapes de fabrication sur le tours MCVD, il pourrait être possible de réduire la diffusion des dopants et de s'approcher des profils théoriques visés. Une alternative pourrait également être la concaténation de fibres dont les profils de dopant sont respectivement optimisés.

Un autre résultat notable réside dans la méthode de fabrication alternative que nous avons proposée afin de réaliser des amplificateurs égalisant le gain sur 6 modes (cf. chapitre 5). En s'appuyant sur le micro-assemblage du cœur de la fibre, nous avons montré la possibilité de micro-structurer le profil de dopant dans une fibre optique afin de réaliser des fibres s'approchant au mieux des profils théoriques souhaités. Grâce à une première réalisation de fibre combinant la technique d'assemblage-étirage (Stack & Draw) et Sol-Gel, nous avons ainsi pu démontrer qu'il est possible de s'affranchir des limitations de la méthode de fabrication conventionnelle. Finalement, nous avons montré qu'en utilisant cette méthode de fabrication alternative, il est théoriquement possible de réaliser des amplificateurs permettant l'égalisation du gain sur 6 et même 10 modes transverses dans la fibre. Cependant, ces géométries de fibres nécessitent l'utilisation de plusieurs barreaux de silice dopée erbium possédant le même indice optique mais des concentrations en erbium différentes. De tels barreaux ne sont actuellement pas disponibles avec une grande diversité de compositions et de concentrations du fait d'une fabrication relativement complexe. Néanmoins, il est important de rappeler que ce type de matériaux commence à être développé pour d'autres dopages terre-rare, comme l'Ytterbium. Il est donc théoriquement possible de réaliser des barreaux de verres aluminosilicates dopés erbium, dont on contrôle l'indice optique et la concentration en erbium. La fabrication d'une fibre micro-structurée permettant l'égalisation du gain sur 6 modes représente une suite naturelle à ce travail de thèse. Au delà de la démonstration d'une amplification efficace et contrôlée des différents modes, l'utilisation concrète de ces amplificateurs dans une ligne de transmission fait également l'objet de nombreux tests expérimentaux par notre partenaire Alcatel-Lucent Bell Labs France. Il s'agit là encore d'une perspective à notre travail.

Notons que l'ensemble des travaux que nous venons d'exposer a été obtenu dans le cadre de l'approximation des modes Linéairement Polarisés (LP). Il serait intéressant de généraliser nos résultats dans le cadre d'une base modale plus rigoureuse, à savoir les modes vectoriels qui sont les vrais modes de la fibre. En effet, que ce soit dans le cas du code de simulation des FM-EDFA, ou dans celui de l'analyse des données S^2 , la base des modes LP présente des limitations fortes quant à la compré-

5.4. Egalisation du gain sur 10 modes

247

hension et l'analyse de certains phénomènes physiques. L'élaboration d'un code de simulation de FM-EDFA vectoriel, ainsi que l'analyse de la composition en modes vectoriels d'une FMF via une analyse S^2 sont actuellement en cours de réalisation.

ANNEXE A

Méthode numérique d'intégration des équations différentielles : Runge-Kutta d'ordre 4

Dans cette annexe nous décrirons les aspects techniques de la méthode d'intégration numérique des équation différentielle nommée « *Runge-Kutta d'ordre 4* » (RK4). Cette technique a été utilisée dans le code de simulation des EDFA multi-modes décrit dans le chapitre 2.

Pour rappel, l'équation qui nous voulons intégrer dans le cadre de cette thèse est l'équation de propagation (cf. equation 2.11). En s'appuyant sur la discrétisation des différentes dimensions physique du système, cette technique de résolution numérique va permettre l'intégration des équations par récurrence suivant l'axe (Oz).

Soit $f(z, \phi)$ la fonction correspondant à l'équation différentielle à résoudre :

$$\frac{d\phi}{dz} = f(z, \phi)$$

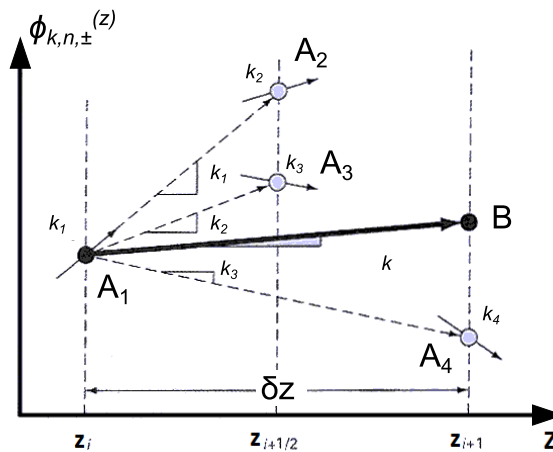


FIGURE A.1 – Illustration de la méthode d'intégration Runge-Kutta d'ordre 4.

En se basant sur la figure A.1, il est possible de décrire la méthode RK4. Pour trouver les coordonnées du point B , on se base sur les coordonnées du point de départ A_1 et on utilise la suite de calculs suivant :

**Annexe A. Méthode numérique d'intégration des équations
différentielles : Runge-Kutta d'ordre 4**

250

- on calcule la dérivée au point A_1 :

$$k_1 = f(z_i, \phi_{k,n,\pm}^{(z_i)})$$

- en se plaçant au point A_2 de coordonnées $(z_i + \delta z/2, \phi_{k,n,\pm}^{(z_i)} + k_1 \delta z/2)$ (interpolation linéaire suivant tangente en A_1), il est possible de calculer la dérivée en ce point.

$$k_2 = f(z_i + \frac{\delta z}{2}, \phi_{k,n,\pm}^{(z_i)} + k_1 \frac{\delta z}{2})$$

- de même on calcule la dérivée au point A_3 , interpolation linéaire partant du point A_1 suivant une droite de coefficient directeur k_2 .

$$k_3 = f(z_i + \frac{\delta z}{2}, \phi_{k,n,\pm}^{(z_i)} + k_2 \frac{\delta z}{2})$$

- enfin on calcule la dérivée au point A_4 (interpolation linéaire à partir de A_1 suivant la droite de coefficient directeur k_3).

$$k_4 = f(z_i + \delta z, \phi_{k,n,\pm}^{(z_i)} + k_3 \delta z)$$

- finalement, on obtient l'ordonnée du point B , d'abscisse z_{i+1} , grâce à une moyenne pondérée des valeurs des dérivées :

$$\phi_{k,n,\pm}^{(z_{i+1})} = \phi_{k,n,\pm}^{(z_i)} + \delta z \left(\frac{1}{6} k_1 + \frac{2}{6} k_2 + \frac{2}{6} k_3 + \frac{1}{6} k_4 \right)$$

En réalisant cette suite de calcul de proche en proche (itérations suivant l'axe (Oz)) on peut intégrer l'équation 2.11.

ANNEXE B

Orthogonalité des profils de battements

Comme nous l'avions signalé dans la section 3.4.8, l'élaboration des équations a été obtenue dans le cas où les valeurs de Δn_g sont tous différents et où les figures de battements sont orthogonales. L'hypothèse selon laquelle les valeurs de Δn_g ne sont pas dégénérées dépend de la fibre optique et de la plage spectral étudiée. Dans cette annexe nous analyserons l'orthogonalité entre profils de battement. En effet, il est possible de calculer le produit scalaire des profils de battements de façon théorique (rappelons que le produit scalaire de deux vecteurs est nul si ces deux vecteurs sont orthogonaux).

Pour cela, nous avons utilisé le code de simulation des modes et nous avons calculé les profils de champ normalisés des modes de la FMF passive à 1550 nm (cf. figure 2.19). Une résolution transverse de 500×500 pixels a été utilisé dans le cadre de ces calculs. Soit $F_{m,ij}$ le profil de champ du mode m , sur le pixel i, j .

Comme nous l'avions fait dans la section 3.4.8, réduisons les dimensionnalité de ces profils de mode de 2 à 1 en combinant les indices i et j sous forme d'un indice unique p (cf. figure 3.27) :

$$F_{m,p} = F_{m,ij}$$

Le profil de battement entre le mode m_1 et m_2 ($\overrightarrow{v_{m_1, m_2}}$) est obtenu en multipliant les profils de champs $F_{m_1,p}$ et $F_{m_2,p}$. Cependant, il est nécessaire de nommer ce profil de battement, tel que :

$$v_{m_1, m_2, p} = \left(\frac{F_{m_1, p} F_{m_2, p}}{\sqrt{S_{m_1 m_2}}} \right)$$

avec

$$S_{m_1 m_2} = \sum_p (F_{m_1, p} F_{m_2, p})^2$$

Notons que ces profils de battements théoriques ont été reportés sur la figure 3.21.

Le produit scalaire (P_{m_1, m_2, m_3, m_4}) entre deux profils de battements est alors donné par :

$$P_{m_1, m_2, m_3, m_4} = \overrightarrow{v_{m_1, m_2}} \cdot \overrightarrow{v_{m_3, m_4}} = \sum_p v_{m_1, m_2, p} v_{m_3, m_4, p}$$

Les valeurs de produit scalaires entre profils de battement a été reportées sur le tableau B.1. On constate que certains vecteurs sont non orthogonaux. Par exemple, le profil de battement $LP_{11a} - LP_{11b}$ est identique avec le profil de battement $LP_{01} -$

LP_{21b} , puisque leur produit scalaire vaut 1. On peut également constater cette égalité sur la figure 3.21.

		battement													
		LP01 - LP11a	LP01 - LP11b	LP01 - LP02	LP01 - LP21a	LP01 - LP21b	LP11a - LP11b	LP11a - LP02	LP11a - LP21a	LP11a - LP21b	LP11b - LP02	LP11b - LP21a	LP11b - LP21b	LP02 - LP21a	LP02 - LP21b
battement	LP21a - LP21b	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1.00
	LP02 - LP21b	-	-	-	-	-0.54	-0.53	-	-	-	-	-	-	-	1.00
	LP02 - LP21a	-	-	-	-0.54	-	-	-	-	-	-	-	-	1.00	
	LP11b - LP21b	0.63	-	-	-	-	-	-0.38	-	-	-	-	1.00		
	LP11b - LP21a	-	-0.63	-	-	-	-	-	-	-	0.38	1.00			
	LP11b - LP02	-	-0.10	-	-	-	-	-	-	-0.38	1.00				
	LP11a - LP21b	-	0.63	-	-	-	-	-	-	1.00					
	LP11a - LP21a	0.63	-	-	-	-	-	-0.38	1.00						
	LP11a - LP02	-0.10	-	-	-	-	-	1.00							
	LP11a - LP11b	-	-	-	-	1.00	1.00								
	LP01 - LP21b	-	-	-	-	1.00									
	LP01 - LP21a	-	-	-	1.00										
	LP01 - LP02	-	-	1.00											
	LP01 - LP11b	-	1.00												
	LP01 - LP11a	1.00													

TABLE B.1 – Valeurs théoriques du produit scalaire des profils de battements $\left(\frac{F_{m_1,p}F_{m_2,p}}{\sqrt{S_{m_1m_2}}}\right)$, calculés à l'aide du code de calcul des modes d'une fibre à saut d'indice. Par soucis de clarté, les valeur nuls on été remplacées par un tiret (-).

La non-orthogonalité des profils de battement peut parfois engendrer des erreurs sur les valeurs propres. Ceci va également induire une erreur sur la puissance de chaque mode déduite par la méthode ACP. Une Analyse des Composante Indépendante permet alors de résoudre ce problème. Cette technique d'analyse des données complémentaire ne sera pas présenté dans le cadre de cette thèse.

Bibliographie

- [Abedin 2011] K. S. Abedin, T. F. Taunay, M. Fishteyn, M. F. Yan, B. Zhu, J. M. Fini, E. M. Monberg, F.V. Dimarcello et P.W. Wisk. *Amplification and noise properties of an erbium-doped multicore fiber amplifier*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16715–16721, 2011. (Cité en page 52.)
- [Abedin 2012] K. S. Abedin, T. F. Taunay, M. Fishteyn, D. J. DiGiovanni, V.R. Supradeepa, J. M. Fini, M. F. Yan, B. Zhu, E. M. Monberg et F.V. Dimarcello. *Cladding-pumped erbium-doped multicore fiber amplifier*. Optics Express, vol. 20, no. 18, pages 20191–20200, 2012. (Cité en page 52.)
- [Al Amin 2011] Abdullah Al Amin, An Li, Simin Chen, Xi Chen, GuanJun Gao et William Shieh. *Dual-LP11 mode 4x4 MIMO-OFDM transmission over a two-mode fiber*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16672–16679, 2011. (Cité en page 53.)
- [Aleshkina 2011] Svetlana S. Aleshkina, Mikhail E. Likhachev, Andrey D. Pryamnikov, Dmitry A. Gaponov, Alexandr N. Denisov, Mikhail M. Bubnov, Mikhail Yu. Salganskii, Alexandr Yu. Laptev, Aleksei N. Guryanov, Yurii A. Uspenskii, Nikolay L. Popov et Sebastien Fevrier. *Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range*. Optics Letters, vol. 36, no. 18, pages 3566–3568, 2011. (Cité en page 205.)
- [Bae 2004] Jinho Bae, Joohwan Chun et Sang Bae Lee. *Synthesis of long-period fiber gratings with the inverted erbium gain spectrum using the multiport lattice filter model*. Journal of Lightwave Technology, vol. 22, no. 8, pages 1976–1986, 2004. (Cité en page 57.)
- [Bai 2011] Neng Bai, Ezra Ip, Ting Wang et Guifang Li. *Multimode fiber amplifier with tunable modal gain using a reconfigurable multimode pump*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16601–16611, 2011. (Cité en pages 61, 118 et 168.)
- [Bai 2012] Neng Bai, Ezra Ip, Yue-Kai Huang, Eduardo Mateo, Fatih Yaman, Ming-Jun Li, Scott Bickham, Sergey Ten, Jesus Linares, Carlos Montero, Vicente Moreno, Xesus Prieto, Vincent Tse, Kit Man Chung, Alan Pak Tao Lau, Hwa-Yaw Tam, Chao Lu, Yanhua Luo, Gang-Ding Peng, Guifang Li et Ting Wang. *Mode-division multiplexed transmission with inline few-mode fiber amplifier*. Optics Express, vol. 20, no. 3, pages 2668–2680, 2012. (Cité en pages 53, 55 et 62.)
- [Bao 2014] Xian-Feng Bao, Xiao-Jun Wang, Hua Su et Xiao-Jian Shu. *Geometric definition of the V-parameter in photonic crystal fibers*. Optics Letters, vol. 39, no. 4, pages 892–895, 2014. (Cité en page 214.)
- [Baz 2013a] Assaad Baz, Laurent Bigot, Geraud Bouwmans et Yves Quiquempois. *Single-Mode, Large Mode Area, Solid-Core Photonic BandGap Fiber With*

- Hetero-Structured Cladding*. Journal of Lightwave Technology, vol. 31, no. 5, pages 830–835, 2013. (Cité en page 205.)
- [Baz 2013b] Assaad Baz, Hicham El Hamzaoui, Ihsan Fsaifes, Geraud Bouwmans, Mohamed Bouazaoui et Laurent Bigot. *A pure silica ytterbium-doped sol-gel-based fiber laser*. Laser Physics Letters, vol. 10, no. 5, page 055106, 2013. (Cité en pages 212 et 223.)
- [Becker 1999] Philippe C. Becker, N. Anders Olsson et Jay R. Simpson. Erbium-Doped Fiber Amplifiers : Fundamentals and Technology. Academic Press, 1st edition édition, 1999. (Cité en pages 71, 75 et 80.)
- [Berdague 1982] S. Berdague et P. Facq. *Mode division multiplexing in optical fibers*. Applied Optics, vol. 21, no. 11, pages 1950–1955, 1982. (Cité en page 51.)
- [Bigo 1996] Sebastien Bigo. *Traitement de signal tout-optique pour la transmission a tres haut debit de solitons par fibre optique*, 1996. (Cité en page 29.)
- [Bigo 2012] Sebastien Bigo. *Coherent optical long-haul system design*. In Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest, page OTh3A.1. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 49.)
- [Bigot 2002] Laurent Bigot. *Structure homogene et inhomogene de la transition $4I13/2 \rightarrow 4I15/2$ de l'amplificateur a fibre dopee erbium dans des verres d'oxydes, de fluorures et de sulfures*, 2002. (Cité en page 71.)
- [Birks 1997] T. A. Birks, J. C. Knight et P. St.J. Russell. *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. Optics Letters, vol. 22, no. 13, pages 961–963, 1997. (Cité en pages 205, 206 et 212.)
- [Blake 1986] J. N. Blake, B. Y. Kim et H. J. Shaw. *Fiber-optic modal coupler using periodic microbending*. Optics Letters, vol. 11, no. 3, pages 177–179, 1986. (Cité en page 57.)
- [Bouwmans 2005] G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino et M. Douay. *Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm*. Optics Express, vol. 13, no. 21, pages 8452–8459, 2005. (Cité en page 205.)
- [Bozinovic 2012] Nenad Bozinovic, Yang Yue, Yongxiong Ren, Moshe Tur, Poul Kristensen, Alan Willner et Siddharth Ramachandran. *Orbital Angular Momentum (OAM) Based Mode Division Multiplexing (MDM) over a Km-length Fiber*. In European Conference and Exhibition on Optical Communication, page Th.3.C.6. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 53.)
- [Bures 2009] Jacques Bures. optique guidee. ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL, 2009. (Cité en pages 15 et 17.)
- [Carpenter 2012a] J. Carpenter, B.C. Thomsen et T.D. Wilkinson. *Mode Division Multiplexing of Modes With the Same Azimuthal Index*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, no. 21, pages 1969–1972, 2012. (Cité en page 59.)
- [Carpenter 2012b] J. Carpenter et T.D. Wilkinson. *All Optical Mode-Multiplexing Using Holography and Multimode Fiber Couplers*. Journal of Lightwave Technology, vol. 30, no. 12, pages 1978–1984, 2012. (Cité en page 59.)

- [Carpenter 2012c] Joel Carpenter et Timothy D. Wilkinson. *Characterization of Multimode Fiber by Selective Mode Excitation*. Journal of Lightwave Technology, vol. 30, no. 10, pages 1386–1392, 2012. (Cité en page 59.)
- [Carpenter 2014] Joel Carpenter, Benjamin J. Eggleton et Jochen Schroder. *110x110 optical mode transfer matrix inversion*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 96–101, 2014. (Cité en page 59.)
- [Chandrasekhar 2012] S. Chandrasekhar, A. H. Gnauck, Xiang Liu, P. J. Winzer, Y. Pan, E. C. Burrows, T.F. Taunay, B. Zhu, M. Fishteyn, M. F. Yan, J. M. Fini, E.M. Monberg et F.V. Dimarcello. *WDM/SDM transmission of 10 x 128-Gb/s PDM-QPSK over 2688-km 7-core fiber with a per-fiber net aggregate spectral-efficiency distance product of 40,320 km b/s/Hz*. Optics Express, vol. 20, no. 2, pages 706–711, 2012. (Cité en page 52.)
- [Charlet 2011] Gabriel Charlet. *Etude des formats de modulation et des methodes de detection pour les transmissions multiplexees en longueurs d'ondes sur fibre optique au debit de 40Gb/s et 100Gb/s*, 2011. (Cité en pages 45 et 48.)
- [Chen 2012] Xi Chen, An Li, Jia Ye, Abdullah Al Amin et William Shieh. *Reception of mode-division multiplexed superchannel via few-mode compatible optical add/drop multiplexer*. Optics Express, vol. 20, no. 13, pages 14302–14307, 2012. (Cité en page 56.)
- [Cvijetic 2012] Milorad Cvijetic, Ivan B. Djordjevic et Neda Cvijetic. *Dynamic multidimensional optical networking based on spatial and spectral processing*. Optics Express, vol. 20, no. 8, pages 9144–9150, 2012. (Cité en page 56.)
- [Dawson 1996] Jr. Dawson S.W. et P. Trischitta. *TAT-12/13 project overview*. In IEE Colloquium on Transoceanic Cable Communications - TAT 12 and 13 Herald a New Era, pages 2/1–2/5, 1996. (Cité en pages 39 et 40.)
- [Desurvire 1987] E. Desurvire, J. R. Simpson et P. C. Becker. *High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier*. Optics Letters, vol. 12, no. 11, pages 888–890, 1987. (Cité en page 40.)
- [Desurvire 1990] E. Desurvire, J.L. Zyskind et C.R. Giles. *Design optimization for efficient erbium-doped fiber amplifiers*. Journal of Lightwave Technology, vol. 8, no. 11, pages 1730–1741, 1990. (Cité en page 61.)
- [Digonnet 1985] M. J. F. Digonnet et C. J. Gaeta. *Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators*. Applied Optics, vol. 24, no. 3, pages 333–342, 1985. (Cité en page 75.)
- [Digonnet 2001] Michel J. F. Digonnet. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded*. CRC Press, 2001. (Cité en pages 80 et 97.)
- [Eggleton 2001] Benjamin Eggleton, Charles Kerbage, Paul Westbrook, Robert Windeler et Arturo Hale. *Microstructured optical fiber devices*. Optics Express, vol. 9, no. 13, page 698, 2001. (Cité en page 205.)
- [Essiambre 2013] R. Essiambre, M.A. Mestre, R. Ryf, A.H. Gnauck, R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, Yi Sun, Xinli Jiang et R. Lingle. *Experimental Investiga-*

- tion of Inter-Modal Four-Wave Mixing in Few-Mode Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 25, no. 6, pages 539–542, 2013. (Cité en page 55.)
- [Evers 1985] G. Evers. *Mode transition matrices for fibre-optic connectors*. Electronics Letters, vol. 21, no. 9, page 401, 1985. (Cité en page 122.)
- [Fevrier 2010] S. Fevrier, D. Gaponov, M. Devautour, P. Roy, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Druon, P. Georges, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii et M. V. Yashkov. *Photonic bandgap fibre oscillators and amplifiers*. Optical Fiber Technology, vol. 16, no. 6, pages 419–427, 2010. (Cité en page 205.)
- [Fontaine 2012] Nicolas K. Fontaine, Roland Ryf, Joss Bland-Hawthorn et Sergio G. Leon-Saval. *Geometric requirements for photonic lanterns in space division multiplexing*. Optics Express, vol. 20, no. 24, pages 27123–27132, 2012. (Cité en page 60.)
- [Frignac 2003] Yann Frignac. *Contribution a l'ingenierie des systemes de transmission terrestres sur fibre optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde de canaux modules au debit de 40 Gbit/s.*, 2003. (Cité en pages 35 et 37.)
- [Giles 1991] C. R. Giles et E. Desurvire. *Modeling erbium-doped fiber amplifiers*. Journal of Lightwave Technology, vol. 9, no. 2, pages 271–283, 1991. (Cité en pages 73, 74 et 75.)
- [Gong 2007] Mali Gong, Yanyang Yuan, Chen Li, Ping Yan, Haitao Zhang et Suying Liao. *Numerical modeling of transverse mode competition in strongly pumped multimode fiber lasers and amplifiers*. Optics Express, vol. 15, no. 6, pages 3236–3246, 2007. (Cité en page 61.)
- [Gong 2008] Mali Gong, Chengqiang Lu, Ping Yan et Yunxiang Wang. *Investigations on Transverse-Mode Competition and Beam Quality Modeling in End-Pumped Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 44, no. 11, pages 1009–1019, 2008. (Cité en page 61.)
- [Gruner-Nielsen 2012] Lars Gruner-Nielsen, Yi Sun, Jeffrey W. Nicholson, Dan Jakobsen, Robert Lingle et Bera Palsdottir. *Few Mode Transmission Fiber with low DGD, low Mode Coupling and low Loss*. In National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest, page PDP5A.1. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 55.)
- [Hayashi 2011] Tetsuya Hayashi, Toshiki Taru, Osamu Shimakawa, Takashi Sasaki et Eisuke Sasaoka. *Design and fabrication of ultra-low crosstalk and low-loss multi-core fiber*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16576–16592, 2011. (Cité en page 52.)
- [Hecht 1999] Jeff Hecht. *City of Light : The Story of Fiber Optics : The Story of Fiber Optics*. Oxford University Press, 1999. (Cité en page 5.)
- [Herbster 2014] A. Herbster et M. A. Romero. *On the design of few-mode Er-doped fiber amplifiers for space-division multiplexing optical communications systems*. volume 9131, pages 91310Y–91310Y–9, 2014. (Cité en page 234.)

- [Hilaire 2006] Stephane Hilaire, Dominique Pagnoux, Philippe Roy et Sebastien Fevrier. *Numerical study of single mode Er-doped microstructured fibers : influence of geometrical parameters on amplifier performances*. Optics Express, vol. 14, no. 22, pages 10865–10877, 2006. (Cité en page 212.)
- [Ho 2011] Keang-Po Ho et Joseph M. Kahn. *Statistics of Group Delays in Multimode Fiber With Strong Mode Coupling*. Journal of Lightwave Technology, vol. 29, no. 21, pages 3119–3128, 2011. (Cité en page 55.)
- [Ho 2012] Keang-Po Ho et J.M. Kahn. *Delay-Spread Distribution for Multimode Fiber With Strong Mode Coupling*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, no. 21, pages 1906–1909, 2012. (Cité en page 55.)
- [Iano 1979] S. Iano, T. Sato, S. Sentsui, T. Kuroha et Y. Nishimura. *Multicore optical fiber*. In Optical Fiber Communication, 1979 OSA Technical Digest Series, page WB1. Optical Society of America, 1979. (Cité en page 51.)
- [Igarashi 2014] Koji Igarashi, Daiki Souma, Takehiro Tsuritani et Itsuro Morita. *Performance evaluation of selective mode conversion based on phase plates for a 10-mode fiber*. Optics Express, vol. 22, no. 17, pages 20881–20893, 2014. (Cité en page 56.)
- [Inan 2012] Beril Inan, Bernhard Spinnler, Filipe Ferreira, Dirk van den Borne, Adriana Lobato, Susmita Adhikari, Vincent A. J. M. Sleiffer, Maxim Kuschnerov, Norbert Hanik et Sander L. Jansen. *DSP complexity of mode-division multiplexed receivers*. Optics Express, vol. 20, no. 10, pages 10859–10869, 2012. (Cité en page 54.)
- [Ip 2011] E. Ip, Neng Bai, Yue-Kai Huang, E. Mateo, F. Yaman, Ming-Jun Li, S. Bickham, S. Ten, J. Linares, C. Montero, V. Moreno, X. Prieto, V. Tse, Kit Man Chung, A Lau, Hwa-yaw Tam, Chao Lu, Yanhua Luo, Gang-Ding Peng et Guifang Li. *88x3x112-Gb/s WDM transmission over 50 km of three-mode fiber with inline few-mode fiber amplifier*. In 2011 37th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC), pages 1–3, 2011. (Cité en page 62.)
- [Ip 2012] E. Ip. *Gain Equalization for Few-Mode Fiber Amplifiers Beyond Two Propagating Mode Groups*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, no. 21, pages 1933–1936, 2012. (Cité en pages 62 et 64.)
- [Ip 2013] Ezra Ip, Ming-jun Li, Yue-Kai Huang, Akihiro Tanaka, Eduardo Mateo, William Wood, Junqiang Hu, Yutaka Yano et Konstantin Koreshkov. *146x6x19-Gbaud Wavelength- and Mode-Division Multiplexed Transmission over 10x50-km Spans of Few-Mode Fiber with a Gain-Equalized Few-Mode EDFA*. page PDP5A.2. OSA, 2013. (Cité en page 53.)
- [Jin 2013] Cang Jin, Bora Ung, Younes Messaddeq et Sophie LaRochelle. *Tailored modal gain in a multi-mode erbium-doped fiber amplifier based on engineered ring doping profiles*. volume 8915, pages 89150A–89150A–12, 2013. (Cité en page 63.)

- [Jung 2011] Y. Jung, S. Alam, Z. Li, A. Dhar, D. Giles, I. P. Giles, J. K. Sahu, F. Poletti, L. Gruner-Nielsen et D. J. Richardson. *First demonstration and detailed characterization of a multimode amplifier for space division multiplexed transmission systems*. Optics Express, vol. 19, no. 26, pages B952–B957, 2011. (Cité en pages 57, 62 et 168.)
- [Jung 2013a] Y. Jung, Q. Kang, J.K. Sahu, B. Corbett, R. Winfield, F. Poletti, S.U. Alam et D.J. Richardson. *Few-mode EDFA supporting 5 spatial modes with reconfigurable differential modal gain control*. In 39th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC 2013), pages 1–3, 2013. (Cité en pages 65 et 102.)
- [Jung 2013b] Y. Jung, Q. Kang, V. A. J. M. Sleiffer, B. Inan, M. Kuschnerov, V. Veljanovski, B. Corbett, R. Winfield, Z. Li, P. S. Teh, A. Dhar, J. Sahu, F. Poletti, S. U. Alam et D. J. Richardson. *Three mode Er3+ ring-doped fiber amplifier for mode-division multiplexed transmission*. Optics Express, vol. 21, no. 8, pages 10383–10392, 2013. (Cité en page 64.)
- [Jung 2013c] Yongmin Jung, Vincent Sleiffer, Beril Inan, Maxim Kuschnerov, Vladimir Veljanovski, Brian Corbett, Richard Winfield, Qiongyue Kang, A. Dhar, Jayanta Kumar Sahu, Francesco Poletti, Shaif-ul Alam et David J. Richardson. *Multimode EDFA performance in mode-division multiplexed transmission systems*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013, OSA Technical Digest (online), page JW2A.24. Optical Society of America, 2013. (Cité en page 62.)
- [Jung 2014] Yongmin Jung, Qiongyue Kang, J.K. Sahu, B. Corbett, J. O’Callaghan, F. Poletti, S.-U. Alam et D.J. Richardson. *Reconfigurable Modal Gain Control of a Few-Mode EDFA Supporting Six Spatial Modes*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 26, no. 11, pages 1100–1103, 2014. (Cité en pages 64 et 65.)
- [Kaiser 1974] P. Kaiser et H. W. Astle. *Low-Loss Single-Material Fibers Made From Pure Fused Silica*. Bell System Technical Journal, vol. 53, no. 6, pages 1021–1039, 1974. (Cité en pages 205 et 206.)
- [Kang 2012] Qiongyue Kang, Ee-Leong Lim, Yongmin Jung, Jayanta K. Sahu, Francesco Poletti, Catherine Baskiotis, Shaif-ul Alam et David J. Richardson. *Accurate modal gain control in a multimode erbium doped fiber amplifier incorporating ring doping and a simple LP01 pump configuration*. Optics Express, vol. 20, no. 19, pages 20835–20843, 2012. (Cité en page 63.)
- [Kang 2013] Qiongyue Kang, EE Leong Lim, Yongmin Jung, Francesco Poletti, Shaif-ul Alam et David J. Richardson. *Design of Four-Mode Erbium Doped Fiber Amplifier with Low Differential Modal Gain for Modal Division Multiplexed Transmissions*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013, OSA Technical Digest (online), page OTu3G.3. Optical Society of America, 2013. (Cité en page 64.)

- [Kang 2014] Qiongyue Kang, Ee-Leong Lim, Francesco Poletti Yongmin Jung, Catherine Baskiotis, Shaif-ul Alam et David J. Richardson. *Minimizing differential modal gain in cladding-pumped EDFAs supporting four and six mode groups*. Optics Express, vol. 22, no. 18, page 21499, 2014. (Cité en pages 186 et 234.)
- [Kao 1966] K.C. Kao et G.A. Hockham. *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, vol. 113, no. 7, page 1151, 1966. (Cité en page 10.)
- [Knight 1996] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell et D. M. Atkin. *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Optics Letters, vol. 21, no. 19, pages 1547–1549, 1996. (Cité en page 205.)
- [Koebele 2011a] Clemens Koebele, M. Salsi, G. Charlet et Sebastien Bigo. *Nonlinear Effects in Mode-Division-Multiplexed Transmission Over Few-Mode Optical Fiber*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, no. 18, pages 1316–1318, 2011. (Cité en page 55.)
- [Koebele 2011b] Clemens Koebele, Massimiliano Salsi, Laurent Milord, Roland Ryf, Cristian A. Bolle, Pierre Sillard, Sebastien Bigo et Gabriel Charlet. *40km Transmission of Five Mode Division Multiplexed Data Streams at 100Gb/s with low MIMO-DSP Complexity*. In 37th European Conference and Exposition on Optical Communications, OSA Technical Digest (CD), page Th.13.C.3. Optical Society of America, 2011. (Cité en pages 53, 56 et 132.)
- [Koebele 2011c] Clemens Koebele, Massimiliano Salsi, Donato Sperti, Patrice Tran, Patrick Brindel, Haik Mardoyan, Sebastien Bigo, Aurelien Boutin, Frederic Verluise, Pierre Sillard, Marianne Astruc, Lionel Provost, Frederic Cerou et Gabriel Charlet. *Two mode transmission at 2x100Gb/s, over 40km-long prototype few-mode fiber, using LCOS-based programmable mode multiplexer and demultiplexer*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16593–16600, 2011. (Cité en pages 53, 57 et 59.)
- [Koebele 2012] Clemens Koebele. *Mode-division-multiplexing as a possibility to cope with the increasing capacity demand in optical transmission systems*, 2012. (Cité en pages 38, 46, 48 et 50.)
- [Koonen 2012] AM.J. Koonen, Haoshuo Chen, H. P A Van den Boom et O. Raz. *Silicon Photonic Integrated Mode Multiplexer and Demultiplexer*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, no. 21, pages 1961–1964, 2012. (Cité en page 58.)
- [Koplow 2000] Jeffrey P. Koplow, Dahv A. V. Kliner et Lew Goldberg. *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*. Optics Letters, vol. 25, no. 7, pages 442–444, 2000. (Cité en page 110.)
- [Korotky 2012] Steven K. Korotky. *Price-Points for Components of Multi-Core Fiber Communication Systems in Backbone Optical Networks*. Journal of Optical Communications and Networking, vol. 4, no. 5, pages 426–435, 2012. (Cité en page 51.)

- [Koshiba 2004] Masanori Koshiba et Kunimasa Saitoh. *Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers*. Optics Letters, vol. 29, no. 15, pages 1739–1741, 2004. (Cité en page 212.)
- [Krummrich 2011] Peter M. Krummrich. *Optical amplification and optical filter based signal processing for cost and energy efficient spatial multiplexing*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16636–16652, 2011. (Cité en page 51.)
- [Kubota 2011] Hirokazu Kubota et Toshio Morioka. *Few-mode optical fiber for mode-division multiplexing*. Optical Fiber Technology, 2011. (Cité en page 55.)
- [Kudlinski 2012] A. Kudlinski, D. Labat, G. Melin et A. Mussot. *Highly nonlinear photonic crystal fiber with an unprecedented high figure of merit at 1 μ m*. In Advanced Photonics Congress, OSA Technical Digest (online), page SM4E.2. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 205.)
- [Le Cocq 2012a] Guillaume Le Cocq, Laurent , Antoine Le Rouge, Marianne Bigot-Astruc, Pierre Sillard, Clemens Koebele, Massimiliano Salsi et Yves Quiquempois. *Modeling and characterization of a few-mode EDFA supporting four mode groups for mode division multiplexing*. Optics Express, vol. 20, no. 24, pages 27051–27061, 2012. (Cité en page 63.)
- [Le Cocq 2012b] Guillaume Le Cocq, Laurent Bigot, Antoine Le Rouge, Marianne Bigot-Astruc, Pierre Sillard et Yves Quiquempois. *Design and Characterization of a Multimode EDFA Supporting 4 Transverse Mode Groups for Modal Division Multiplexed Transmissions*. In European Conference and Exhibition on Optical Communication, OSA Technical Digest (online), page Tu.3.F.4. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 63.)
- [Le Cocq 2013a] G. Le Cocq, L. Bigot, A. Le Rouge, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, K. Delplace, M. Bouazaoui et Y. Quiquempois. *Few mode Er³⁺-doped fiber with microstructured core enabling spectral and modal gain equalization for spatial division multiplexing*. In 39th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC 2013), pages 1–3, 2013. (Cité en page 63.)
- [Le Cocq 2013b] Guillaume Le Cocq, Yves Quiquempois, Antoine Le Rouge, Geraud Bouwmans, Hicham El Hamzaoui, Karen Delplace, Mohamed Bouazaoui et Laurent Bigot. *Few mode Er³⁺-doped fiber with micro-structured core for mode division multiplexing in the C-band*. Optics Express, vol. 21, no. 25, pages 31646–31659, 2013. (Cité en page 63.)
- [Lee 2012] Benjamin G. Lee, Daniel M. Kuchta, Fuad E. Doany, Clint L. Schow, Petar Pepeljugoski, Christian Baks, Thierry F. Taunay, Benyuan Zhu, Man F. Yan, George E. Oulundsen, Durgesh S. Vaidya, Wenlin Luo et Neinyi Li. *End-to-End Multicore Multimode Fiber Optic Link Operating up to 120 Gb/s*. Journal of Lightwave Technology, vol. 30, no. 6, pages 886–892, 2012. (Cité en page 52.)
- [Leon-Saval 2014] Sergio G. Leon-Saval, Nicolas K. Fontaine, Joel R. Salazar-Gil, Burcu Ercan, Roland Ryf et Joss Bland-Hawthorn. *Mode-selective photonic*

- lanterns for space-division multiplexing*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 1036–1044, 2014. (Cité en page 60.)
- [Li 2013] Ming-Jun Li, E. Ip et Yue-Kai Huang. *Large effective area FMF with low DMGD*. In 2013 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series, pages 86–87, 2013. (Cité en page 55.)
- [Lim 2013] EE Leong Lim, Qiongyue Y. Kang, Mindaugas Gecevicius, Francesco Poletti, Shaif-ul Alam et David J. Richardson. *Vector Mode effects in Few Moded Erbium Doped Fiber Amplifiers*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013, OSA Technical Digest (online), page OTu3G.2. Optical Society of America, 2013. (Cité en page 158.)
- [Lim 2014] EE Leong Lim, Yongmin Jung, Qiongyue Kang, Tim C. May-Smith, Nicholas H. L. Wong, Robert Standish, Francesco Poletti, Jayanta K. Sahu, Shaiful Alam et David J. Richardson. *First Demonstration of Cladding Pumped Few-moded EDFA for Mode Division Multiplexed Transmission*. In Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (online), page M2J.2. Optical Society of America, 2014. (Cité en page 62.)
- [Lobato 2012] Adriana Lobato, Filipe Ferreira, Maxim Kuschnerov, Dirk van den Borne, Sander L. Jansen, Antonio Napoli, Bernhard Spinnler et Berthold Lankl. *Impact of mode coupling on the mode-dependent loss tolerance in few-mode fiber transmission*. Optics Express, vol. 20, no. 28, pages 29776–29783, 2012. (Cité en page 55.)
- [Lu 2010] Ying-Wei Lu, B. Julsgaard, M. Christian Petersen, R. V Skougaard Jensen, T. Garm Pedersen, K. Pedersen et A Nylandsted Larsen. *Erbium diffusion in silicon dioxide*. Applied Physics Letters, vol. 97, no. 14, pages 141903–141903–3, 2010. (Cité en page 192.)
- [Lyytikainen 2004] K. Lyytikainen, S. Huntington, A. Carter, P. McNamara, S. Fleming, J. Abramczyk, I. Kaplin et G. Schotz. *Dopant diffusion during optical fibre drawing*. Optics Express, vol. 12, no. 6, pages 972–977, 2004. (Cité en page 192.)
- [Marcuse 1977] D. Marcuse. *Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices*. Bell System Technical Journal, vol. 56, no. 5, pages 703–718, 1977. (Cité en page 132.)
- [Marcuse 1978] D. Marcuse. *Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers*. J. Opt. Soc. Am., vol. 68, no. 1, pages 103–109, Jan 1978. (Non cité.)
- [Mears 1987] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey et D.N. Payne. *Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μ m*. Electronics Letters, vol. 23, no. 19, page 1026, 1987. (Cité en page 40.)
- [Meunier 2003] Jean-Pierre Meunier. *Physique et technologie des fibres optiques*. Hermes Science Publications edition édition, 2003. (Cité en pages 115, 122, 126 et 130.)

- [Mirhosseini 2013] Mohammad Mirhosseini, Omar S. Magana-Loaiza, Changchen Chen, Brandon Rodenburg, Mehul Malik et Robert W. Boyd. *Rapid generation of light beams carrying orbital angular momentum*. Optics Express, vol. 21, no. 25, pages 30196–30203, 2013. (Cité en page 53.)
- [Mittra 2001] Partha P. Mittra et Jason B. Stark. *Nonlinear limits to the information capacity of optical fibre communications*. Nature, vol. 411, no. 6841, pages 1027–1030, 2001. (Cité en page 50.)
- [Mizuno 2014] Takayuki Mizuno, Takayuki Kobayashi, Hidehiko Takara, Akihide Sano, Hiroto Kawakami, Tadao Nakagawa, Yutaka Miyamoto, Yoshiteru Abe, Takashi Goh, Manabu Oguma, Taiji Sakamoto, Yusuke Sasaki, Itaru Ishida, Katsuhiko Takenaga, Shoichiro Matsuo, Kunimasa Saitoh et Toshio Morioka. *12-core x 3-mode Dense Space Division Multiplexed Transmission over 40 km Employing Multi-carrier Signals with Parallel MIMO Equalization*. In Optical Fiber Communication Conference : Postdeadline Papers, page Th5B.2. Optical Society of America, 2014. (Cité en page 51.)
- [Morea 2011] Annalisa Morea, Salvatore Spadaro, Olivier Rival, Jordi Perello, Fernando Agraz Bujan et Dominique Verchere. *Power Management of Optoelectronic Interfaces for Dynamic Optical Networks*. In 37th European Conference and Exposition on Optical Communications, OSA Technical Digest (CD), page We.8.K.3. Optical Society of America, 2011. (Cité en page 51.)
- [Mori 2014] Takayoshi Mori, Taiji Sakamoto, Masaki Wada, Takashi Yamamoto et Fumihiko Yamamoto. *Few-Mode Fibers Supporting More Than Two LP Modes For Mode-Division-Multiplexed Transmission With MIMO DSP*. Journal of Lightwave Technology, vol. 32, no. 14, pages 2468–2479, 2014. (Cité en page 55.)
- [Mortensen 2003] Niels Asger Mortensen, Jacob Riis Folkenberg, Martin D. Nielsen et Kim P. Hansen. *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*. Optics Letters, vol. 28, no. 20, pages 1879–1881, 2003. (Non cité.)
- [Mumtaz 2013] S. Mumtaz, R. Essiambre et G.P. Agrawal. *Nonlinear Propagation in Multimode and Multicore Fibers : Generalization of the Manakov Equations*. Journal of Lightwave Technology, vol. 31, no. 3, pages 398–406, 2013. (Cité en page 55.)
- [Nguyen 2012] Duc Minh Nguyen, Stephane Blin, Thanh Nam Nguyen, Sy Dat Le, Laurent Provino, Monique Thual et Thierry Chartier. *Modal decomposition technique for multimode fibers*. Applied Optics, vol. 51, no. 4, pages 450–456, 2012. (Cité en page 138.)
- [Nicholson 2008] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran et S. Ghalimi. *Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers*. Optics Express, vol. 16, no. 10, pages 7233–7243, 2008. (Cité en page 137.)
- [Nykolak 1991] G. Nykolak, S. A. Kramer, J. R. Simpson, D. J. DiGiovanni, C. R. Giles et H. M. Presby. *An erbium-doped multimode optical fiber amplifier*.

- IEEE Photonics Technology Letters, vol. 3, no. 12, pages 1079–1081, 1991. (Cité en page 61.)
- [Perez 2000] Perez. Optique, fondements et applications. Dunod, 2000. (Cité en page 109.)
- [Petropoulos 2003] P. Petropoulos, Heike Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, D. Richardson et T. Monro. *Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers*. Optics Express, vol. 11, no. 26, pages 3568–3573, 2003. (Cité en page 205.)
- [Rademacher 2012] G. Rademacher, S. Warm et K. Petermann. *Analytical Description of Cross-Modal Nonlinear Interaction in Mode Multiplexed Multimode Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, no. 21, pages 1929–1932, 2012. (Cité en page 55.)
- [Randel 2011] Sebastian Randel, Roland Ryf, Alberto Sierra, Peter J. Winzer, Alan H. Gnauck, Cristian A. Bolle, Rene-Jean Essiambre, David W. Peckham, Alan McCurdy et Robert Lingle. *6x56-Gb/s mode-division multiplexed transmission over 33-km few-mode fiber enabled by 6x6 MIMO equalization*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16697–16707, 2011. (Cité en page 53.)
- [Randel 2012] Sebastian Randel, Roland Ryf, Alan Gnauck, Miguel A. Mestre, Christian Schmidt, Rene Essiambre, Peter Winzer, Roger Delbue, Peter Pupalakis, Anirudh Sureka, Yi Sun, Xinli Jiang et Robert Lingle. *Mode-Multiplexed 6x20-GBd QPSK Transmission over 1200-km DGD-Compensated Few-Mode Fiber*. In National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest, page PDP5C.5. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 53.)
- [Renversez 2005] Gilles Renversez, Boris Kuhlmeier, Sebastien Guenneau et Didier Felbacq. Foundations Of Photonic Crystal Fibres. World Scientific Publishing Company, 2005. (Cité en pages 209, 211 et 212.)
- [Richardson 2013] D. J. Richardson, J. M. Fini et L. E. Nelson. *Space-division multiplexing in optical fibres*. Nature Photonics, vol. 7, no. 5, pages 354–362, 2013. (Cité en pages 1, 50 et 56.)
- [Ryf 2011a] R. Ryf, R. Essiambre, S. Randel, A.H. Gnauck, P.J. Winzer, T. Hayashi, T. Taru et T. Sasaki. *MIMO-Based Crosstalk Suppression in Spatially Multiplexed 3 56-Gb/s PDM-QPSK Signals for Strongly Coupled Three-Core Fiber*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, no. 20, pages 1469–1471, 2011. (Cité en page 53.)
- [Ryf 2011b] Roland Ryf, Alberto Sierra, Rene-Jean Essiambre, Sebastian Randel, Alan Gnauck, Cristian A. Bolle, Mina Esmaelpour, Peter J. Winzer, Roger Delbue, Peter Pupalakis, Anirudh Sureka, Dave Peckham, Alan McCurdy et Robert Lingle. *Mode-Equalized Distributed Raman Amplification in 137-km Few-Mode Fiber*. In 37th European Conference and Exposition on Optical Communications, OSA Technical Digest (CD), page Th.13.K.5. Optical Society of America, 2011. (Cité en page 60.)

- [Ryf 2012a] R. Ryf, S. Randel, A.H. Gnauck, C. Bolle, A. Sierra, S. Mumtaz, M. Esmaeelpour, E.C. Burrows, R. Essiambre, P.J. Winzer, D.W. Peckham, A.H. McCurdy et R. Lingle. *Mode-Division Multiplexing Over 96 km of Few-Mode Fiber Using Coherent 6x6 MIMO Processing*. Journal of Lightwave Technology, vol. 30, no. 4, pages 521–531, 2012. (Cité en page 53.)
- [Ryf 2012b] Roland Ryf, Nicolas K. Fontaine, Miquel A. Mestre, Sebastian Randel, Xavi Palou, Cristian Bolle, Alan H. Gnauck, Sethumadhavan Chandrasekhar, Xiang Liu, Binbin Guan, Rene-Jean Essiambre, Peter J. Winzer, Sergio Leon-Saval, Joss Bland-Hawthorn, Roger Delbue, Peter Pupalakis, Anirudh Sureka, Yi Sun, Lars Gruner-Nielsen, Rasmus V. Jensen et Robert Lingle. *12 x 12 MIMO Transmission over 130-km Few-Mode Fiber*. In Frontiers in Optics 2012/Laser Science XXVIII, OSA Technical Digest (online), page FW6C.4. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 53.)
- [Ryf 2013] Roland Ryf, Sebastian Randel, Nicolas K. Fontaine, Marc Montoliu, Ellsworth Burrows, Sethumadhavan Chandrasekhar, Alan H. Gnauck, Chongjin Xie, Rene-Jean Essiambre, Peter Winzer, Roger Delbue, Peter Pupalakis, Anirudh Sureka, Yi Sun, Lars Gruner-Nielsen, R. V. Jensen et Robert Lingle. *32-bit/s/Hz Spectral Efficiency WDM Transmission over 177-km Few-Mode Fiber*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013, OSA Technical Digest (online), page PDP5A.1. Optical Society of America, 2013. (Cité en page 53.)
- [Ryf 2014] Roland Ryf, Nicolas K. Fontaine, Haoshuo Chen, Binbin Guan, Sebastian Randel, Nick Sauer, S.J. Ben Yoo, A. Koonen, Roger Delbue, Peter Pupalakis, Anirudh Sureka, Roman Shubochkin, Yi Sun et Robert Lingle. *23 Tbit/s Transmission over 17-km Conventional 50 um Graded-Index Multimode Fiber*. In Optical Fiber Communication Conference : Postdeadline Papers, page Th5B.1. Optical Society of America, 2014. (Cité en page 53.)
- [Sakaguchi 2014] Jun Sakaguchi, Werner Klaus, Benjamin J. Puttnam, Jose Manuel Delgado Mendinueta, Yoshinari Awaji, Naoya Wada, Yukihiro Tsuchida, Koichi Maeda, Masateru Tadakuma, Katsunori Imamura, Ryuichi Sugizaki, Tetsuya Kobayashi, Yusaku Tottori, Masayuki Watanabe et R. V. Jensen. *19-core MCF transmission system using EDFA with shared core pumping coupled via free-space optics*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 90–95, 2014. (Cité en page 52.)
- [Salsi 2009] M. Salsi, H. Mardoyan, P. Tran, C. Koebele, E. Dutisseuil, G. Charlet et S. Bigo. *155x100Gbit/s coherent PDM-QPSK transmission over 7,200km*. In 35th European Conference on Optical Communication, 2009. ECOC '09, volume 2009-Supplement, pages 1–2, 2009. (Cité en page 49.)
- [Salsi 2012a] Massimiliano Salsi, David Peyrot, Gabriel Charlet, Sebastien Bigo, Roland Ryf, Nicolas K. Fontaine, Miquel A. Mestre, Sebastian Randel, Xavi Palou, Cristian Bolle, Binbin Guan, Guillaume Le Cocq, Laurent Bigot et Yves Quiquempois. *A Six-Mode Erbium-Doped Fiber Amplifier*. In European Conference and Exhibition on Optical Communication, OSA Technical

- Digest (online), page Th.3.A.6. Optical Society of America, 2012. (Cité en pages 63 et 177.)
- [Salsi 2012b] Massimiliano Salsi, Jeremie Renaudier, Oriol Bertran-Pardo, Haik Mardoyan, Patrice Tran, Gabriel Charlet et Sebastien Bigo. *100 Gb/s and Beyond for Submarine Systems*. Journal of Lightwave Technology, vol. 30, no. 24, pages 3880–3887, 2012. (Cité en page 49.)
- [Salsi 2012c] Massimiliano Salsi, Jordi Vuong, Clemens Koebele, Philippe Genevaux, Haik Mardoyan, Patrice Tran, Sebastien Bigo, Guillaume Le Cocq, Laurent Bigot, Yves Quiquempois, Antoine Le Rouge, Pierre Sillard, Marianne Bigot-Astruc et Gabriel Charlet. *In-line Few-Mode Optical Amplifier with Erbium Profile Tuned to Support LP01, LP11, and LP21 Mode Groups*. In European Conference and Exhibition on Optical Communication, OSA Technical Digest (online), page Tu.3.F.1. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 63.)
- [Salsi 2013] M. Salsi. *Few-mode erbium doped fiber amplifiers*. In OptoElectronics and Communications Conference held jointly with 2013 International Conference on Photonics in Switching (OECC/PS), 2013 18th, pages 1–2, 2013. (Cité en page 63.)
- [Shannon 2001] C. E. Shannon. *A Mathematical Theory of Communication*. SIGMOBILE Mob. Comput. Commun. Rev., vol. 5, no. 1, pages 3–55, 2001. (Cité en page 50.)
- [Siegman 1993] Anthony E. Siegman. *Defining, measuring, and optimizing laser beam quality*. volume 1868, pages 2–12, 1993. (Cité en page 109.)
- [Siegman 1998] A. E. Siegman. *How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality*. In M. Dowley, editeur, DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers : Applications and Issues, volume 17 of *OSA Trends in Optics and Photonics*, page MQ1. Optical Society of America, 1998. (Cité en page 109.)
- [Sillard 2011a] Pierre Sillard. *New fibers for ultra-high capacity transport*. Optical Fiber Technology, vol. 17, no. 5, pages 495–502, 2011. (Cité en page 50.)
- [Sillard 2011b] Pierre Sillard, Marianne Astruc, David Boivin, Helene Maerten et Lionel Provost. *Few-Mode Fiber for Uncoupled Mode-Division Multiplexing Transmissions*. In 37th European Conference and Exposition on Optical Communications, OSA Technical Digest (CD), page Tu.5.LeCervin.7. Optical Society of America, 2011. (Cité en pages 55 et 102.)
- [Sleiffer 2012] V.A.J.M. Sleiffer, Y. Jung, V. Veljanovski, R.G.H. van Uden, M. Kuschnerov, H. Chen, B. Inan, L. Gruner Nielsen, Y. Sun, D.J. Richardson, S.U. Alam, F. Poletti, J.K. Sahu, A. Dhar, A.M.J. Koonen, B. Corbett, R. Winfield, A.D. Ellis et H. de Waardt. *73.7 Tb/s (96 x 3 x 256-Gb/s) mode-division-multiplexed DP-16QAM transmission with inline MM-EDFA*. Optics Express, vol. 20, no. 26, pages B428–B438, 2012. (Cité en pages 53 et 56.)

- [Sleiffer 2014] V. A. J. M. Sleiffer, P. Leoni, Y. Jung, J. Surof, M. Kuschnerov, V. Veljanovski, S. U. Alam, D. J. Richardson, L. Gruner-Nielsen, Y. Sun, B. Corbett, R. Winfield, S. Calabro et H. de Waardt. *20 x 960-Gb/s Space-division-multiplexed 32QAM transmission over 60 km few-mode fiber*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 749–755, 2014. (Cité en pages 53 et 56.)
- [Spellmeyer 2000] N. W. Spellmeyer. *Communications performance of a multimode EDFA*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, no. 10, pages 1337–1339, 2000. (Cité en page 61.)
- [Takahashi 2012] Hidenori Takahashi, Takehiro Tsuritani, Emmanuel Le Taillandier de Gabory, Toshiharu Ito, Wei-Ren Peng, Koji Igarashi, Koki Takeshima, Yu Kawaguchi, Itsuro Morita, Yukihiro Tsuchida, Yu Mimura, Koichi Maeda, Tsunetoshi Saito, Kengo Watanabe, Katsunori Imamura, Ryuichi Sugizaki et Masatoshi Suzuki. *First Demonstration of MC-EDFA-Repeatered SDM Transmission of 40 x 128-Gbit/s PDM-QPSK Signals per Core over 6,160-km 7-core MCF*. In European Conference and Exhibition on Optical Communication, OSA Technical Digest (online), page Th.3.C.3. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 52.)
- [Takara 2001] H. Takara, E. Yamada, T. Ohara, K. Sato, K. Jinguji, Y. Inoue, T. Shibata et T. Morioka. *106 x 10 Gbit/s, 25 GHz-spaced, 640 km DWDM transmission employing a single supercontinuum multi-carrier source*. In Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO '01. Technical Digest, pages CPD11–CP1, 2001. (Cité en page 41.)
- [Takara 2012] Hidehiko Takara, Akihiko Sano, Takayuki Kobayashi, Hirokazu Kubota, Hiroto Kawakami, Akihiko Matsuura, Yutaka Miyamoto, Yoshiteru Abe, Hirotaka Ono, Kota Shikama, Yukihiro Goto, Kyozo Tsujikawa, Yusuke Sasaki, Itaru Ishida, Katsuhiko Takenaga, Shoichiro Matsuo, Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba et Toshio Morioka. *1.01-Pb/s (12 SDM/222 WDM/456 Gb/s) Crosstalk-managed Transmission with 91.4-b/s/Hz Aggregate Spectral Efficiency*. In European Conference and Exhibition on Optical Communication, OSA Technical Digest (online), page Th.3.C.1. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 53.)
- [Tang 2008] F. Z. Tang, P. McNamara, G. W. Barton et S. P. Ringer. *Multiple solution-doping in optical fibre fabrication II Rare-earth and aluminium co-doping*. Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 354, no. 15-16, pages 1582–1590, 2008. (Cité en page 192.)
- [Tottori 2012] Y. Tottori, T. Kobayashi et M. Watanabe. *Low Loss Optical Connection Module for Seven-Core Multicore Fiber and Seven Single-Mode Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, no. 21, pages 1926–1928, 2012. (Cité en page 52.)
- [Trischitta 1996] P. Trischitta, M. Colas, M. Green, G. Wuzniak et J. Arena. *The TAT-12/13 Cable Network*. IEEE Communications Magazine, vol. 34, no. 2, pages 24–28, 1996. (Cité en pages 39 et 40.)

- [Tucker 2011] Rodney S. Tucker. *Scalability and Energy Consumption of Optical and Electronic Packet Switching*. Journal of Lightwave Technology, vol. 29, no. 16, pages 2410–2421, 2011. (Cité en page 51.)
- [van Uden 2014a] R.G.H. van Uden, R.A. Correa, E. Antonio-Lopez, F.M. Huijskens, G. Li, A. Schulzgen, H. de Waardt, A.M.J. Koonen et C.M. Okonkwo. *1 Km hole-assisted few-mode multi-core fiber 32QAM WDM transmission*. In Optical Communication (ECOC), 2014 European Conference on, pages 1–3, Sept 2014. (Cité en page 51.)
- [van Uden 2014b] Roy G. H. van Uden, Chigo M. Okonkwo, Vincent A. J. M. Sleiffer, Hugo de Waardt et Antonius M. J. Koonen. *MIMO equalization with adaptive step size for few-mode fiber transmission systems*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 119–126, 2014. (Cité en page 54.)
- [Vorontsov 1997] M. A. Vorontsov, G. W. Carhart et J. C. Ricklin. *Adaptive phase-distortion correction based on parallel gradient-descent optimization*. Optics Letters, vol. 22, no. 12, pages 907–909, 1997. (Cité en page 234.)
- [W. J. Wadsworth 2004] R. M. Percival W. J. Wadsworth. *Very high numerical aperture fibers*. Photonics Technology Letters, IEEE, no. 3, pages 843 – 845, 2004. (Cité en page 205.)
- [Winzer 2011a] Peter J. Winzer et Gerard J. Foschini. *MIMO capacities and outage probabilities in spatially multiplexed optical transport systems*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16680–16696, 2011. (Cité en page 54.)
- [Winzer 2011b] P.J. Winzer. *Energy-Efficient Optical Transport Capacity Scaling Through Spatial Multiplexing*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, no. 13, pages 851–853, 2011. (Cité en page 51.)
- [Xia 2011] Cen Xia, Neng Bai, Ibrahim Ozdur, Xiang Zhou et Guifang Li. *Supermodes for optical transmission*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16653–16664, 2011. (Cité en page 53.)
- [Yamada 2001] Eiichi Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jingui, M. Itoh et M. Ishii. *A high SNR, 150 ch supercontinuum CW optical source with precise 25 GHz spacing for 10 Gbit/s DWDM systems*. In Optical Fiber Communication Conference and International Conference on Quantum Information, 2001 OSA Technical Digest Series, page ME2. Optical Society of America, 2001. (Cité en page 41.)
- [Yariv 1984] Amnon Yariv. Optical Electronics. Holt McDougal, 3rd edition  dition, 1984. (Cité en page 17.)
- [Yerolatsitis 2014] S. Yerolatsitis, I. Gris-S  nchez et T. A. Birks. *Adiabatically-tapered fiber mode multiplexers*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 608–617, 2014. (Cité en page 60.)
- [Zhao 2013] Ningbo Zhao, Bin Huang, Rodrigo Amezcua-Correa, Xiaoying Li et Guifang Li. *Few-Mode Fiber Optical Parametric Amplifier*. In Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference

- 2013, OSA Technical Digest (online), page OTu2D.5. Optical Society of America, 2013. (Cité en page 60.)
- [Zhou 2009] Pu Zhou, Zejin Liu, Xiaolin Wang, Yanxing Ma, Haotong Ma, Xiaojun Xu et Shaofeng Guo. *Coherent Beam Combining of Fiber Amplifiers Using Stochastic Parallel Gradient Descent Algorithm and Its Application*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 15, no. 2, pages 248–256, 2009. (Cité en page 234.)
- [Zhou 2014] Junhe Zhou. *Analytical formulation of super-modes inside multi-core fibers with circularly distributed cores*. Optics Express, vol. 22, no. 1, pages 673–688, 2014. (Cité en page 53.)
- [Zhu 2011] B. Zhu, T.F. Taunay, M. Fishteyn, X. Liu, S. Chandrasekhar, M. F. Yan, J. M. Fini, E. M. Monberg et F. V. Dimarcello. *112-Tb/s Space-division multiplexed DWDM transmission with 14-b/s/Hz aggregate spectral efficiency over a 76.8-km seven-core fiber*. Optics Express, vol. 19, no. 17, pages 16665–16671, 2011. (Cité en page 53.)

Nouvelle génération d'amplificateurs à fibre dopée erbium : amplificateurs multimodes adaptés aux transmissions multiplexées modalement

Résumé : La technologie des fibres optiques monomodes semble aujourd'hui atteindre ses limites fondamentales en termes de débits. Il devient donc nécessaire de proposer une rupture technologique qui permettra, dans un futur proche, de répondre aux besoins toujours croissants des utilisateurs. La technologie de multiplexage spatial a été étudiée de manière intensive depuis 2011 et elle semble être une approche susceptible de répondre au problème posé. Néanmoins, pour que cette approche soit viable technologiquement, il est nécessaire de développer et/ou de revisiter les technologies des différents composants qui constituent la ligne de transmission.

Le but de cette thèse consiste à démontrer, grâce à une approche associant théorie et expérience, la possibilité de réaliser des répéteurs optiques adaptés à cette technologie émergente, et plus particulièrement au cas du multiplexage modal de l'information dans des fibres légèrement multimodes. Nous nous sommes intéressés à l'élaboration d'amplificateurs à fibres dopées erbium permettant l'obtention d'un gain égalisé sur les différents canaux de télécommunication utilisés, à savoir les modes et les longueurs d'onde. Pour cela, nous avons proposé une optimisation de la distribution transverse du dopant (erbium), associée à un schéma de pompage simple de la fibre active. Deux géométries de fibres ont été étudiées : fibres à symétrie cylindrique (réalisées par procédé de fabrication conventionnel), et fibres à cœur micro-structuré. Nous démontrons qu'il est possible d'obtenir un gain élevé et égalisé sur l'ensemble des canaux, tout en conservant une efficacité énergétique satisfaisante du composant.

Mots clés : Photonique, Télécommunications, Fibres optiques, Amplificateurs optiques, Amplificateurs à fibres dopées erbium, Fibres optiques multimodes, Multiplexage modal, Multiplexage spatial.

Next generation of erbium doped fiber amplifiers : multimode repeaters adapted for mode division multiplexed transmissions

Abstract : The current single mode fiber-based technology seems to reach its fundamental limits in terms of data rate. Thus, new disruptive technologies are required in order to meet the continuously increasing demand for data traffic. Since 2011, Space Division Multiplexing (SDM) has been intensively investigated and seems to be a potential approach to further increase the bandwidth and overcome the « *capacity crunch* ». Nevertheless, to make this technology viable, the technologies of the different components of the telecommunication line have to be developed or revisited.

The aim of this thesis is to show the possibility of realizing optical repeaters especially designed for this new multiplexing technology, thanks to numerical and experimental results. More specifically, we focus our attention on the design and the characterization of few-mode erbium doped fiber amplifiers enabling gain equalization over the different communication channels used for the transmission, in the case of Mode Division Multiplexing (MDM). For this purpose, we propose an optimization of the transverse erbium distribution into the fiber core, associated with a simple pumping scheme. Two fiber designs have been investigated : fibers with cylindrical geometry (realized with standart fabrication process), and micro-structured-core fibers. Finally, we demonstrate the possibility of obtaining high and flat gain over the different channels, while conserving a satifying energy efficiency.

Keywords : Photonics, Telecommunications, Optical fibers, Optical amplifiers, erbium doped fiber amplifiers, multimode optical fibers, Mode Division Multiplexing, Space Division Multiplexing.

