

UNIVERSITE DE LIMOGES

Faculté des Sciences et Techniques

École Doctorale Science, Technologique et Santé
IRCOM Équipe d'Optique Guidée et Intégrée

N°

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Électronique des hautes fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue publiquement par

Julien MAURY

Le 26 novembre 2003

*Étude et caractérisation d'une fibre optique
amplificatrice et compensatrice de dispersion
chromatique*

Directeurs de Thèse : Jacques MARCOU et Jean-Marc BLONDY

Jury :

Pierre Lecoy	Professeur, Ecole central, Paris
Henri Gagnaire	Professeur, LTSI, Saint Etienne.
Gérard Monnom	Directeur de Recherche, L.P.M.C., Nice
Alain Barthélémy	Directeur de Recherche, I.R.C.O.M., Limoges
Jacques Marcou	Professeur, IRCOM, Limoges
Serge Verdeyme	Professeur, IRCOM, Limoges
Jean-Marc Blondy	Ingénieur de Recherche, I.R.C.O.M., Limoges

Résumé en français

Les télécommunications optiques longues distances ont connu un rapide essor grâce à l'introduction des amplificateurs optiques à fibres dopées à l'erbium à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$, qui ont supprimé les transformations électriques-optiques nécessaires lors de la régénération du signal. La plupart des lignes installées étant constituées de fibres optimisées à $1,31 \mu\text{m}$, l'augmentation des débits nécessite alors de compenser la dispersion chromatique positive (environ $17 \text{ ps}/(\text{nm.km})$) accumulée le long du réseau. Depuis quelques années, pour assurer des débits de communications de plus en plus importants (Internet, vidéo), les transmissions optiques utilisent entre autres le multiplexage en longueur d'onde (WDM) qui impose de nouvelles contraintes en raison de la proximité des canaux. Le positionnement des deux modules amplificateur et compensateur de dispersion dans la ligne influe fortement sur les performances des liaisons optiques. C'est pourquoi un module capable de réaliser simultanément ces deux fonctions présente un grand intérêt.

La première partie de cette thèse est consacrée à l'étude théorique de la dispersion chromatique et de l'amplification optique. Parmi les solutions possibles, une fibre à deux cœurs concentriques dopée à l'erbium semble être une structure capable de relever le défi.

La deuxième partie détaille les logiciels de calcul créés pour déterminer les paramètres optogéométriques de cette fibre. Le premier utilise la méthode des matrices pour déterminer les modes guidés, la variation de leur indice effectif et la dispersion chromatique résultante. La forme du champ est ensuite introduite dans un deuxième programme permettant de déterminer la courbe de gain de l'amplificateur obtenu.

Les premières simulations valident le profil d'indice retenu et présentent aussi des potentialités offertes par la structure pour obtenir des amplificateurs optiques à gain plat.

Enfin la troisième partie expose la fabrication et la caractérisation de la fibre réalisée à partir des simulations. La nature particulière de la fibre double cœur dopée erbium a conduit à imaginer des bancs de mesures originaux notamment pour la mesure de la dispersion chromatique. Un gain de 30 dB dans la bande C a été atteint en même temps qu'une dispersion de $-500 \text{ ps}/(\text{nm.km})$.

mots clés : fibre optique, compensation de dispersion chromatique, gain plat.

Abstract

Study and characterisation of an amplifying chromatic dispersion compensating fibre optic

Long haul optical telecommunications have known a rapid rise thanks to the introduction of the optical amplifiers with erbium doped fibres at the wavelength of $1,55 \mu\text{m}$, which removed the electric-optics transformations necessary during the regeneration of the signal. The majority of the installed lines consisting of $1,31 \mu\text{m}$ optimised fibres, the increase of the rates then requires to compensate the positive chromatic dispersion (approximately $17 \text{ ps}/(\text{nm.km})$) accumulated along the line. For a few years, to ensure of the increasingly significant rates of communications (Internet, video transmission), the optical transmissions have used the Wavelength Division Multiplexing (WDM) which imposes new constraints because of the proximity of the channels. The positioning of the amplification and compensation of dispersion modules in the line strongly influences the performances of the optical links. That's why a module able to fulfil these two functions simultaneously is of great interest.

The first part of this thesis is devoted to the theoretical study of chromatic dispersion and optical amplification. Among the possible solutions, a fibre with two concentric cores doped with erbium seems to be a structure able to take up the challenge.

The second part details the computation softwares created to determine the optogeometric parameters of this fibre. The first one uses the matrix method to determine the guided modes, the variation of their effective index and the resulting chromatic dispersion. The shape of the field is then introduced into a second program in order to determine the gain characteristic of the obtained amplifier. The first simulations validate the refractive index profile retained and present also potentialities offered by the structure to obtain optical amplifiers with flat gain.

Finally the third part exposes the manufacture and the characterisation of fibre carried out starting from simulations. The particular nature of erbium doped double concentric core fibre resulted in imagining original set ups, particularly for the measurement of chromatic dispersion. A gain of 30 dB in the C band was reached at the same time than a chromatic dispersion of $-500 \text{ ps}/(\text{nm.km})$.

keywords : fibre optic, chromatic dispersion compensating, amplification, flat gain spectrum.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein de l'Équipe d'Optique Guidée et Intégrée de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes de l'Université de Limoges, dont je remercie le directeur, Pierre-Yves Guillon, pour m'y avoir accepté.

Mes remerciements vont par ailleurs à Pierre Lecoy et Henri Gagnaire qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce mémoire. Je remercie en outre Gérard Monnom, Alain Barthélémy et Serge Verdeyme qui ont accepté de participer au jury de soutenance de ce mémoire.

Je remercie Jean-Marc Blondy et Jean-Louis Auguste pour toute l'aide et la confiance qu'ils m'ont apportées durant ces trois années de thèse. Je tiens également à exprimer ma gratitude au Professeur Jacques Marcou qui a su m'insuffler sa passion pour l'Optique par ses cours, son soutien et sa capacité de transmission des connaissances.

Je tiens à exprimer aussi mes remerciements à Claude Froehly qui m'a initié à l'interférométrie, pour ses discussions qui m'ont permis d'enrichir ma culture scientifique.

J'adresse ma reconnaissance à Sébastien Février pour sa patience lors de nos nombreuses discussions techniques, pour l'aide qu'il m'a apportée et pour m'avoir sensibilisé à la clarté et la rigueur dans l'écriture.

Bien évidemment, je remercie vivement tous mes collaborateurs, permanents et doctorants, passés ou présents, qui m'ont soutenu et/ou supporté tout au long de ma thèse.

J'adresse également mes remerciements à la Région Limousin pour son aide financière sous la forme de trois années de bourse de thèse ainsi qu'au CEFIPRA (Centre Franco-Indien pour la Promotion de la Recherche Avancée) qui a financé cette étude.

Je remercie également du fond du cœur toute ma famille et en particulier mon frère sans qui je ne serais pas là et qui a toujours cru en moi quoi qu'il arrive.

J'aurais honte d'omettre tous mes amis pour leur soutien constant, dans les moments de joie et comme dans les autres. Je vais en citer quelques uns : la dream team de Gay-Lu (Ben, Béber, Jé et Pierrot) – le front de libération de la bénédictine de Limoges (Drine, Nico, Guilhem, Krap, Dem's, Bouyat, Seb, Emma, la communauté and co, Pierre le ouf) –

l'intelligentsia scientifique (Gus, Franci, les Hervés (dont Vilard), Philou, Seb, Brahima, Peter, Ambre et Steph), Edith (ma meilleure amie), Pierre (le notaire hors paire), Sandy (Crawford), Fred (le pompier ou l'armurier)...

A mes parents en espérant qu'ils auraient été fiers de leur fils.

Table des matières

Introduction	14
Chapitre I Télécommunications optiques haut débit	18
I. Historique	18
II. WDM	21
III. Généralité sur les fibres optiques	25
<i>III.1. Description</i>	25
<i>III.2. Quelques paramètres</i>	27
<i>III.3. Fibre monomode standard</i>	28
IV. La dispersion dans les fibres optiques	29
<i>IV.1. Introduction</i>	29
<i>IV.2. Définitions</i>	31
IV.2.A. Temps de groupe	31
IV.2.B. Dispersion intermodale	32
IV.2.C. Dispersion chromatique	33
IV.2.C.a. Dispersion du matériau	35
IV.2.C.b. Dispersion du guide	37
<i>IV.3. Dispersion de polarisation</i>	39
V. Techniques de contrôle et de compensation de dispersion chromatique	41
<i>V.1. Figure de mérite</i>	41
<i>V.2. Contrôle de la dispersion chromatique par l'utilisation de fibres à profil d'indice particulier</i>	42
V.2.A. Fibre à dispersion décalée	42
V.2.B. Fibre à dispersion décalée non nulle	43
<i>V.3. Compensateurs de dispersion chromatique</i>	45
V.3.A. Compensation de la dispersion par l'utilisation de réseau de Bragg photoinscrit	45
V.3.B. Compensation de la dispersion par l'utilisation de tableau cohérent d'images virtuelles ou VIPA	47
V.3.C. Compensation de la dispersion par l'utilisation de circuits optiques planaires	49
V.3.D. Fibre compensatrice de dispersion	49
V.3.D.a. Fibre utilisant le mode fondamental	50
V.3.D.b. Fibre utilisant un mode d'ordre supérieur	51
VI. Amplification optique	53
<i>VI.1. Historique</i>	53
<i>VI.2. Interactions lumière matière</i>	55
<i>VI.3. Inversion de population et pompage</i>	56
<i>VI.4. Systèmes à trois niveaux</i>	56
VII. Les fibres optiques dopées aux terres rares	57
<i>VII.1. Structure vitreuse des fibres optiques standards</i>	57
<i>VII.2. Fabrication des fibres optiques</i>	58

VII.2.A.Méthode M.C.V.D.	58
VII.2.B.Etirage de la préforme	60
VII.3.Les ions terres rares	61
VII.4.Dopage aux terres rares en phase liquide	64
VIII.Comportement spectral des fibres optiques dopées à l'erbium	65
VIII.1.Effet stark	66
VIII.2.Élargissement homogène	66
VIII.3.Élargissement inhomogène	67
VIII.4.Fluorescence	68
VIII.5.Sections efficaces d'absorption et d'émission	69
IX.Amplificateurs à fibre dopée à l'erbium	70
IX.1.Schéma synoptique d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium	71
IX.2.Amplification de l'émission spontanée	73
IX.3.Caractéristiques d'un amplificateur	73
IX.3.A.Gain en signal	73
IX.3.B.Rapport signal à bruit	73
IX.3.C.Facteur de bruit	74
IX.3.D.Longueur optimale	74
IX.4.Performances des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium	75
X.Techniques d'amplification optique	75
XI.Positionnement des modules de compensation et d'amplification	76
Chapitre II Modélisations	83
I.Introduction	83
II.Modélisation de la dispersion chromatique	84
II.1.Méthode Matricielle	84
II.2.Outil de simulation	89
II.3.Présentation du logiciel de simulation	89
II.4.Validations du logiciel basé sur la méthode matricielle	92
II.4.A.Fibre monomode	92
II.4.B.Fibre optique à quadruple gaine	93
II.4.C.Fibre optique à deux cœurs concentriques	96
II.4.D.Application : compensation de dispersion chromatique large bande	97
III.Modélisation de l'amplification optique	101
III.1.Méthode de résolution	101
III.2.Initialisations	102
III.3.Facteur de confinement	103
III.4.Présentation du logiciel	105
III.5.Validation du logiciel	107
IV.Conclusion	110
Chapitre III Fabrication et caractérisations	112
I.Introduction	112
II.Modélisation de la fibre amplificatrice dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	

II.1.Choix des paramètres optogéométriques pour l'obtention d'une dispersion chromatique négative	113
II.2.Choix de la zone dopée en erbium	115
III.Profil d'indice de la fibre réalisée	116
III.1.Amélioration du modèle d'amplification	119
III.1.A.Calcul du champ lumineux pour une fibre multimode	119
III.1.B.Notion de transmittance d'une fibre à deux cœurs concentriques	120
III.2.Application du calcul du champ lumineux dans le cas d'une fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	122
III.3.Banc de mesure des pertes	126
III.4.Mesure de pertes	127
IV.Caractérisation de la fibre réalisée.	130
IV.1.Performances en termes d'amplification	130
IV.1.A.Banc de mesure du gain	130
IV.1.B.Spectre d'ASE	131
IV.1.C.Gain de la fibre	133
IV.1.C.a.Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation	134
IV.1.C.b.Modification du spectre de gain en fonction du diamètre d'enroulement	135
IV.2.Dispersion chromatique de la fibre réalisée	138
IV.2.A.Banc de mesure CD 300 (E.G &G)	138
IV.2.B.Technique de mesure de la dispersion chromatique de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	139
IV.2.C.Résultats des mesures de dispersion chromatique	141
IV.2.C.a.Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation	141
IV.2.C.b.Influence du rayon de courbure sur la dispersion chromatique de la fibre réalisée	143
IV.2.C.c. Mesure de la dispersion chromatique de la fibre réalisée en fonction de la puissance de pompe	148
V.Conclusion	151
Conclusion et perspectives	153

Liste des tableaux

Tableau 1. Cas utilisés pour comparer la qualité de transmission en fonction du type de compensation.	80
Tableau 2. paramètres optogéométriques de la fibre à dispersion aplatie	94
Tableau 3. Paramètres optogéométriques de la fibre à deux cœurs concentriques	98
Tableau 4. Caractéristique de la fibre monomode standard et de la fibre compensatrice que l'on souhaite réaliser	100
Tableau 5. Caractéristiques de la fibre amplificatrice, du multiplex et de la pompe	108
Tableau 6. Paramètres optogéométriques de la fibre modélisée à 1550 nm.	114
Tableau 7. Paramètres optogéométriques de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques ayant un diamètre extérieur de 110 μ m à la longueur d'onde de 1550 nm.	117

Liste des figures

Figure 1. Principe d'une liaison WDM	22
Figure 2. Opportunité d'utilisation du multiplexage couplée à l'amplification optique	23
Figure 3. Réflexion interne totale dans une fibre optique à saut d'indice	25
Figure 4. Dimensions et profil d'indice de réfraction d'une fibre monomode	28
Figure 5. Atténuation d'une fibre monomode [1-7]	29
Figure 6. Évolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique	29
Figure 7. Propagation des rayons lumineux dans une fibre à saut d'indice multimode	31
Figure 8. Dispersion chromatique d'une fibre standard en fonction de la dispersion de vitesse de groupe	35
Figure 9. Évolution de l'indice de réfraction de la silice pure en fonction de la longueur d'onde	36
Figure 10. évolution du temps de groupe t_g en fonction de la longueur d'onde	39
Figure 11. Représentation des modes dégénérés du mode LP_{01}	40
Figure 12. Profil d'indice et évolution de la dispersion chromatique pour une fibre à gaine déprimée optimisée à la longueur d'onde 1550 nm	43
Figure 13. Dispersion chromatique des fibres SSMF (G652), DSF(G653), et NZ-DSF (G555) [1-11]	44
Figure 14. Évolution aux cours du temps des différentes fibres optiques installées dans les réseaux de télécommunications	45
Figure 15. Fonctionnement d'un réseau de Bragg à pas variable	45
Figure 16. Principe d'utilisation d'un compensateur basé des réseaux de Bragg à pas variable	46
Figure 17. Compensateur de dispersion utilisant un VIPA	47
Figure 18. Chemin de lumière dans le compensateur	48
Figure 19. (a) filtre « passe-tout », (b) résonateur en anneau.	49
Figure 20. Profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques	50
Figure 21. Évolution de l'indice effectif du mode de la structure (trait plein) en fonction de la longueur d'onde.	51
Figure 22. Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'une fibre à deux cœurs concentriques	51

Figure 23. Dispersion chromatique d'un compensateur de dispersion HOM utilisant le mode LP ₀₂	52
Figure 24. Interactions lumière matière : (a) absorption, (b) émission spontanée, (c) émission stimulée	55
Figure 25. Système à trois niveaux de l'erbium	56
Figure 26. Élément tétraédrique silicate de la silice vitreuse	58
Figure 27. Fabrication de préforme par le procédé MCVD. a) dépôt. b) rétreint	59
Figure 28. Schéma d'une tour de fibrage	60
Figure 29. Tour de fibrage de l'Université-CNRS présente dans les laboratoires de l'équipe d'optique guidée et intégrée de l'I.R.C.O.M. : a) préforme et four à induction b) poste de contrôle et système d'induction de la fibre	61
Figure 30. Tableau périodique des éléments	62
Figure 31. Niveaux énergétiques des ions de terres rares trivalents [1-38]	63
Figure 32. Dopage de terre rare en phase liquide : a) dépôt des couches poreuses b) diffusion ionique de la solution c) séchage du dépôt [1-40]	65
Figure 33. Effet Stark sous l'action d'un champ électrique cristallin	66
Figure 34. Représentation en deux dimensions de la répartition des ions erbium dans une matrice de silice	67
Figure 35. Effet de l'élargissement inhomogène en fonction des variations aléatoires du champ cristallin selon le site	67
Figure 36. Fluorescence de la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ dans quatre matrices hôtes différentes [1-42]	68
Figure 37. Sections efficaces d'émission et d'absorption de la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ d'une fibre germanosilicate dopée à l'erbium. [1-4]	70
Figure 38. Schéma synoptique d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium	71
Figure 39. Différents types de pompage : (1) pompage copropagatif, (2) pompage contrapropagatif, (3) pompage bidirectionnel	72
Figure 40. Évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la longueur de la fibre dans un amplificateur fonctionnant selon un système à trois niveaux	75
Figure 41. Les trois type de compensation de dispersion chromatique et les résultats de dispersion résiduelle correspondants : (a) pré, (b) post et (c) compensation symétrique	78
Figure 42. Évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance de sorite de l'amplificateur.	79
Figure 43. Évolution de la fermeture du diagramme de l'oeil en fonction de la puissance de sorite de l'amplificateur.	79

Figure 44. Évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.	80
Figure 45. Évolution de la fermeture du diagramme de l'oeil en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.	81
Figure 46. Profil d'indice de réfraction d'une fibre à symétrie de révolution constituée de N régions d'indices de réfraction homogènes.	85
Figure 47. Interface du logiciel de simulation basé sur la méthode matricielle	91
Figure 48. Évolution spectrale de l'écart d'indice effectif du mode fondamental d'une fibre monomode calculée par la méthode BPM 2D et la méthode matricielle	93
Figure 49. Profil d'indice de réfraction d'une fibre quadruple gaine	93
Figure 50. Forme des deux modes présents dans la fibre quadruple gaine : a) à 500 nm et b) à 800 nm (en trait gras le mode fondamental).	94
Figure 51. Évolution spectrale des indices effectifs de deux modes présents dans la fibre à quadruple gaine	95
Figure 52. Évolution spectrale de la dispersion chromatique de la fibre quadruple gaine	95
Figure 53. Profil et paramètres optogéométriques de la fibre à deux cœurs concentriques	96
Figure 54. Dispersion chromatique de la fibre à deux cœurs concentriques calculées par la méthode BPM 2D et la méthode matricielle	97
Figure 55. Évolution spectrale de la dispersion chromatique	99
Figure 56. Dispersion chromatique sur la bande C	99
Figure 57. Dispersion résiduelle d'une ligne formée par 9,4 km de fibre monomode et 1 km de fibre à deux cœurs concentriques	100
Figure 58. Profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques avec les différentes positions des zones de dopage possibles	104
Figure 59. Fenêtre principale du logiciel de simulation des amplificateurs	106
Figure 60. Seconde fenêtre du logiciel de simulation des amplificateurs	107
Figure 61. Profil de la fibre dopée à l'erbium	108
Figure 62. Écart en décibel entre les résultats extraits des deux logiciels	109
Figure 63. Profil d'indice de réfraction de la fibre modélisée	114
Figure 64. Évolution spectrale de la dispersion chromatique de la fibre modélisée	115
Figure 65. Profil d'indice de réfraction expérimental de la fibre amplificatrice dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	117
Figure 66. Simulation de la dispersion de la fibre réalisée	118

Figure 67. Gain d'un EDFA classique (pointillés) et gain d'une fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques (traits pleins)	121
Figure 68. Amplitude normalisée du champ du mode fondamental de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	123
Figure 69. Amplitude normalisée du champ du second mode de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	123
Figure 70. Évolutions spectrales des amplitudes des deux modes de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	124
Figure 71. Évolutions spectrales des facteurs de recouvrement	125
Figure 72. Banc de mesure de la puissance transmise par une fibre optique en fonction de la longueur d'onde	126
Figure 73. Évolution spectrale des pertes de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	128
Figure 74. Évaluation de la transmittance de 10 m de fibre	129
Figure 75. Courbe de gain théorique de la fibre réalisée	130
Figure 76. Banc de mesure de l'amplification	131
Figure 77. Évolution spectrale du bruit d'ASE en fonction de la puissance de pompe	132
Figure 78. Évolution spectrale du gain de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques ($L = 10$ m, $P_p = 150$ mW, $P_s = -39$ dB, $\rho = 750$ ppm)	133
Figure 79. Gain de la fibre mesuré et calculé sans l'ajout de la fonction filtre	134
Figure 80. Évolution spectrale du gain simulé et expérimental ($L = 10$ m, $P_p = 150$ mW, $P_s = -39$ dB, $\rho = 750$ ppm)	135
Figure 81. Spectres de gain expérimentaux de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques en fonction du rayon de courbure	136
Figure 82. Évolution du positionnement de λ_0 en fonction du rayon de courbure de la fibre	137
Figure 83. Principe de mesure de l'appareil CD300	139
Figure 84. Mesure de la dispersion chromatique de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques	141
Figure 85. Comparaison entre la dispersion chromatique simulée et de celle mesurée pour $L = 10$ m, $r_c = 15$ cm, $P_p = 32$ mW	142
Figure 86. Résultats des mesures de la dispersion chromatique de la fibre pour deux rayons de courbures différents	144
Figure 87. Résultats des mesures de dispersion chromatique de la fibre pour deux rayons de courbures ($r_c = 15$ cm et $r_c = 7,5$ cm) entre 1520 et 1546 nm	145

Figure 88. Dispersion chromatique de la fibre mesurée pour $r_c = 15$ cm et $r_c = 7,5$ cm entre 1542 et 1576 nm	146
Figure 89. Mesure de dispersion chromatique de la fibre réalisée pour deux rayons de courbure entre 1576 et 1600 nm	147
Figure 90. Mesure de dispersion chromatique de la fibre réalisée pour différentes valeurs de puissance de pompe	149
Figure 91. Dispersion chromatique mesurée pour différentes valeurs de puissances de pompe (32 mW, 35 mW, 36 mW et 37mW) entre 1550 et 1576 nm	150
Figure 92. Spectre de la partie réelle χ' de la susceptibilité complexe d'une fibre aluminosilicate de pour différentes valeurs de puissance normalisée allant de $q = 0$ à 100 d'après [1-4]	169
Figure 93. Spectre de la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité complexe d'une fibre aluminosilicate pour différentes valeurs de puissance normalisée allant de $q = 0$ à 100 d'après [1-4]	170
Figure 94. Spectre de variation d'indice de réfraction et de dispersion résonante pour le cas d'une fibre non pompée ($q = 0$) et pour le cas d'inversion totale ($q = 100$) correspondant à une fibre dopée à l'erbium aluminosilicate d'après [1-4]	171
Figure 95. diagramme des niveaux d'énergie de l'ion erbium correspondant à un système laser à trois niveaux	172

Liste des annexes

Annexe 1 : Modification de l'indice de réfraction et dispersion résonante.	166
Annexe 2 : Équations spatio-temporelles.....	172
Annexe 3 : Atténuation spectrale	179

Introduction

Le sujet de cette thèse est centré sur la recherche et le développement de fibres optiques à profil d'indice de réfraction particulier permettant d'obtenir simultanément une forte dispersion chromatique négative à une longueur d'onde donnée et une amplification du signal transmis. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une collaboration franco-indienne (projet de recherche CEFIPRA n°1814-1) mettant en partenariat trois laboratoires : l'I.I.T. (Indian Institut of Technology) de New Delhi, le L.P.M.C. (Laboratoire de Physique de la Matière Condensée) de Nice ainsi que l'I.R.C.O.M. (Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes) de Limoges.

Depuis quelques années, la fibre optique, après avoir supplanté le câble coaxial, est devenue un des média les plus utilisés pour transporter tous types de données (audio, vidéo, Internet). Ce choix est dû aux efforts soutenus des chercheurs dans le domaine des

télécommunications optiques. Jusqu'au début des années 90, l'amplification dans les lignes longues distances était assurée par des dispositifs optoélectroniques qui nécessitaient une conversion électrique-optique en entrée et optique-électrique en sortie ce qui limitait le débit des réseaux à celui des répéteurs-régénérateurs (2Gbit/s au mieux). L'avènement des amplificateurs à fibre optique dopée aux terres rares et en particulier à l'erbium (EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier) a rendu possible le dépassement de ces débits dès le milieu des années 90. Cependant les EDFA fonctionnent dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques (autour de 1,55 μm , longueur d'onde qui coïncide avec le minimum d'atténuation linéique des fibres) alors que la plupart des réseaux installés sont constitués de fibres monomodes optimisées à 1,3 μm , longueur d'onde pour laquelle leur dispersion chromatique est quasi nulle. La mise en œuvre des EDFA a donc nécessité l'insertion au sein des lignes de transmission de modules réalisant la compensation de la dispersion chromatique des fibres optiques qui est de l'ordre de 17 ps/(nm.km) à 1,55 μm .

Un avantage des EDFA est le fait qu'ils présentent une bande spectrale d'amplification de 30 à 40 nm. Il est donc possible d'amplifier simultanément plusieurs canaux de longueurs d'onde voisines dans cette plage sur une même fibre. Cette technique appelée multiplexage en longueur d'onde ou WDM (Wavelength Division Multiplexing) permet de multiplier le débit des réseaux de télécommunications par le nombre de canaux. Cependant le positionnement et l'ordre des modules d'amplification et de compensation de dispersion chromatique au sein de la ligne posent des problèmes d'optimisation en terme de qualité de réception des signaux transportés. En effet la dégradation du signal varie selon le type de compensation utilisée (pré, post ou symétrique). En outre, le besoin de limiter les coûts de production, l'encombrement et le poids des lignes a suscité l'intérêt de développer une fibre optique capable de réaliser à la fois les fonctions d'amplification et de compensation de dispersion.

La première partie de ce mémoire consiste en une étude théorique et bibliographique des notions fondamentales nécessaires à la compréhension des effets de la dispersion chromatique et du fonctionnement des amplificateurs à fibre optique. Un rappel sur la technique WDM et les problèmes rencontrés lors de son utilisation sont aussi abordés.

Le chapitre II est consacré à une étude numérique de la dispersion chromatique des fibres multicouches à symétrie de révolution et du gain des EDFA. Nous utilisons deux logiciels permettant la modélisation de la fibre que nous souhaitons fabriquer et l'optimisation du profil d'indice de celle-ci. Le premier est basé sur la méthode matricielle et calcule la

dispersion chromatique. Le second résout les équations d'évolution spatio-temporelles des différentes puissances optiques et densités de population mises en jeu pour déterminer les performances en terme d'amplification. Ces deux méthodes sont exposées et comparées avec des algorithmes déjà existants afin de valider leurs performances.

La dernière partie de ce manuscrit propose, après la modélisation, la fabrication de la fibre amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique et l'étude expérimentale tant du point de vue du gain que de la dispersion chromatique de celle-ci. Ce chapitre permettra de confronter les résultats issus des simulations et ceux obtenus par la mesure et montrera que les propriétés intrinsèques de cette fibre doivent être prises en compte. En effet lors du calcul des facteurs de confinement de signal et de la pompe, il ne faut pas omettre que cette fibre peut être faiblement mulimode. De plus celle-ci a un comportement filtrant qui intervient sur la courbe de gain obtenue.

Cette étude, à la fois théorique et expérimentale, doit permettre de fournir une solution originale, tout-optique et présentant des performances au moins égales à celles des modules déjà existants.

Chapitre I

Télécommunications optiques

haut débit

I Historique

Les réseaux de télécommunication dans les années 70 reposent sur deux types de systèmes : le câble coaxial et les faisceaux hertziens.

Le réseau hertzien est basé sur une infrastructure de relais (distant d'environ 50 km les uns des autres) et utilise diverses bandes de fréquences essentiellement autour de 6/7 GHz et 11 GHz. De 1975 à 1985, la recherche se concentre sur les problèmes que pose l'augmentation de la bande passante liée au passage de l'analogique au numérique, et des développements importants voient le jour. Ainsi, des faisceaux hertziens permettant la

transmission de 8 canaux (7 plus un canal de secours) à 140 Mbit/s, soit environ 1 Gbit/s sur un lien sont disponibles dès la fin des années 80. Le rendement spectral, qui représente l'efficacité dans l'utilisation du spectre, atteint alors environ 4 bit/s/Hz, grâce à des schémas de modulation performants.

Les lignes de transmission utilisant le câble coaxial possèdent, quant à elles, une longueur du pas de régénération beaucoup plus faible du fait de la très forte atténuation du milieu. Le système de base de ces réseaux a une capacité de 140 Mbit/s avec un espacement entre chaque répéteur de l'ordre de 2 km. Les derniers développements sur ces lignes de transmission ont permis d'obtenir une capacité de 560 Mbit/s avec le même espacement entre répéteurs. Comme à l'époque les câbles interurbains disposaient typiquement de 8 à 12 paires, la capacité d'une ligne atteignait 2 ou 3 Gbit/s.

C'est vers la fin des années 80 que vont apparaître les premiers systèmes de transmission optique : une période de coexistence commence avec les autres réseaux. Ce développement commercial est l'aboutissement de plus de deux décennies de recherche de base pour obtenir des composants et dispositifs (en particulier des sources), mais aussi des fibres dont l'atténuation est compatible avec les exigences d'un réseau de télécommunication [1-1] : en 1970, la compagnie Corning Glass Works de New York, produit la première fibre optique avec des pertes suffisamment faibles (20dB/km) pour être utilisée dans les réseaux de télécommunication (actuellement les pertes sont de l'ordre de 0,2 dB/km).

Les premières années de l'optique sont marquées par des évolutions importantes :

- Le passage de la fibre multimode, utilisée dans les premières expérimentations, à la fibre monomode dont la connexion est plus problématique mais, qui propose des débits sans rapport avec la première. La fibre multimode conserve cependant sa pertinence dans d'autres domaines tels que l'aéronautique par exemple.
- Le passage successif de la première fenêtre de transmission autour de 850 nm (fibre multimode) à la deuxième autour de 1310 nm (minimum d'atténuation d'environ 0,3 à 0,4 dB/km), puis à celle autour de 1550 nm (minimum d'atténuation de 0,2 dB/km), qui est la norme aujourd'hui en matière de réseau. Ces changements de fenêtre de transmission ont été rendus possibles par l'amélioration des techniques de fabrication des préformes et au développement des sources optiques.

Si, dans les premières années, le réseau optique a un débit qui ne surpasse pas encore celui des lignes de transmission utilisant le câble coaxial, il présente quand même un avantage indéniable face à ce dernier : l'espacement entre chaque répéteur est plus important, de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres (par exemple environ 70 km pour un système à 560 Mbit/s à 1550 nm).

Les réseaux de télécommunications reposent donc toujours sur deux systèmes, la radio et le câble qui de coaxial est devenu optique. L'avantage de la fibre optique par rapport au câble coaxial (augmentation du pas de régénération et donc diminution des répéteurs et des coûts de fabrication des lignes de transmission) va trouver un champ d'application dans le domaine des télécommunications très longues distances (en particulier dans les lignes de transmission sous-marines) : des câbles optiques furent envisagés dès lors que la fiabilité des composants optiques permit de les immerger. Le premier câble sous-marin transatlantique TAT 8 (Trans-ATlantic cable) utilisant des fibres optiques fut posé en 1988 et offre une capacité de 280 Mbit/s par paire de fibres à 1310 nm. TAT 9 qui suivit en 1991, travaille quant à lui à 1550 nm, avec une capacité de 560 Mbit/s par paire de fibres.

La notion de ligne de transmission «tout-optique» faisant appel exclusivement à la fibre optique apparaît au début des années 1990.

De 1992 à 1996, vont se bâtir les réseaux « tout-optique » de grande capacité utilisant la fibre monomode standard appelée G-652 dans la norme ITU-T, chaque fibre étant capable de transporter un débit de 2,5 Gbit/s avec un pas moyen de régénération de 90 km. Pour la suite, nous ne nous occuperons plus que de ce type de réseau dont on qualifie l'amplification de type 1R (pour régénération) [1-2].

Cette évolution technologique des réseaux « tout-optique » a été rendue possible par la mise au point d'amplificateurs optiques dès la fin des années 80. En général, l'amplificateur utilise une fibre dopée à l'erbium dans laquelle se produit un mécanisme de transfert de puissance entre une pompe optique et le signal à transporter ; ainsi cela permet de contrôler sans conversion électro-optique la puissance des signaux transmis et compense les pertes subies lors de la propagation.

En 1995 le premier réseau sous-marin utilisant la technologie de l'amplification optique à fibre dopée à l'erbium (EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier) est mis en service [1-3]. Cette liaison longue de 6300 km (TAT 12, TAT 13) comporte 133 répéteurs en

ligne et propose un débit total de 10 Gbit/s transmis sur deux fibres, équipées chacune d'une longueur d'onde modulée à 5 Gbit/s.

Enfin la véritable révolution technologique va se produire avec l'apparition du multiplexage en longueur d'onde ou WDM (pour Wavelength Division Multiplexing) qui amène donc une multiplication par un facteur considérable de la capacité du réseau. L'intérêt principal de cette technique, qui a fait sa popularité, est de pouvoir réutiliser la fibre déjà installée, ce qui n'entraîne pas de surcoût pour de nouvelles infrastructures. Le chapitre suivant va nous en expliquer son fonctionnement.

II WDM

Pendant de nombreuses années le seul moyen d'augmenter la capacité d'un réseau de télécommunication optique était de rajouter des fibres, ceci induisant des coûts très importants pour un débit maximum par fibre n'excédant pas plus de 2,4 Gbit/s.

Par la suite, l'idée du multiplexage qui consiste à transmettre simultanément un certain nombre de signaux sur une seule ligne s'est imposée. Le gain visé est simple : économiser le milieu de transmission en le partageant entre plusieurs signaux.

Tout d'abord, on a eu la possibilité d'investir dans la technologie TDM (Time Division Multiplexing) : cette technique permet une division des signaux selon des périodes de temps. Ainsi, on transmet quelques signaux distincts sur une seule fibre en employant des segments de temps préalablement définis. On peut alors atteindre des débits de 10 Gbit/s mais la nécessité de réaliser de gros investissements dans de nouvelles infrastructures la rend trop coûteuse.

De plus, les demandes de débits étant toujours croissantes et comme des développements ont permis l'augmentation de la bande passante des fibres optiques, on s'est tourné vers la technologie WDM (Wavelength Division Multiplexing). Le multiplexage en longueur d'onde est une technique qui consiste à injecter simultanément sur une même fibre des signaux lumineux à des longueurs d'onde distinctes. La bande passante de la fibre optique

étant de l'ordre de 45 Thz, elle présente alors un fort potentiel au multiplexage de très nombreux canaux sur de longues distances[1-4].

La figure 1 nous montre un système classique basé sur la technique WDM. A l'émission, on multiplexe N canaux au débit nominal D, à la réception, on démultiplexe le signal global N x D en N canaux : la fibre transporte un multiple de N canaux ce qui est par conséquent équivalent en terme de capacité à N fibres transportant chacune un canal. Cette approche permet par conséquent d'augmenter la capacité d'un réseau de manière importante sans modifier son infrastructure physique.

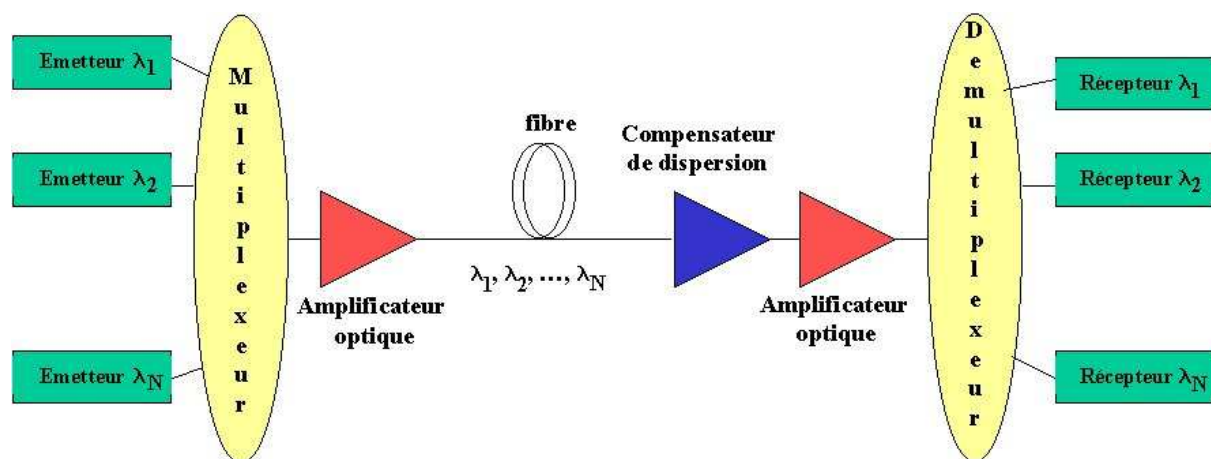


Figure 1. Principe d'une liaison WDM

Comme la fibre optique de silice a son minimum d'atténuation dans la troisième fenêtre optique (autour de 1550 nm), la norme de l'union internationale des télécommunications ITU-T G 692 (Interfaces optiques pour systèmes multi-canaux avec amplificateurs optiques) a défini un peigne de longueurs d'onde autorisées dans la seule fenêtre de transmission 1530-1565 nm (appelée bande C)[1-5]. Elle normalise l'espacement en nanomètre (nm) ou en Gigahertz (GHz) entre deux longueurs d'onde permises de la fenêtre : 200 GHz ou 1,6 nm et 100 GHz ou 0,8 nm.

La technologie WDM est dite dense (DWDM pour Dense WDM) lorsque l'espacement utilisé est égal ou inférieur à 100 GHz. Des systèmes à 50 GHz (0,4 nm) et à 25 GHz (0,2 nm) ont déjà été testés et permettent de multiplexer des centaines de longueurs d'onde, on parlera alors de U-DWDM (Ultra - Dense Wavelength Division Multiplexing).

Les premiers systèmes WDM apparus vers 1995 offraient des débits de 10 Gbit/s (soit 4 canaux multiplexés sur la bande C ayant une capacité nominale de 2,5 Gbit/s).

Le premier réseau longue distance à avoir bénéficié de cette technique est le réseau sous-marin Sea-Me-We 3 mis en service en 1998 avec un débit de 20 Gbit/s (soit $8 \times 2,5$ Gbit/s).

Les systèmes WDM / DWDM commercialisés aujourd'hui comportent de 4 à 80, voire 160 canaux optiques, ce qui permet d'atteindre des capacités de 10 à 200 voire 400 Gb/s en prenant un débit nominal de 2,5 Gb/s. Des débits nominaux de 40 Gb/s ont été atteints et ont permis d'obtenir 3,2 Tb/s avec 80 canaux optiques multiplexés sur la bande C. En 2000, le réseau transatlantique FLAG ATLANTIC-1 est le premier réseau haut débit – longue distance avec une capacité de 1,28Tbit/s.

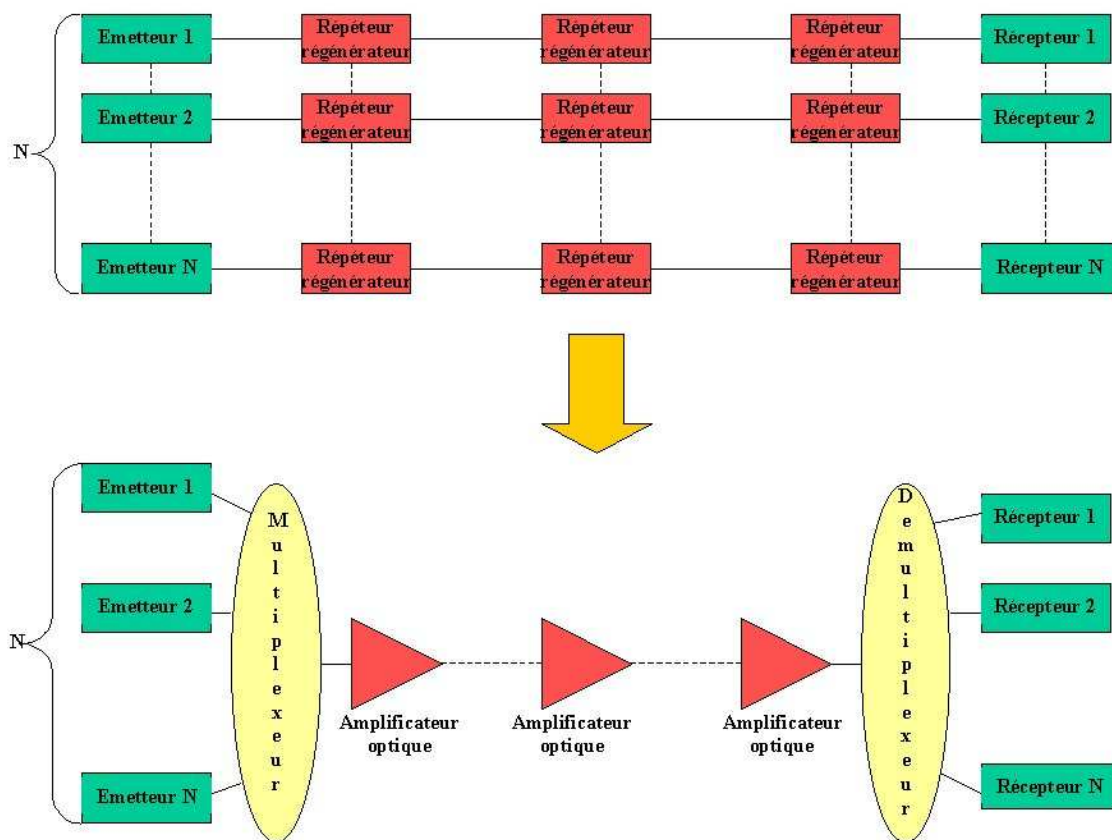


Figure 2. Opportunité d'utilisation du multiplexage couplée à l'amplification optique

L'un des éléments primordiaux de la technique du multiplexage est l'amplificateur optique. Il en existe différents qui seront exposés plus loin. L'apparition de l'amplification optique fut le véritable point de départ du développement de la technologie WDM longue portée. En effet, l'amplificateur procure un avantage économique décisif par son aptitude à amplifier l'ensemble des N longueurs d'ondes. De ce fait, un seul amplificateur se substitue

aux N régénérateurs en chaque site de ligne, procurant ainsi une économie d'équipements croissante avec le nombre de canaux et la longueur de la liaison comme le montre la figure 2.

Les amplificateurs optiques peuvent être utilisés en tant qu'amplificateurs en ligne (répéteurs) mais aussi comme préamplificateurs afin d'améliorer la sensibilité des récepteurs ou postamplificateurs pour augmenter la puissance de sortie d'un émetteur.

Ces amplificateurs fonctionnent dans la troisième fenêtre optique autour de 1550 nm, longueur d'onde du minimum d'atténuation de la fibre monomode standard SSMF (Standard Single Mode Fiber).

Les premiers réseaux optiques étaient auparavant optimisés pour fonctionner à 1310 nm et non à 1550 nm. A cette longueur d'onde, la SSMF possède une dispersion chromatique non nulle (autour de 17 ps/(nm.km)) dans la bande C, dispersion qui varie en fonction de la longueur d'onde et donc en fonction du canal du signal. Cette dispersion chromatique se traduit par un allongement temporel du signal qui doit être corrigé afin de pouvoir récupérer celui-ci. Ce travail est réalisé par le compensateur de dispersion dont nous verrons plus loin quelques exemples ainsi qu'une définition plus complète.

Il est à noter que la technologie WDM, et en particulier la DWDM, du fait des fortes puissances optiques guidées va introduire des effets non linéaires qui en dégradent les performances :

- La modulation de phase croisée ou diaphonie entre canaux appelée XPM (Cross Phase Modulation).
- Le mélange à quatre ondes noté FWM (Four Wave Mixing) qui crée de l'intermodulation optique entre les différents canaux,
- La diffusion Raman stimulée ou SRS (Stimulated Raman Scattering) qui augmente les écarts de puissance reçue entre canaux et par conséquent produit une trop grande dispersion du rapport signal/bruit.

Le chapitre suivant est l'occasion de rappeler les caractéristiques principales des fibres optiques.

III Généralité sur les fibres optiques

III.1 Description

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique qui possède généralement une symétrie de révolution. Une fibre classique est constituée par deux couches de matériaux transparents à base de silice appelées le cœur, d'indice de réfraction n_1 , et la gaine optique qui entoure le cœur, d'indice n_2 (figure3). L'indice n_1 est supérieur à n_2 ce qui garantit la réalisation de la condition de réflexion totale sur la gaine d'un rayon se propageant dans le cœur et qui permet le guidage. Ce type de fibre est appelé fibre à saut d'indice. Une fibre optique à saut d'indice possède un cœur et une gaine avec des indices de réfraction uniformes, ce qui les différencie des fibres à gradients d'indice où l'indice de réfraction varie avec la distance radiale de la fibre.

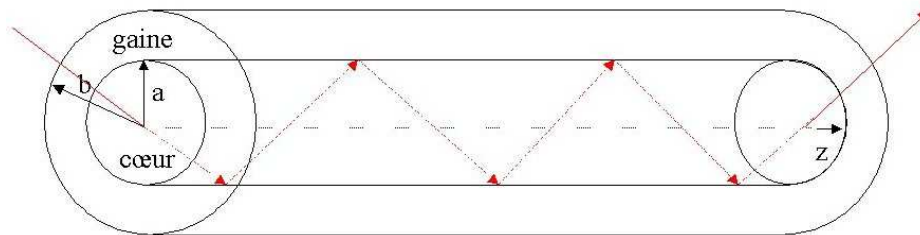


Figure 3. Réflexion interne totale dans une fibre optique à saut d'indice

Une fibre a des dimensions de l'ordre de la centaine de micromètre. Le diamètre de la gaine, $2b$, est en général de $125 \mu\text{m}$ mais peut aussi être de $140 \mu\text{m}$ (cas de certaines fibres multimodes). Le rayon a du cœur, quant à lui, varie de 1 à $100 \mu\text{m}$.

Un champ électromagnétique (E , H) susceptible de se propager suivant l'axe z doit constituer une solution de l'équation de propagation :

$$\Delta \begin{Bmatrix} E \\ H \end{Bmatrix} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t^2} \begin{Bmatrix} E \\ H \end{Bmatrix} = 0 \quad (1-1)$$

avec n , indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière.

Les solutions de l'équation de propagation sont de la forme :

$$E = e(r, \phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \text{ et } H = h(r, \phi) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (1-2)$$

où e et h sont les distributions d'amplitude du champ électromagnétique dans le plan (r, ϕ) , β représentant la constante de propagation. Ces solutions sont appelées les modes de propagation du champ dans la fibre optique. Un mode est une répartition transversale d'énergie, invariante par translation axiale.

On distingue deux types de modes :

- Si le champ électromagnétique s'annule à l'infini, on parle de mode guidé.
- Sinon le mode est dit à fuite.

Dans le cas général, les équations sont vectorielles et les solutions modales peuvent avoir des composantes longitudinales. On peut avoir soit des modes Transverses Electriques ou TE_{lm} (dont la composante de E suivant z est nulle et $H_z \neq 0$), soit Transverses Magnétiques ou TM_{lm} (dont la composante de H suivant z est nulle et $E_z \neq 0$). Les paramètres l et m sont associés à r et ϕ , par exemple la condition $l = 0$ signifie que les modes n'ont pas de dépendance azimutale c'est à dire qu'ils sont donc à symétrie circulaire. Les autres modes, où les composantes de E et H suivant z sont non nulles, sont nommés modes hybrides HE_{lm} ou EH_{lm} suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique.

Dans une fibre optique standard, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est souvent faible, de l'ordre de quelques 10^{-3} . On réalise alors l'approximation en guidage faible lorsque :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \ll 1 \quad (1-3)$$

avec Δ , différence relative d'indice.

Dans ce cadre, certains modes dits dégénérés possèdent la même constante de propagation axiale β . Ces champs modaux sont polarisés de manière rectiligne et sont appelés modes LP (Linearly Polarised ou en français linéairement polarisés) [1-6].

III.2 Quelques paramètres

Je vous présenterai tout d'abord deux paramètres, la fréquence normalisée et la longueur d'onde de coupure qui permettent de connaître si une fibre optique est monomode ou multimode. Puis j'introduirai la notion d'aire effective d'une fibre.

En résolvant l'équation de propagation dans la fibre et en appliquant les conditions aux limites cœur/gaine, on définit le terme V , fréquence spatiale normalisée, telle que :

$$V = a.k_0.\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = a.\frac{2\pi}{\lambda}.n_1\sqrt{2\Delta} \quad (1-4)$$

où λ représente la longueur d'onde et k_0 le vecteur d'onde.

C'est V qui va déterminer si la fibre est monomode ou multimode.

Dans le cas où la fibre est à saut d'indice :

- Si $V < 2,405$, un seul mode se propage dans la fibre, le mode HE_{11} ou LP_{01} aussi appelé mode fondamental de la fibre. La fibre est dite monomode ou unimodale.
- Si $V > 2,405$, plusieurs modes peuvent se propager la fibre est dite multimode.

Il est à noter que la fréquence spatiale normalisée dépend des paramètres optogéométriques de la fibre (indices de réfraction et rayons) mais aussi du vecteur d'onde k_0 de la fibre et donc de la longueur d'onde de travail λ .

Pour déterminer le mode de fonctionnement de la fibre, il est donc possible de définir la longueur d'onde de coupure λ_c , longueur d'onde au delà de laquelle le régime de la fibre est monomode :

$$\lambda_c = a.k_0\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{2,405} n_1\sqrt{2\Delta} \quad (1-5)$$

Lorsque la longueur d'onde est inférieure à λ_c , la fibre est multimode, plusieurs modes sont guidés.

L'aire effective (ou surface effective) d'une fibre optique est calculée à partir de la répartition transverse du champ modal se propageant dans la fibre. Soit E_0 la distribution de ce champ. Par intégration sur toute la section droite de la fibre, l'aire effective A_{eff} est définie par :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\iint |E_0|^2 dS \right]^2}{\iint |E_0|^4 dS} \quad (1-6)$$

Ce terme est introduit afin d'évaluer entre autres les effets non linéaire car d'un point de vue théorique ceux-ci sont proportionnels au rapport de la puissance d'entrée sur l'aire effective. Par conséquent, pour diminuer leurs influences à puissance constante, il faut des fibres à forte aire effective

III.3 Fibre monomode standard

La fibre monomode standard ou SSMF a été mise en service en 1983. La norme ITU-T la définit dans la recommandation G 652. C'est une fibre à saut d'indice dont le profil est donné par la figure 4.

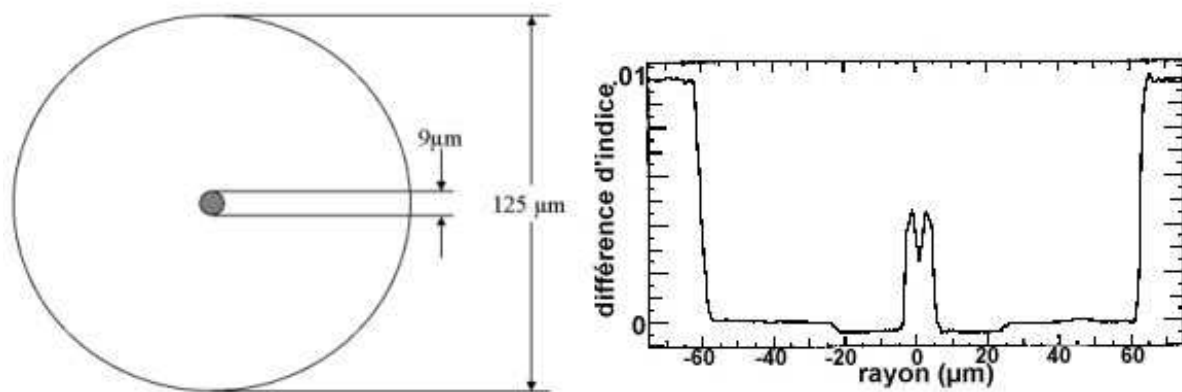


Figure 4. *Dimensions et profil d'indice de réfraction d'une fibre monomode*

La SSMF a une longueur d'onde de coupure qui peut varier de 1150 à 1280 nm.

La figure 5 donne l'atténuation d'une fibre monomode. On constate que le niveau de pertes est de 0,6 dB/km pour une longueur d'onde de 1310nm et de 0,2 dB/km à 1550 nm. Les zones grisées représentent les trois fenêtres optiques .

La SSMF est la fibre que l'on retrouve le plus dans les réseaux de télécommunications déjà installés. Elle fut créée pour être utilisée dans la deuxième fenêtre optique et a donc été optimisée pour avoir une dispersion chromatique nulle autour de 1310 nm. Or comme nous l'avons vu précédemment, les systèmes WDM fonctionnent dans la troisième fenêtre optique, là où l'atténuation est la plus faible, mais où la dispersion chromatique n'est plus nulle mais

proche de 17 ps/(nm.km). C'est la raison pour laquelle des compensateurs de dispersion chromatique doivent être ajoutés dans les lignes.

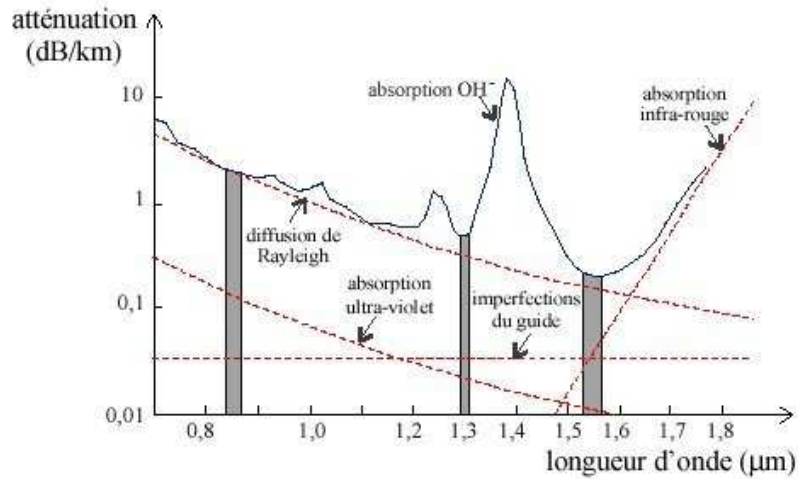


Figure 5. Atténuation d'une fibre monomode [1-7]

Avant de faire un rappel sur les différentes techniques de compensation de la dispersion, nous allons en présenter sa définition.

IV La dispersion dans les fibres optiques

IV.1 Introduction

Lorsqu'une impulsion se propage en régime linéaire dans une fibre optique, elle subit un phénomène de dispersion qui se traduit par un étalement temporel de celle-ci (figure 6).

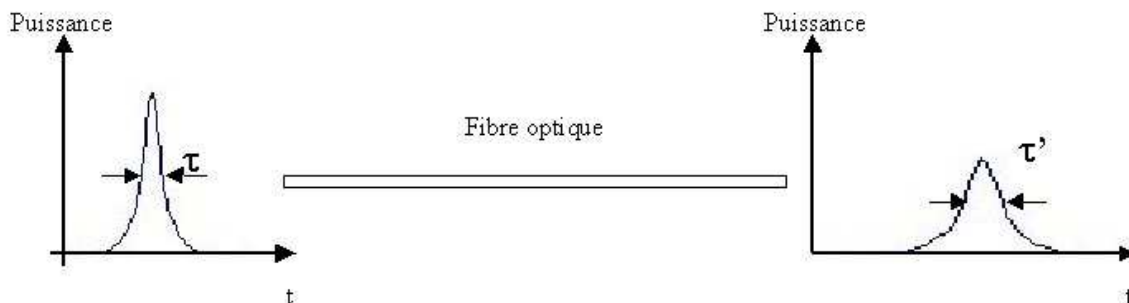


Figure 6. Évolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique

Plusieurs types de dispersion existent, contribuant tous à l'étalement de l'impulsion au cours de sa propagation dans le guide :

- la dispersion de polarisation : le mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP_{01}) est une combinaison de deux modes électromagnétiques notés LP_{01}^x et LP_{01}^y qui ne se propagent pas à la même vitesse dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence parasite, de forme ou de contrainte. Cette variation de vitesse provoque un déphasage entre les deux composantes du mode fondamental et par conséquent, introduit un phénomène de dispersion ; la dispersion de polarisation.
- la dispersion intermodale : elle n'est présente que dans les fibres multimodes car il s'agit d'une dispersion liée au fait que les modes de la structure ne se propagent pas à la même vitesse.
- la dispersion du matériau : elle traduit le fait que la silice, qui compose majoritairement la fibre, possède un indice optique, l'indice de réfraction, qui varie en fonction de la longueur d'onde. Cette dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde induit une modification de la vitesse de groupe propre au milieu et doit être incluse dans les lois de propagation de la lumière dans le guide.
- la dispersion du guide : le fait que les ondes se propagent dans un guide et non dans un milieu illimité entraîne une dépendance de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde. Cette influence du guidage correspond à une nouvelle contribution à l'évolution spectrale des temps de groupe.

Il est à noter que l'on parle de dispersion à la fois pour caractériser un effet physique et aussi pour définir un paramètre de mesure.

Moyennant un certain nombre d'approximations comme par exemple les termes croisés intervenant dans la définition de la dispersion du guide, on exprime communément la dispersion chromatique comme étant la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion du guide. Son unité est la ps/(nm.km), c'est à dire que l'on considère l'étalement temporel d'une impulsion référence d'une largeur de 1 nm et ce sur une distance de 1 km.

Pour une fibre monomode standard, la dispersion chromatique de cette fibre est de l'ordre de 17 ps/(nm.km) à 1.55 μ m, et nulle autour de 1.3 μ m.

IV.2 Définitions

IV.2.a Temps de groupe

Lors de l'excitation d'une fibre à gros cœur par une impulsion, l'énergie lumineuse de celle-ci se répartit sur un grand nombre de rayons qui se propagent suivant des chemins optiques différents le long de la fibre. Pour une fibre à saut d'indice, la longueur de ces trajets dépend des angles d'incidences θ_i des rayons à l'interface cœur-gaine comme le montre la figure 7.

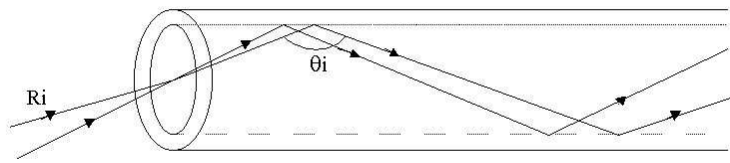


Figure 7. Propagation des rayons lumineux dans une fibre à saut d'indice multimode

Chaque rayon R_i est associé à un angle θ_i et à un mode M_i . Un mode M_i est une répartition transversale d'énergie, invariante par translation axiale, qui résulte de l'interférence des ondes associées au rayon R_i .

Le temps de groupe, ou délai de groupe t_g , est défini comme étant le temps nécessaire pour qu'une impulsion se propage dans une fibre de longueur L .

$$t_g = \frac{L}{V_g} \quad (1-7)$$

où V_g , la vitesse de groupe associée, est définie par :

$$V_g = \left(\frac{d\omega}{d\beta} \right) \quad (1-8)$$

avec ω la pulsation et β la constante de propagation axiale, projection sur l'axe de propagation du module du vecteur d'onde \vec{k} dont la définition est la suivante :

$$\|\vec{k}\| = n_1 \|\vec{k}_0\| = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \quad (1-9)$$

avec \vec{k}_0 vecteur d'onde dans le vide

$$\text{et } \beta = k_0 n_1 \cos(\theta) = n_1 \frac{\omega}{c} \cos(\theta) \quad (1-10)$$

Si on travaille à une pulsation ω autour de ω_0 , on peut déterminer t_g par son développement limité :

$$t_g = L \left[\left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \right] \quad (1-11)$$

tel que :

- le premier terme est une constante pour un mode donné, mais change d'un mode à l'autre ; on l'appelle la dispersion intermodale qui est évidemment nulle dans une fibre monomode.
- le deuxième terme représente la dispersion chromatique due aux différents temps de propagation des composantes spectrales de l'impulsion.

Nous allons maintenant présenter ces deux causes de dispersion en concentrant notre analyse sur la dispersion chromatique.

IV.2.b Dispersion intermodale

La cause principale de l'élargissement des impulsions dans les fibres optiques multimodes est la dispersion intermodale. Cet élargissement est provoqué par les différences des temps de parcours des rayons (ou des modes). La dispersion intermodale D_i est l'élargissement temporel maximum τ d'une impulsion par unité de longueur de fibre.

$$D_i = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{L} = \frac{\tau}{L} \text{ (ps / km)} \quad (1-12)$$

avec t_{\max} et t_{\min} respectivement le temps de parcours du mode le plus lent et celui du mode le plus rapide. Dans une fibre à saut d'indice, le rayon le plus rapide est celui dont le trajet est parallèle à l'axe de la fibre. Ce rayon est associé à l'angle θ égal à 0 et au mode appelé « mode fondamental » LP_{01} . De même, le rayon le plus lent fait un angle θ_{\max} par rapport à l'axe de la fibre avec θ_{\max} défini par :

$$\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1}\right) \quad (1-13)$$

$$\text{et } \tau = t_{\max} - t_{\min} = n_1 \cdot t_{\min} \cdot \Delta \quad (1-14)$$

$$\text{avec } \Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \text{ différence relative d'indice.} \quad (1-15)$$

Finalement on exprime la dispersion intermodale par :

$$D_i = \frac{n_1 \cdot \Delta}{c} \quad (1-16)$$

L'obtention d'une dispersion intermodale réduite se fait en minimisant Δ ou en utilisant une fibre à gradient d'indice. En effet, dans ce cas là, l'indice de réfraction n_1 du cœur décroît avec le rayon de celui-ci de sorte que les rayons axiaux (à trajet court) voient un indice élevé (leur vitesse c/n est alors réduite) tandis que les rayons périphériques (à trajet long) voient un indice plus bas (vitesse accrue).

Dans le cas d'une fibre optique monomode, cette dispersion est nulle et ne sera donc pas prise en compte.

IV.2.c Dispersion chromatique

Dans les fibres optiques monomodes dont le profil est à symétrie de révolution, la dispersion chromatique est la cause principale de l'élargissement des impulsions. Définissons quelques termes avant de commencer l'étude de cette dispersion.

L'indice de groupe, N est tel que :

$$N = \frac{c}{V_g} \quad (1-17)$$

avec c : vitesse de la lumière

Soit n_e l'indice effectif de ce mode à la longueur d'onde donnée :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad (1-18)$$

En intégrant la définition fournie par l'équation (1-8), on obtient :

$$N = n_e + k_0 \frac{dn_e}{dk_0} \quad (1-19)$$

Le temps de groupe devient par conséquent :

$$t_g = \frac{L}{V_g} = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{d\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)} = -\frac{L\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (1-20)$$

L'allongement temporel τ est défini par :

$$\tau = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (1-21)$$

avec $\Delta\lambda$, largeur spectrale de l'impulsion.

La dispersion chromatique $D_{\text{chrom.}}$ peut alors se définir par :

$$D_{\text{chrom.}} = \frac{\tau}{L\Delta\lambda} = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_0'' \quad (\text{ps}/(\text{nm.km})) \quad (1-22)$$

avec $\beta_0'' = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{V_g} \right)$, dispersion de vitesse de groupe

(1-23)

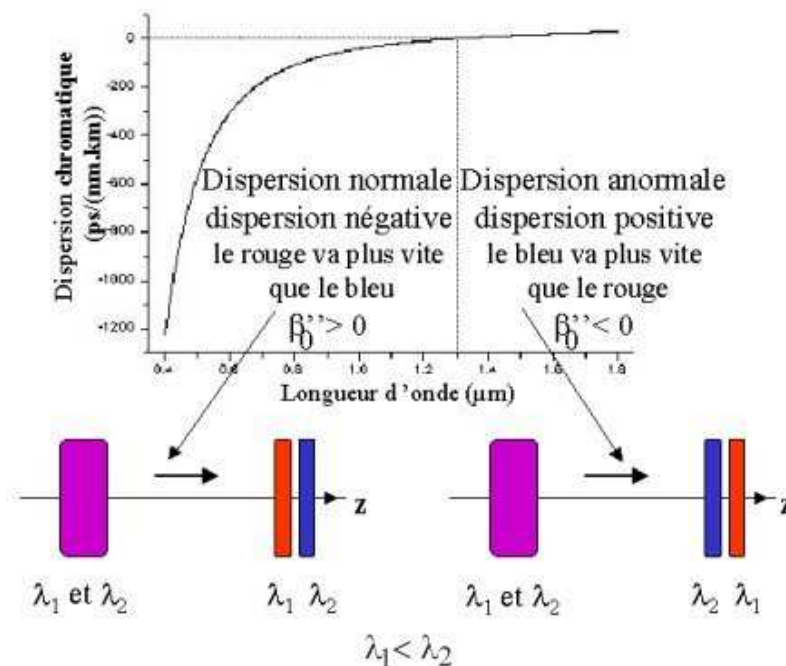


Figure 8. Dispersion chromatique d'une fibre standard en fonction de la dispersion de vitesse de groupe

L'équation (1-22) peut aussi s'écrire ainsi :

$$D_{\text{chrom.}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \quad (\text{ps/nm.km}) \quad (1-24)$$

En première approximation et en négligeant la contribution croisée des deux dérivés premières par rapport à l'indice n et la fréquence V , la dispersion chromatique apparaît comme la somme de la dispersion du matériau, D_{mat} et de la dispersion du guide, D_{guide} . Elle s'exprime alors selon :

$$D_{\text{chrom.}} = D_{\text{mat.}} + D_{\text{guide}} \quad (1.25)$$

Nous allons donc nous intéresser à ces deux termes.

1) Dispersion du matériau

La constante de propagation d'un mode dans une fibre optique est donnée par la relation :

$$\beta = k_0 \cdot n_e \quad \text{avec } n_2 < n_e < n_1 \quad (1-26)$$

Le mode étant principalement confiné dans le cœur de la fibre d'indice de réfraction n_1 proche de n_e , on supposera par la suite que :

$$\beta(\lambda) = k_0 \cdot n_1(\lambda) \quad (1-27)$$

La dépendance de l'indice de réfraction de la silice pure, qui constitue le matériau de bases des fibres optiques utilisées dans les systèmes de télécommunication, en fonction de la longueur d'onde se visualise sur la courbe suivante (figure 9).

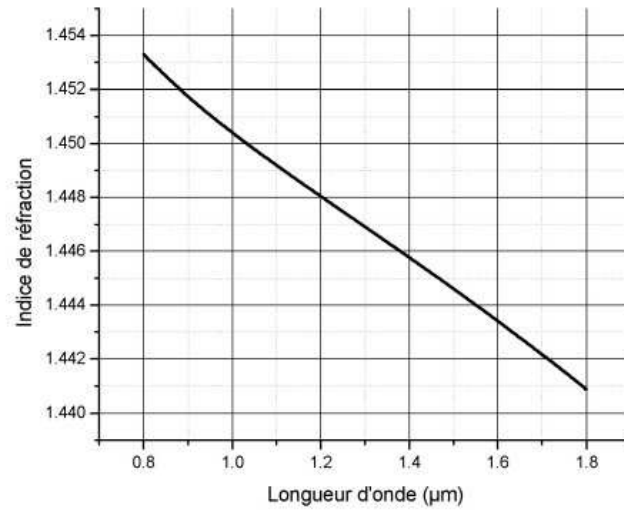


Figure 9. Évolution de l'indice de réfraction de la silice pure en fonction de la longueur d'onde

Le temps de transit d'une onde pour parcourir une distance L est tel que :

$$t_{\text{mat.}} = \frac{L}{V_g} = L \frac{d\beta}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} \quad (1-28)$$

$$\text{avec } \frac{d\beta}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2} n_1 + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn_1}{d\lambda} \quad \text{et} \quad \frac{d\lambda}{d\omega} = -\frac{2\pi c}{\omega^2}$$

L'équation (1-28) peut donc s'écrire :

$$t_{\text{mat.}} = L \left(-\frac{2\pi}{\lambda^2} n_1 + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \left(-\frac{2\pi c}{\omega^2} \right)$$

$$t_{\text{mat.}} = L \left(\frac{4\pi^2 c n_1}{\lambda^2 \omega^2} - \frac{4\pi^2 c}{\lambda \omega^2} \frac{dn_1}{d\lambda} \right)$$

$$t_{\text{mat.}} = \frac{L}{c} \left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \quad (1-29)$$

L'allongement temporel de l'impulsion (ou étalement impulsionnel) est défini par la relation :

$$\tau_{\text{mat.}} = \frac{dt_{\text{mat.}}}{d\lambda} \Delta\lambda$$

$$\tau_{\text{mat.}} = \frac{L}{c} \left(\frac{dn_1}{d\lambda} - \frac{dn_1}{d\lambda} - \lambda \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right) \Delta\lambda$$

$$\tau_{\text{mat.}} = -\frac{L}{c} \lambda \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \Delta\lambda \quad (1-30)$$

Or la dispersion du matériau est telle que :

$$D_{\text{mat.}} = \frac{\tau_{\text{mat.}}}{L\Delta\lambda} \quad (1-31)$$

Alors on obtient :

$$D_{\text{mat.}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad (\text{ps}/(\text{nm.km})) \quad (1-32)$$

2) Dispersion du guide

Le temps de transit t_g s'écrit sous la forme : $t_g = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{d\omega}$ avec l'hypothèse que $n_1(\lambda)$ soit une constante, et donc que $\frac{dn_1}{d\lambda} = 0$. On élimine ainsi la dépendance de l'indice de réfraction du matériau en fonction de la longueur d'onde.

La fréquence spatiale normalisée V est définie par :

$$V^2 = a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2) = U^2 + W^2 \quad (1-33)$$

avec U et V respectivement constantes de propagation transversales normalisées dans le cœur et la gaine telles que :

$$U = a(n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-34)$$

$$W = a(\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1-35)$$

Soit b , la constante de propagation normalisée :

$$b = 1 - \frac{U^2}{V^2} \approx \frac{\frac{\beta}{k_0} - n_2}{n_1 - n_2} \quad (1-36)$$

On peut donc faire une approximation de β par :

$$\beta \approx k_0 [n_2 + b(n_1 - n_2)] \quad (1-37)$$

Par conséquent, le temps de transit t_g peut s'écrire tel que :

$$t_g = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk_0} = \frac{L}{c} \frac{d[k_0(n_2 + bn_1\Delta)]}{dk_0}$$

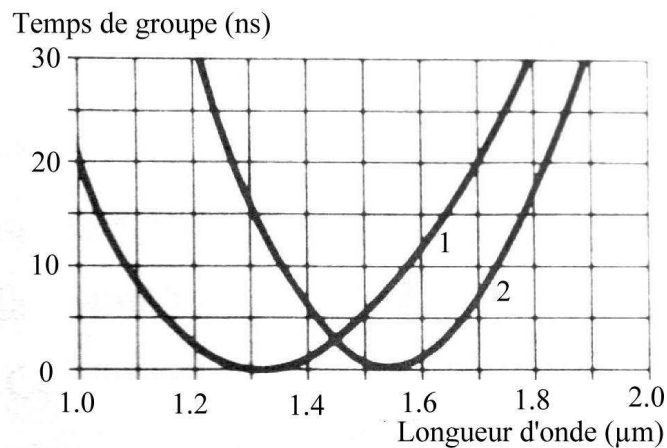
$$t_g = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1\Delta \frac{d(bk_0)}{dk_0} \right] \quad (1-38)$$

$$\text{avec } V = k_0 \cdot a \cdot n_1 \sqrt{2\Delta} \Rightarrow dV = a \cdot n_1 \sqrt{2\Delta} dk_0$$

$$\text{Donc : } dk_0 = \frac{dV}{a \cdot n_1 \sqrt{2\Delta}} = \frac{dV}{A} \quad (1-39)$$

$$t_g = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1\Delta \frac{d\left(\frac{V \cdot b}{A}\right)}{d\left(\frac{V}{A}\right)} \right] = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1\Delta \frac{d(V \cdot b)}{d(V)} \right] \quad (1-40)$$

La figure 10 présente l'évolution du temps de groupe t_g en fonction de la longueur d'onde.



(1) : Fibre optique optimisée à 1310 nm

(2): Fibre optique optimisée à 1550 nm

Figure 10. évolution du temps de groupe t_g en fonction de la longueur d'onde

L'étalement de l'impulsion τ_g est défini par :

$$\tau_g = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda = -\frac{V}{\lambda} \frac{dt_g}{dV} \Delta\lambda = -\Delta\lambda \frac{VL}{\lambda c} n_1 \Delta \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (1-41)$$

Soit D_g le paramètre de dispersion du guide :

$$D_g = \frac{\tau_g}{\Delta\lambda L} = -\frac{n_1 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (\text{ps}/(\text{nm.km})) \quad (1-42)$$

Par conséquent, en intégrant les équations (1-32) et (1-42) définissant la dispersion du matériau et du guide dans l'équation (1-25), on exprime la dispersion chromatique sous la forme suivante :

$$D_{\text{chrom.}} = -\frac{n_1 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad (1-43)$$

Tout au long du calcul, les termes croisés de dispersion chromatique ont été négligés, cependant la calcul complet peut être consulté dans la référence [1-8].

Les équations (1-22), (1-24) et (1-43) sont donc trois expressions différentes exprimant le même paramètre : la dispersion chromatique.

IV.3 Dispersion de polarisation

Le mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP_{01}) est composé de deux modes électromagnétiques dégénérés caractérisés par deux directions de polarisation perpendiculaires (figure 11). Dans une fibre monomode « idéale », ces deux modes, notés LP_{01}^x et LP_{01}^y , se propagent à des vitesses identiques. Lorsque la fibre présente une biréfringence, qui peut être due à des contraintes (élongation, courbures, micro courbures ...), on observe une levée de la dégénérescence des constantes de propagation entre les deux modes. Les deux composantes du mode se propagent alors à des vitesses différentes.

La propagation simultanée dans la fibre de ces deux modes de polarisation introduit un phénomène de dispersion dite de polarisation qui est un facteur limitant de la capacité des lignes de transmission optique monomode.

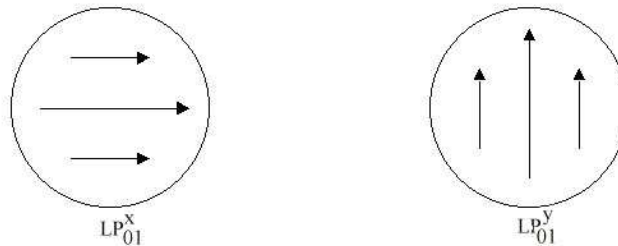


Figure 11. Représentation des modes dégénérés du mode LP_{01}

On peut définir la variation de constante de propagation comme étant :

$$\delta\beta = \beta_x - \beta_y \quad (1-44)$$

avec $\delta\beta$ très petit devant les constantes de propagation β_x et β_y

On exprime également la longueur de battement L_B :

$$L_B = \frac{\lambda}{\beta_y - \beta_x} \quad (1-45)$$

qui est définie comme la longueur de propagation après laquelle chaque état de polarisation se retrouve identique à lui même.

Le concept de dispersion de polarisation est plus difficile à appréhender que celui de la dispersion chromatique du fait du couplage aléatoire des modes de polarisation. Ce phénomène rend nécessaire une analyse statistique de la dispersion de polarisation avec comme conséquence immédiate le fait que la valeur obtenue (en picoseconde) n'est qu'une valeur moyenne.

Celle-ci dépendant de tous les paramètres extérieurs (température, pression, contrainte, etc), il est généralement admis que cette valeur fluctue au cours du temps et suit une loi de probabilité de Maxwell-Boltzmann. Pour la métrologie, ceci induit que toute mesure effectuée devra être moyennée dans le temps.

Cette dispersion est faible, de l'ordre de quelques dixièmes de ps/\sqrt{km} pour une fibre monomode standard.

V Techniques de contrôle et de compensation de dispersion chromatique

Comme nous l'avons vu précédemment, les réseaux de télécommunication installés utilisent des fibres optiques monomodes optimisées à 1310 nm, longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique est nulle, mais qui travaillent à 1550 nm, longueur d'onde pour laquelle elles présentent une dispersion chromatique de l'ordre de 17 ps/(nm.km). Afin de pouvoir garantir des débits de communication importants, il est donc indispensable de compenser cet étalement temporel par l'ajout, au sein du réseau, de systèmes actifs ou passifs.

La SSMF limite la distance de transmission à 1550 nm à moins de 100 km pour des réseaux fonctionnant à un débit de 10 Gbit/s. Pour des systèmes WDM ayant le même débit mais des distances plus grandes, on doit non seulement compenser la dispersion chromatique mais aussi la pente de cette dispersion. Il en est de même pour les lignes dont le débit est de 40 Gbit/s ou plus.

Soient D_{cd} , S_{cd} et D_{tr} , S_{tr} respectivement la dispersion et la pente du compensateur de dispersion et celles du tronçon de ligne à compenser à une longueur d'onde donnée. Soit la pente de dispersion relative K telle que, $K = D/S$. On compense simultanément la dispersion et sa pente quand K_{cd} et K_{tr} sont égaux.

Il existe deux approches pour combattre les effets de la dispersion chromatique [1-9]. La première est d'utiliser des fibres avec des dispersions réduites et correspond au cas où l'on doit installer un nouveau réseau et donc de nouvelles fibres optiques. La seconde est de créer des modules compensateurs de dispersion chromatique lors de la mise à jour des lignes de transmission.

V.1 Figure de mérite

La figure de mérite ou FOM (acronyme de Figure Of Merit) est une caractéristique des fibres optiques qui s'exprime par le rapport de la dispersion chromatique de la fibre par l'atténuation linéique totale :

$$\text{FOM} = \frac{D_{\text{chrom.}}}{\alpha} \quad (\text{A3-12})$$

Dans le cas de fibres compensatrices de dispersion, on cherche à obtenir des grandes valeurs de figure de mérite (de l'ordre de la centaine de ps/(nm.dB) à 1550 nm) traduisant le bon comportement de la fibre. En effet si celle-ci avait une forte dispersion négative et était trop atténuante, le signal sortant de notre compensateur devrait être amplifié ce qui conduirait à un surcoût du module.

V.2 Contrôle de la dispersion chromatique par l'utilisation de fibres à profil d'indice particulier

Dans un premier temps, une des idées proposées est de remplacer la fibre G-652 par d'autres fibres dont les performances en termes de dispersion chromatique sont plus intéressantes que celles de la G-652 afin de pouvoir concevoir des réseaux plus longs.

V.2.a Fibre à dispersion décalée

Disponibles depuis 1985, ces fibres, communément appelées DSF (Dispersion Shifted Fibre), sont normalisées sous le nom de fibre ITU-T G-653.

Une fibre à saut d'indice classique, présente une dispersion chromatique nulle à la longueur d'onde de 1270 nm. L'utilisation d'une fibre « à gaine enterrée » (figure 12), c'est-à-dire une fibre optique à saut d'indice présentant une valeur d'indice non constante dans la gaine optique, permet, si les paramètres optogéométriques sont convenablement déterminés, de décaler la longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique est nulle (zéro de dispersion chromatique).

Pour des valeurs faibles de a et fortes de Δ , et donc pour un « fossé » étroit et profond, on perturbe fortement le profil d'indice de la fibre. Le décalage en terme de dispersion chromatique est par conséquent fort et permet de caler la longueur d'onde de dispersion chromatique nulle à 1550 nm [1-10].

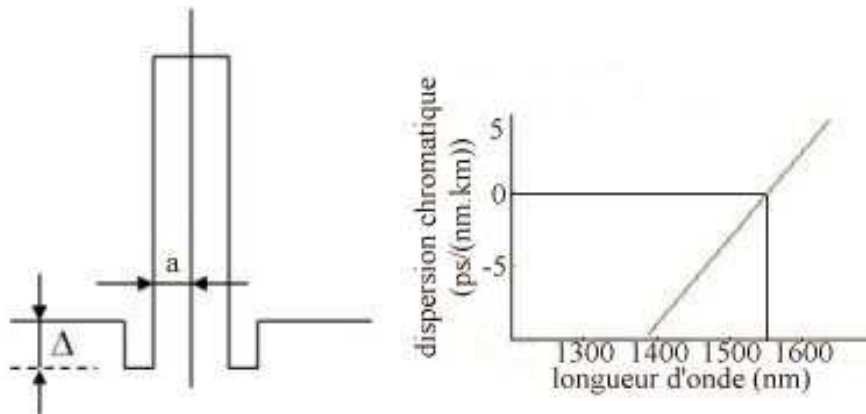


Figure 12. Profil d'indice et évolution de la dispersion chromatique pour une fibre à gaine déprimée optimisée à la longueur d'onde 1550 nm

La réalisation d'une gaine enterrée entourant le cœur de la fibre est une façon aisée de concevoir une fibre présentant une dispersion chromatique décalée, vers les longueurs d'onde supérieures à 1310 nm. Une autre façon de procéder, serait de disposer d'une fibre à saut d'indice « classique » mais présentant un rayon de cœur plus faible et une différence d'indice plus élevée qu'une fibre standard. Cependant, ce type de fibre est difficile à réaliser en raison du peu de couches de dopants à déposer. La fibre à gaine déprimée reste donc le moyen technologique le plus simple à mettre en œuvre pour décaler la dispersion chromatique d'une fibre optique.

Bien que les DSF soient performantes pour des systèmes de transmission monocanal, on a vu très tôt qu'elles n'étaient pas utilisables pour le WDM, la dispersion nulle autour de 1550 nm entraînant des effets non linéaires comme le mélange à quatre ondes (FWM). Il a donc fallu développer des fibres à dispersion décalée non nulle.

V.2.b Fibre à dispersion décalée non nulle

Ces fibres sont normalisées sous le nom de fibre ITU-T G-655 mais sont plus communément appelées NZ-DSF (Non Zero Dispersion Shifted Fibre).

Comme leur nom l'indique, les NZ-DSF sont des fibres monomodes DSF dont la particularité est de présenter un zéro de dispersion décalé ne se trouvant pas dans la fenêtre d'utilisation du WDM (bande C de 1530 à 1565 nm).

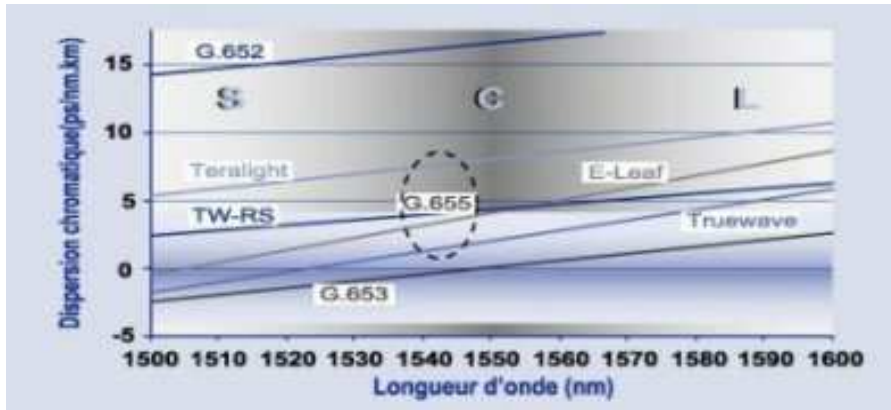


Figure 13. Dispersion chromatique des fibres SSMF (G652), DSF (G653), et NZ-DSF (G555) [1-11]

Il existe autant de variantes de NZ-DSF qu'il y a de fabricants (figure 13). Elles se distinguent par des dispersions chromatiques, des pentes de dispersion et des valeurs de leur aire effective différentes. Leur atténuation est en général du même ordre de grandeur que celle de la SSMF. Leur dispersion est comprise entre 4 et 8 ps/(nm.km) à 1550 nm. En revanche l'aire effective des NZ-DSF est légèrement inférieure à celle des SSMF qui est d'environ $80 \mu\text{m}^2$, la leur étant de 50 à $72 \mu\text{m}^2$.

Ayant une dispersion plus faible que la SSMF, la NZ-DSF permet d'augmenter la distance de transmission. Ainsi, pour un débit de 10 Gbit/s, le signal peut être transmis sur une distance de 500 km (5 fois plus qu'une SSMF). En revanche, si l'on veut continuer à diffuser ce signal après ces 500 km, il sera nécessaire d'introduire des compensateurs de dispersion chromatique. Cependant, bien que ces fibres soient intéressantes pour la construction de nouveaux réseaux (figure 14), il serait trop coûteux de remplacer toutes les liaisons déjà existantes, on doit donc rechercher des solutions compensatrices de dispersion pour les systèmes déjà implantés.

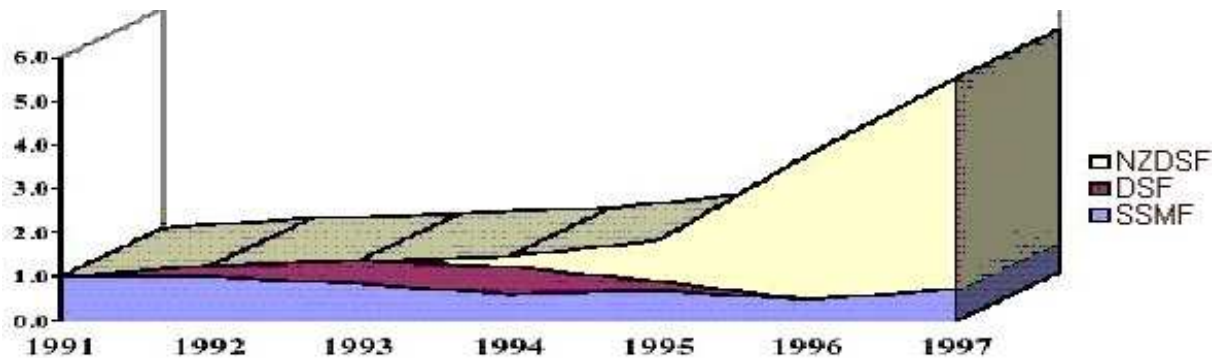


Figure 14. Évolution aux cours du temps des différentes fibres optiques installées dans les réseaux de télécommunications

V.3 Compensateurs de dispersion chromatique

De nombreuses techniques peuvent être employées. Je vais vous présenter quelques unes des méthodes les plus utilisées dans les applications WDM.

V.3.a Compensation de la dispersion par l'utilisation de réseau de Bragg photoinscrit

On appelle réseau de Bragg une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre le long de l'axe de propagation. C'est un filtre sélectif en longueur d'onde ayant la particularité de réfléchir une longueur d'onde déterminée dite "de Bragg" fonction des paramètres géométriques du réseau.

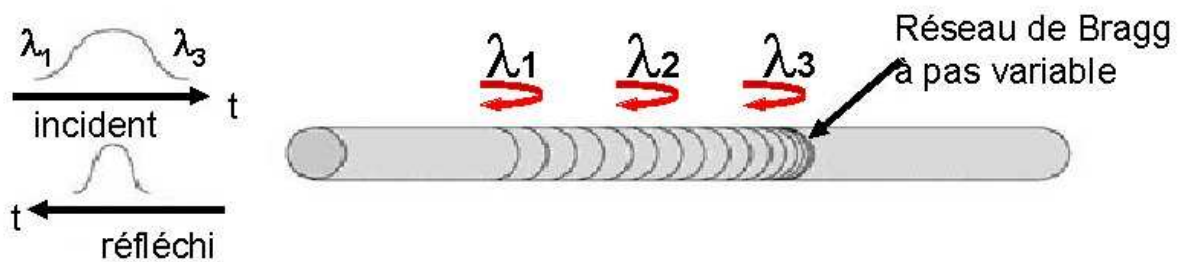


Figure 15. Fonctionnement d'un réseau de Bragg à pas variable

Un réseau *chirpé*, ou à pas variable, présente une périodicité de modulation de l'indice du cœur qui diminue progressivement le long de la fibre (figure 15). Ainsi, différentes longueurs d'onde sont réfléchies par le réseau à différents endroits : les premières arrivées doivent traverser tout le réseau avant d'être réfléchies, tandis que les dernières sont directement réfléchies permettant ainsi de recomprimer l'impulsion.

La dispersion D d'un réseau de Bragg à pas variable peut être déterminée par l'équation suivante :

$$D = 2L / (\Delta\lambda \cdot V_g) \quad (1-46)$$

avec L : la longueur du réseau,

V_g : la vitesse de groupe de l'impulsion dans la fibre

et $\Delta\lambda$: la largeur de bande passante du réseau.

Cette valeur peut être ajustée par le contrôle de la variation du pas du réseau. Ainsi, en contrôlant la dérive en température, on peut obtenir de bons compensateurs de dispersion accordables en longueur d'onde [1-12].

Cependant, la plupart des compensateurs de dispersion basés sur des fibres à réseau de Bragg sont monocanal [1-13]. Pour obtenir un fonctionnement large bande, il faut des réseaux longs [1-14] (dont la longueur doit dépasser le mètre). Leur fabrication est encore très délicate et introduit une modulation de la dispersion.

Une autre possibilité est d'utiliser des fibres à réseaux de Bragg superposés [1-15]. Un compensateur à 32 canaux a ainsi pu être réalisé [1-16].

Un tel système présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre, cependant il possède un inconvénient majeur qui est sa dérive en température. En effet, celui-ci installé *in situ* va subir des variations de températures importantes, le réseau de Bragg va donc se dilater et se contracter, modifiant les propriétés de celui-ci. Il ne sera donc pas possible de garantir un niveau de performance constant. Il est donc plus intéressant d'utiliser cette technologie comme compensateur de dispersion accordable.

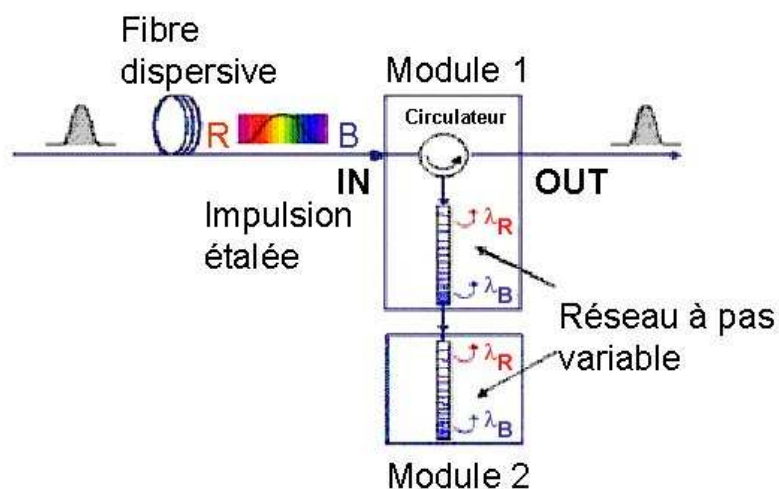


Figure 16. Principe d'utilisation d'un compensateur basé des réseaux de Bragg à pas variable

V.3.b Compensation de la dispersion par l'utilisation de tableau cohérent d'images virtuelles ou VIPA

Le VIPA (Virtually Imaged Phased Array) est une technologie basée sur la micro-optique : c'est un dispositif dont l'angle de sortie de la lumière dépend de la longueur d'onde de celle-ci.

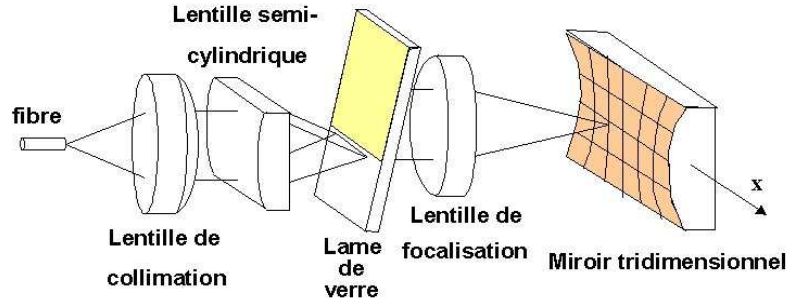


Figure 17. Compensateur de dispersion utilisant un VIPA

La figure 17 nous montre un tel système. Le signal voyage de la fibre d'entrée jusqu'au miroir puis retourne dans celle-ci. La lumière sortant du compensateur est séparée de celle venant de la fibre grâce à un circulateur non représenté sur le dessin.

Le signal incident est focalisé dans la lame de verre (dont l'épaisseur t est de l'ordre de 1 mm) par une lentille semi-cylindrique. Le rayon central de la lumière incidente fait un angle Θ avec la lame. Il est à noter que l'angle incident θ à l'intérieur de la lame est n_e fois plus petit que Θ , n_e étant l'indice effectif du verre. La lumière de sortie de la lame est un faisceau collimaté dont l'angle de sortie Φ dépendant de la longueur d'onde est déterminé par ϕ l'angle de sortie à l'intérieur de la lame. Φ est approximativement n_e fois plus grand que ϕ qui est déterminé par la relation pour un entier m :

$$m \left(\frac{\lambda}{n_e} \right) = 2t \cos \phi \quad (1-47)$$

Ainsi si la longueur d'onde λ varie de $\Delta\lambda$, l'angle de sortie varie de $\Delta\phi$ tel que :

$$m \left(\frac{\Delta\lambda}{n_e} \right) = -2t \sin \phi \Delta\phi \quad (1-48)$$

En utilisant (1-47) et (1-48), et le fait que Φ est approximativement n_e fois plus grand que ϕ , on obtient :

$$\frac{d\Phi}{d\lambda} \approx -\frac{n_e^2}{\lambda\Phi} \quad (1-49)$$

Cette dépendance de la longueur d'onde avec l'angle de sortie est convertie en dispersion chromatique grâce à la lentille de focalisation et au miroir.

Le VIPA crée de nombreuses images virtuelles du col du faisceau. On voit sur la figure 18 que le col du faisceau d'où le signal revient, varie en fonction de la longueur d'onde et que par conséquent la distance parcourue est elle aussi modifiée. Des rayons venant du col du faisceau central sont illustrés pour trois longueurs d'onde.

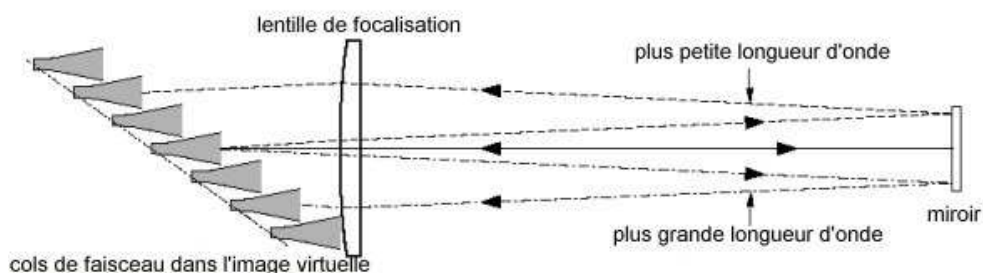


Figure 18. Chemin de lumière dans le compensateur

Le miroir étant positionné perpendiculairement à la lentille, le rayon dont la longueur d'onde est moyenne, voyage du col du faisceau au miroir selon la ligne pleine. Un rayon de plus grande longueur d'onde est dévié légèrement vers le bas et voyage jusqu'à un autre col de faisceau positionné plus bas et a un trajet plus court. À l'inverse, un rayon de plus petite longueur d'onde est légèrement dévié vers le haut, vers un col de faisceau positionné plus haut et parcourt une plus grande distance.

Une dispersion négative ou positive peut être obtenue selon que le miroir est respectivement convexe ou concave. En translatant selon l'axe des x le miroir, on peut avoir un compensateur de dispersion accordable en longueur d'onde. Toutefois cette technologie qui est basée sur une technique d'interférence possède une bande passante étroite ce qui limite la compensation de dispersion à des longueurs d'onde spécifiques dans la fenêtre de transmission[1-17 à 1-20].

V.3.c Compensation de la dispersion par l'utilisation de circuits optiques planaires

Des circuits optiques planaires peuvent aussi servir de compensateur. Cette technologie a un grand avantage qui est la compacité des dispositifs mis à disposition et par conséquent du module dans son entier.

La conception de tels systèmes se fait par technique de dépôt sur des guides d'onde optiques de silice et demande un bon contrôle du processus.

La plupart de ces compensateurs utilisent le principe d'interférence. On en trouve de nombreux formés par des interféromètres de Mach Zehnder en cascade [1-21] [1-22].

Leur dispersion est réglable en longueur d'onde et aussi en valeur, elle peut être aussi bien négative que positive, grâce à un contrôle thermo-optique de la différence de phase des bras des interféromètres. La périodicité en fréquence des ces dispositifs les rend utilisables dans des réseaux de télécommunications WDM.

Il existe aussi des compensateurs utilisant un filtre « passe-tout » ou filtre déphaseur (figure 19) composés de résonateurs en anneau qui peuvent compenser des dispersions allant jusqu'à 2000 ps/nm [1-23] [1-24]. Eux aussi ont une dispersion accordable grâce à un contrôle thermo-optique.

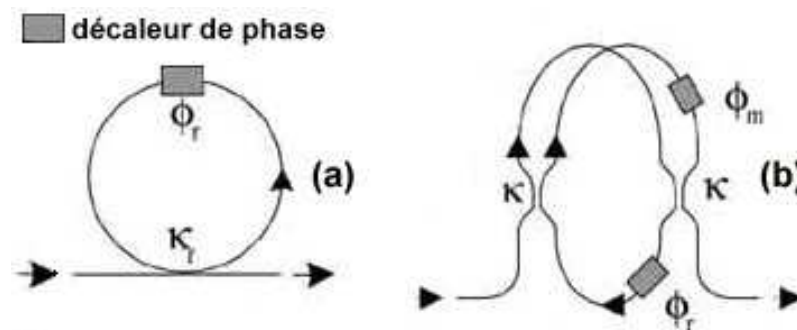


Figure 19. (a) filtre « passe-tout », (b) résonateur en anneau.

Leur utilisation en WDM reste tout de même marginale.

V.3.d Fibre compensatrice de dispersion

Ce sont des fibres qui sont conçues pour avoir de fortes dispersions négatives grâce à des modifications de leurs paramètres optogéométriques. On peut utiliser aussi bien le mode fondamental que des modes d'ordre supérieur.

1) Fibre utilisant le mode fondamental

Il est possible, par l'emploi de fibres à profil d'indice de réfraction particulier, comme les fibres à deux cœurs concentriques [1-25] (figure 20) d'obtenir à une longueur d'onde donnée une dispersion chromatique fortement négative (appelée longueur d'onde d'accord de phase).

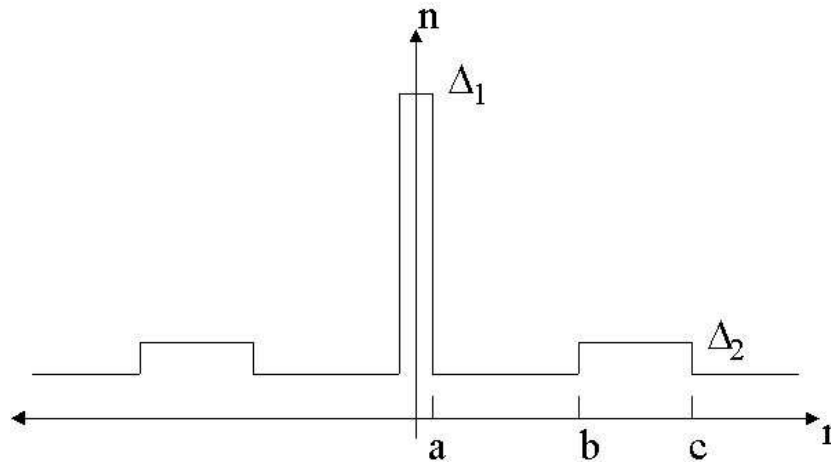


Figure 20. Profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques

Ces fibres présentent un cœur central de faible rayon, dont l'indice de réfraction est important, et un cœur externe plus large entourant le premier et d'indice beaucoup plus faible. Cette forte dissymétrie entre les deux cœurs constituant la fibre optique (exemple : $a = 1 \mu\text{m}$, $\Delta_1 = 2\%$, $c - b = 6.8 \mu\text{m}$, $b - a = 14.2 \mu\text{m}$, $\Delta_2 = 0.3\%$) est essentielle car elle permet d'obtenir un comportement singulier de la fibre.

La figure 21 représente les évolutions des indices effectifs du mode du guide élémentaire formé par le cœur central et la gaine (points) et du mode de la structure composée par le cœur externe et la gaine (triangles). On constate que les indices effectifs de ces deux modes sont égaux à une longueur d'onde donnée. Il y a couplage entre les deux modes. Selon une approche supermodale, le mode fondamental de la structure complète (trait plein) est une combinaison des modes des deux structure élémentaires. L'indice effectif de ce mode subit une très forte inflexion autour de la longueur d'onde de couplage.

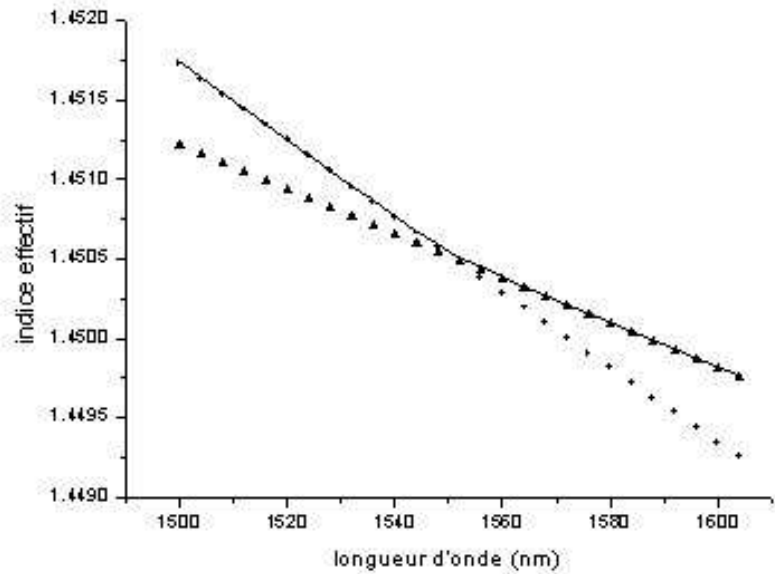


Figure 21. *Évolution de l'indice effectif du mode de la structure (trait plein) en fonction de la longueur d'onde.*

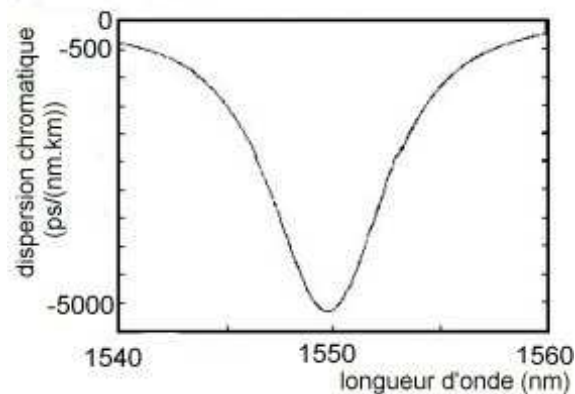


Figure 22. *Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'une fibre à deux cœurs concentriques*

La dispersion chromatique qui intervient comme la dérivée seconde de l'indice effectif du mode de la structure (équation (1-24)) est alors fortement négative à 1550 nm (figure 22) [1-26] [1-27].

Ce type de profil permet donc d'obtenir théoriquement une dispersion chromatique fortement négative de l'ordre de -5000 ps/(nm.km) et sera étudié de manière approfondie dans les chapitres suivants.

2) *Fibre utilisant un mode d'ordre supérieur*

Les modules de compensation de dispersion par mode d'ordre supérieur (HOM-DCF pour Higher-order-mode Dispersion Compensating Fiber) utilisent la propriété de forte dispersion négatives des modes d'ordre élevés se propageant dans une fibre optique (figure 23). La propagation du signal est réalisée par un mode d'ordre supérieur et plus par le mode fondamental. Cette technique permet d'obtenir une grande pente de dispersion relative K (par exemple $K = -5,4 \text{ ps/nm}^2$ dans [1-28] au lieu de $-1,4 \text{ ps/nm}^2$ dans le cas d'une fibre compensatrice de dispersion utilisant le mode fondamental).

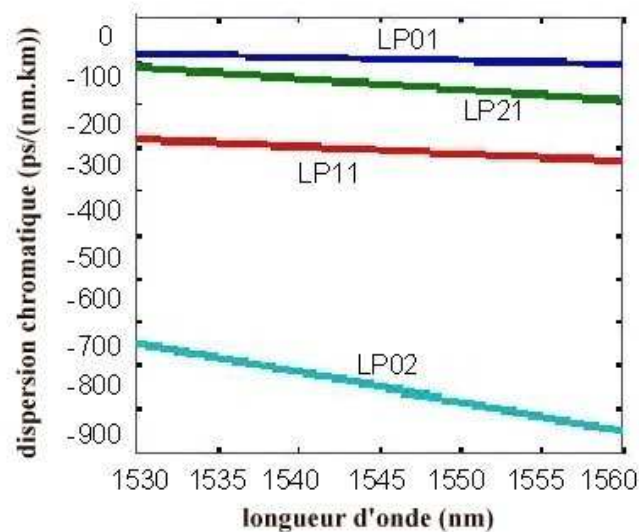


Figure 23. Dispersion chromatique d'un compensateur de dispersion HOM utilisant le mode LP₀₂

Comme les compensateurs de dispersion utilisant une fibre monomode, ces systèmes produisent une forte dispersion négative et donc utilisent une faible longueur de fibre, ce qui limite les pertes de propagation du module.

De plus les HOM-DCF ont une plus grande aire effective pouvant aller jusqu'à être quatre à cinq fois plus grande [1-29] que les SM-DCF (pour Single Mode DCF qui sont les fibres qui utilisent le mode fondamental), ce qui augmente la puissance seuil pour les effets non-linéaires.

Cependant, ne travaillant pas au mode fondamental, cette technologie nécessite l'ajout de convertisseurs de modes en entrée et sortie, ce qui augmente le coût du module de compensation aussi bien que ses pertes.

Enfin, comme les fibres utilisées sont faiblement multimodes, des interférences intermodales peuvent se produire et s'ajouter au bruit. Des études ont montrées que les interférences de chemin multiple ou MPI (Multi Path Interference) devaient être inférieures à – 42 dB [1-30] pour assurer une transmission dans un réseau longue distance utilisant quelques uns de ses systèmes en cascade.

VI Amplification optique

Comme nous l'avons vu l'amplificateur optique est un des principaux éléments des systèmes WDM. Son intérêt majeur est son aptitude à amplifier toutes les longueurs d'onde de la bande C.

Dans ce chapitre nous allons donc aborder la théorie de l'optique quantique par l'étude de l'interaction de la lumière avec la matière. En effet de nombreuses propriétés des fibres amplificatrices peuvent être expliquées par des procédés d'absorption et d'émission qui se produisent quand un système atomique interagit avec un rayonnement électromagnétique. Dans un premier temps, je présenterai un rapide historique concernant l'amplification en général, et je poursuivrai par une explication des trois mécanismes mis en jeu au cours de l'amplification optique dans le cas simple d'échanges entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Puis je donnerai une définition de l'inversion de population et du pompage. Enfin ce chapitre s'achèvera par une brève étude du cas d'un système à trois niveaux tel que l'ion erbium pompé à 980 nm.

VI.1 Historique

C'est en 1900 que Max Planck présenta pour la première fois le terme de quanta lorsqu'il décrivit la distribution spectrale des radiations thermiques ; en 1905, Albert Einstein poursuivit dans le même sens, en faisant l'hypothèse que la lumière est constituée de quanta de lumière ou photons (dans sa démonstration de l'effet photoélectrique pour laquelle il reçut le prix Nobel en 1921). Sept ans plus tard, Niels Bohr produisit une théorie atomique où

l'énergie des électrons est quantifiée. Enfin c'est en 1917 qu'Albert Einstein présenta la théorie centrale de l'amplification optique, celle de l'émission stimulée.

IL faudra attendre plus de trente ans pour voir arriver les premiers systèmes amplificateurs : dès 1952 et pratiquement en même temps, C.H. Townes, J.P. Gordon et H.J. Zeiger aux U.S.A, N.G. Basov et A.M Prokhorov en U.R.S.S. fabriquent les premiers M.A.S.E.R.s (pour Microwave Amplifiers by Stimulated Emission of Radiations) utilisant de l'ammoniac gazeux et produisant un rayonnement monochromatique à une longueur d'onde de 1,25 cm. Puis en 1958, la première description théorique de l'effet de l'amplification optique est contenue dans l'étude de faisabilité de masers optiques proposée par C. H. Townes, encore lui, et A. L. Schawlow [1-31]. Le premier L.A.S.E.R (acronyme de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations) utilisant des ions chrome d'un rubis artificiel irradié par une lampe au xénon est conçu par T. H. Maiman en 1960. Les premiers résultats expérimentaux concernant l'amplification dans une fibre optique dopée au néodyme et pompée transversalement par flash arrivent en 1964, grâce à C. J. Koester et E. A. Snitzer qui obtiennent 47 dB de gain à 1,06 μm [1-32]. Ces travaux, bien que primordiaux pour l'optique, ne seront pas suivis pendant presque dix ans, les technologies de fabrication n'étant pas encore abouties et les fibres réalisées beaucoup trop atténuantes. Cependant en 1973, C. A. Burrus et J. Stone reprennent les études de C. J. Koester et E. A. Snitzer et réalisent le premier laser à fibre dopée au néodyme et pompée longitudinalement par diode laser [1-33].

Au milieu des années 80, grâce au développement de fibres à faibles pertes linéiques (0,2 dB/km à 1550 nm) et au développement des diodes laser, l'amplification optique va prendre son essor : une équipe de l'université de Southampton dirigée par D. N. Payne fabrique la première fibre monomode dopée aux terres rares [1-34], puis présente les premiers lasers [1-35] et amplificateurs [1-36] à fibres dopées à l'erbium, respectivement en 1985, 1986 et 1987.

L'intérêt pour les fibres dopées aux terres rares est lancé, et des travaux notamment de E Desurvire [1-4] dans les années 90 vont se concentrer sur les amplificateurs dopés à l'erbium (E.D.F.A. pour Erbium Doped Fiber Amplifier) : ces composants permettent d'amplifier des signaux atténués dans la troisième fenêtre optique (autour de 1550 nm) et rendent donc possibles les lignes de transmission tout optique, permettant d'éliminer les régénérateurs électro-optiques. Des débits dépassant le Tbits/s sont atteints répondant à une demande toujours croissante.

VI.2 Interactions lumière matière

Lorsqu'un atome est soumis à une onde lumineuse trois interactions lumière matière peuvent se produire : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée (figure 24).

Lorsqu'un atome est soumis à une onde lumineuse, l'un des électrons de ses couches périphériques peut absorber un photon (figure 24 (a)). L'atome, initialement dans un état électronique stable d'énergie E_1 , passe alors dans un état électronique excité d'énergie supérieure E_2 . Ce processus d'absorption est d'autant plus efficace que l'énergie du photon, E (égale à $h\nu$, h étant la constante de Planck et ν la fréquence d'émission du photon), est proche de l'écart $E_2 - E_1$ entre les deux niveaux d'énergie de l'atome.

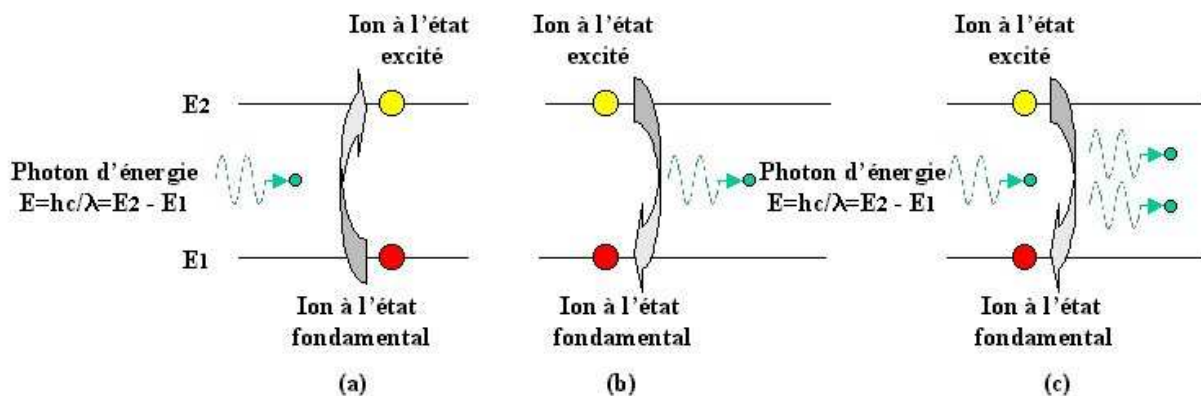


Figure 24. *Interactions lumière matière : (a) absorption, (b) émission spontanée, (c) émission stimulée*

Les états électroniques excités ne sont pas stables. Plus ou moins vite, l'ion revient à l'état fondamental en émettant un photon (figure 24 (b)). Soit τ , la durée de vie de l'état excité, défini comme étant le temps au bout duquel la densité de population des ions excités est divisée par e après le début de l'émission spontanée. Le photon est émis dans une direction et avec une polarisation qui sont aléatoires, mais son énergie E (toujours égale à $h\nu$) est identique à la différence d'énergie $E_2 - E_1$ entre les deux niveaux atomiques mis en jeu.

La présence d'un rayonnement lumineux incident peut provoquer l'ion excité à l'émission d'un photon ayant les mêmes caractéristiques que le photon incident (figure 24 (c)). Cependant, cela n'est possible que lorsque l'énergie de ce photon est « résonnante », c'est-à-dire quand l'énergie E (égale à $h\nu$) est égale à l'écart d'énergie $E_2 - E_1$ entre le niveau supérieur (2) et le niveau inférieur (1). Dans cette émission induite qui constitue la réciproque du processus d'absorption, le photon créé par l'atome en se désexcitant a même fréquence et

même direction de propagation que le photon incident. Ce phénomène, qui permet d'amplifier une onde lumineuse, est à la base du fonctionnement des amplificateurs à fibres dopées aux terres rares.

VI.3 Inversion de population et pompage

Pour qu'un signal lumineux soit amplifié, il faut que la probabilité qu'un de ses photons soit absorbé par un ion à l'état fondamental soit inférieure à celle que ce photon provoque la désexcitation d'un ion excité. Pour cela il faut que le nombre d'ions à l'état excité soit supérieur à celui des ions à l'état fondamental. Dans ce cas, on parle d'inversion de population.

Cependant, si le milieu amplificateur n'est pas soumis à un rayonnement extérieur, le nombre d'ions excités est nettement inférieur au nombre d'ions non excités. L'inversion de population est rendue possible grâce au processus de pompage qui n'est autre que l'apport d'énergie extérieure permettant l'inversion de population. Dans le cas des fibres optiques dopées aux terres rares, le pompage est de nature optique.

VI.4 Systèmes à trois niveaux

Les trois mécanismes cités ci-dessus entrent en jeu dans l'amplification optique par les terres rares. Si on considère le cas de l'ion erbium pompé à la longueur d'onde λ_p égale à 980 nm, on a affaire à un système à trois niveaux. Le processus se déroule ainsi (figure 25) :

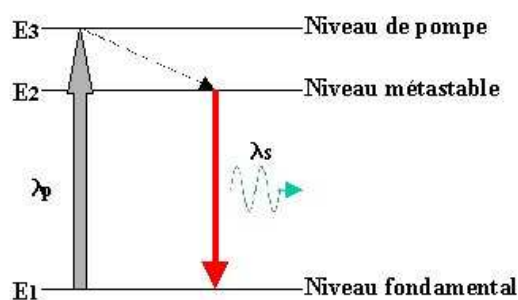


Figure 25. Système à trois niveaux de l'erbium

Les ions initialement au niveau fondamental sont excités au niveau le plus haut dit de pompe par l'absorption d'un photon à la longueur d'onde λ_p . Ensuite, les ions se relaxent très rapidement sur le niveau métastable sans engendrer d'émission radiative. Soit N_1 et N_2 les densités de population respectives des niveaux d'énergie E_1 et E_2 . Comme la durée de vie du

niveau de pompe est très faible devant celle du niveau métastable, on a un très grand nombre d'ions à l'état excité, et par conséquent, la population de N_2 est supérieure à N_1 . L'inversion de population est ainsi réalisée. Une émission radiative se produit entre les niveaux d'énergie E_2 et E_1 et la longueur d'onde λ_s du photon créé est proche de 1550 nm.

Il est à noter que dans ces systèmes à trois niveaux, le signal à amplifier est absorbé et donc atténué si l'inversion de population n'est pas réalisée c'est-à-dire si le pompage est insuffisant.

La loi de Planck nous donne les relations telles que : (avec h constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide)

$$E_3 - E_2 = \frac{hc}{\lambda_p} \quad (1-50)$$

$$E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda_s} \quad (1-51)$$

VII Les fibres optiques dopées aux terres rares

Nous allons nous intéresser maintenant à la réalisation des fibres optiques dopées aux terres rares. Pour cela, je vais tout d'abord vous présenter quelques caractéristiques des matériaux utilisés pour réaliser des fibres classiques. Puis je continuerai par l'explication de la fabrication d'une préforme par le procédé le plus couramment utilisé qui est la méthode MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) suivie par un bref exposé sur la technique de fibrage. Par la suite, nous étudierons la famille des terres rares et leur technique de dopage spécifique pour concevoir des fibres amplificatrices appelée dopage en phase liquide.

VII.1 Structure vitreuse des fibres optiques standards

Il existe un grand nombre de types de fibres optiques. Celles utilisées dans les télécommunications sont fabriquées à partir de silice [1-37]. Leur structure est composée

d'éléments tétraédriques de base (silicates SiO_4) : un atome formateur, Si, est relié par des liaisons covalentes à quatre atomes d'oxygène (figure 26).

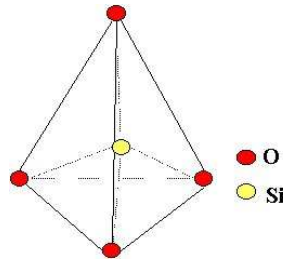


Figure 26. Élément tétraédrique silicate de la silice vitreuse

Si un ion oxygène est relié à deux ions de silice, il est appelé ion « pontant ».

Il est possible de faire varier les propriétés optiques ou physiques du verre de silice grâce à l'incorporation d'ions dits « dopants » ou « modificateurs » dans la structure :

- Le germanium, l'aluminium, le phosphore et le titane sont utilisés pour augmenter l'indice de réfraction.
- Le bore et le fluor, à l'inverse, font diminuer l'indice de réfraction.

VII.2 Fabrication des fibres optiques

Pour fabriquer une fibre optique, il est nécessaire de réaliser une préforme qui n'est autre qu'un « barreau de verre » dont les dimensions sont de un à une dizaine de centimètres pour le diamètre, et de 30 centimètres à plus de 1 mètre pour la longueur. Ensuite il faut étirer ou fibrer celle-ci.

Il existe un grand nombre de processus pour concevoir une préforme, des internes comme la méthode PCVD (pour Plasma Chemical Vapor Deposition), ou externes comme la méthode VAD (Vapor Axial Deposition). Cependant, nous allons seulement nous intéresser au procédé interne appelé MCVD car c'est la technique utilisée par nos collègues de Nice qui réalisent nos préformes.

VII.2.a Méthode M.C.V.D.

Ce processus de fabrication de préforme nécessite de réaliser deux étapes distinctes qui sont le dépôt puis le rétreint. La technique est décrite pour le cas d'une préforme classique.

La réalisation d'une préforme s'effectue à partir d'un tube de silice de haute pureté qui ne contient par conséquent que quelques ppm d'ions OH⁻ (1 ppm correspond à $0,8 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$). Celui-ci est monté sur un tour verrier, puis mis en rotation. Il est à noter que ce tube forme la gaine optique « support » de la fibre.

À l'une des extrémités du tube (figure 27 a), on injecte un mélange gazeux constitué d'halogénures et d'oxygène et on chauffe à haute température (1400° à 1600°) au moyen d'un chalumeau oxyhydrique qui se déplace le long du tube, à la vitesse de quelques dizaines de centimètres à la minute, permettant d'activer la réaction d'oxydation des halogénures. L'opération donne lieu à la formation et au dépôt de suie de silice par couches successives de 5 à 10 μm d'épaisseur. Au passage du chalumeau sur les suies, le dépôt est vitrifié.

Une fois le dépôt terminé, on stoppe l'injection de gaz (figure 27 b). Cependant, un trou central subsiste à l'intérieur de la préforme. On augmente donc la température de chauffage jusqu'à atteindre la température de 1800° , ce qui provoque un ramollissement de la silice suffisant pour permettre un rétreint homogène, grâce aux forces dues aux tensions superficielles.

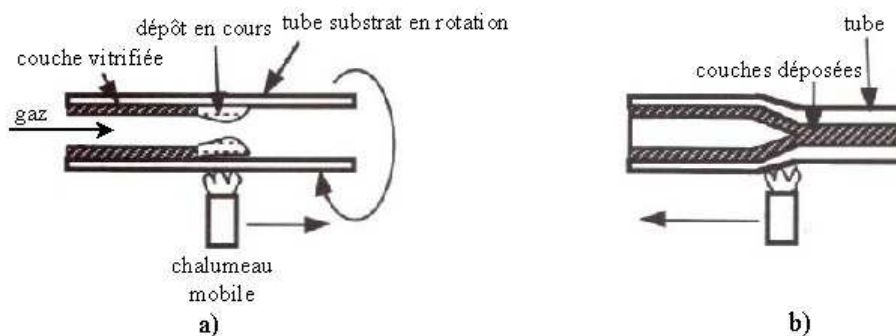


Figure 27. *Fabrication de préforme par le procédé MCVD. a) dépôt. b) rétreint*

Typiquement, si on veut réaliser une fibre standard, on dépose des couches de silice pure qui constitueront la gaine optique « déposée » et des couches de silice dopée au germanium qui formeront le cœur. Le rapport entre les rayons de ces couches de la préforme ainsi que leur indice de réfraction sont les mêmes que ceux de la future fibre. La fibre optique est une homothétie de la préforme.

VII.2.b Etirage de la préforme

Une fois la préforme réalisée, la seconde étape consiste à réaliser une fibre optique à partir de celle-ci. Cette opération est effectuée grâce à une tour de fibrage dont le schéma synoptique est donné figure 28.

La préforme est tout d'abord introduite dans un four à induction afin de chauffer sa partie inférieure à une température proche de sa température de fusion (aux alentours de 1800°) (figure 29 a). La préforme commence à se ramollir et il se forme une goutte de silice. Cette goutte descend par gravité, en entraînant un fil de silice, à l'intérieur d'un tube en surpression d'argon afin de protéger la silice des impuretés et de l'humidité. Puis la fibre est enduite d'une résine de protection immédiatement polymérisée par un rayonnement ultraviolet. La fibre est terminée, il ne reste plus qu'à l'enrouler sur un tambour précédé d'un cabestan dont la vitesse de rotation est asservie par un système de contrôle du diamètre (figure 29 b).

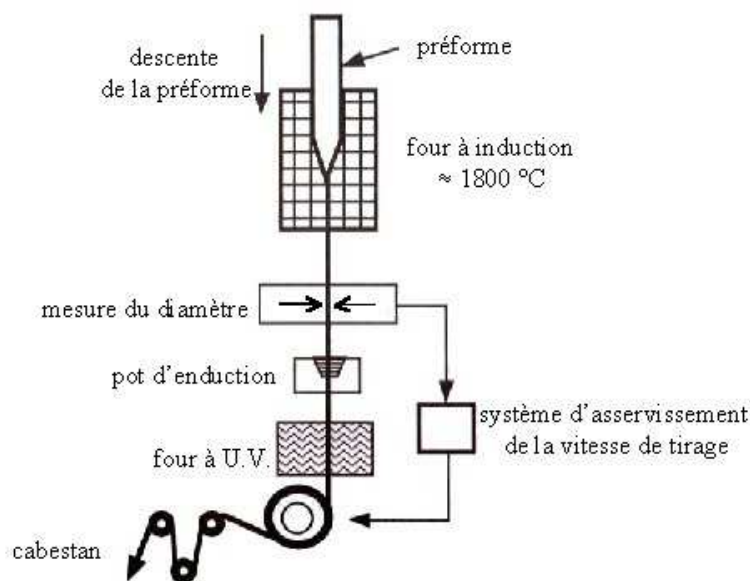


Figure 28. Schéma d'une tour de fibrage

Comme nous l'avons déjà noté dans le paragraphe VII 2 A, la fibre optique est une homothétie de la préforme dont l'équation de fibrage est la suivante :

$$v.d^2 = VD^2 \quad (1-52)$$

avec v , V , vitesses respectivement d'enroulement de la fibre et de descente de la préforme et d , D , respectivement diamètres de la fibre et de la préforme.



Figure 29. Tour de fibrage de l'Université-CNRS présente dans les laboratoires de l'équipe d'optique guidée et intégrée de l'I.R.C.O.M. : a) préforme et four à induction b) poste de contrôle et système d'induction de la fibre

VII.3 Les ions terres rares

Les terres rares utilisés pour la fabrication des fibres optiques appartiennent à la familles des lanthanides (figure 30).

Les lanthanides sont au nombre de quinze du lanthane (La) au lutécium (Lu) et se divisent en deux groupes, les terres cériques ou lanthanides légers (lanthane, cérium, praséodyme et néodyme) et terres yttriques ou lanthanides lourds (les onze autres).

La grande caractéristique de cette famille vient du fait que leur couche électronique 4f est partiellement remplie. Ils possèdent la même configuration que le xénon (Xe) plus un certain nombre d'électrons sur la couche 4f (0 pour le lanthane et jusqu'à 14 pour le lutécium). Cependant, ils disposent tous de la même structure électronique externe ($5s^2 5p^6 6s^2$) dont les trois niveaux sont saturés.

	1																18	
I	H																He	
II	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
III	Na	Mg	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Al	Si	P	S	Cl	Ar
IV	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
V	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
VI	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
VII	Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Uu	Uub	Uuc	Uud	Uue	Uuf	Uug	Uuh	
Lanthanides VI			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		
Actinides VII			Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

Métaux
 Métalloïdes
 Non-métaux
 Solides
 Liquides
 Gaz
 Synthétiques

Figure 30. Tableau périodique des éléments

Le niveau d'ionisation des lanthanides est trivalent (3+) grâce au départ de deux électrons du niveau 6s et un du niveau 4f. Les électrons restants sur la couche 4f sont protégés des perturbations extérieures grâce aux couches externes 5s et 5p qui restent saturées. Ainsi les transitions électroniques $f \rightarrow f$, à l'origine des propriétés optiques des terres rares, peuvent avoir lieu entre niveaux discrets et donc être moins sensibles au champ extérieur. Comme le lanthane n'a pas d'électrons de valence sur la couche 4f, il est donc optiquement passif.

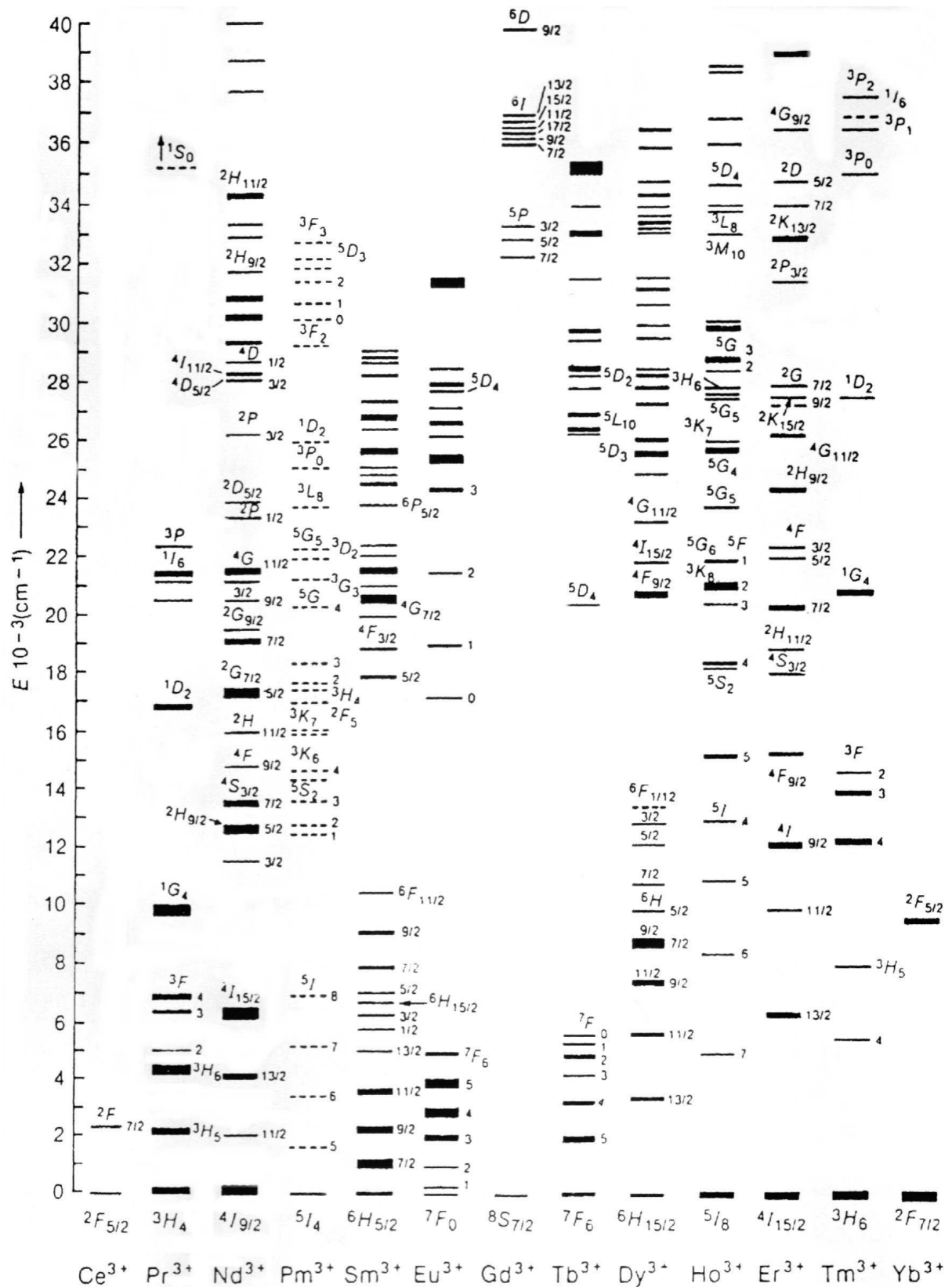


Figure 31. Niveaux énergétiques des ions de terres rares trivalentes [1-38]

La figure 31 répertorie les niveaux d'énergie des différents ions de terres rares trivalents.

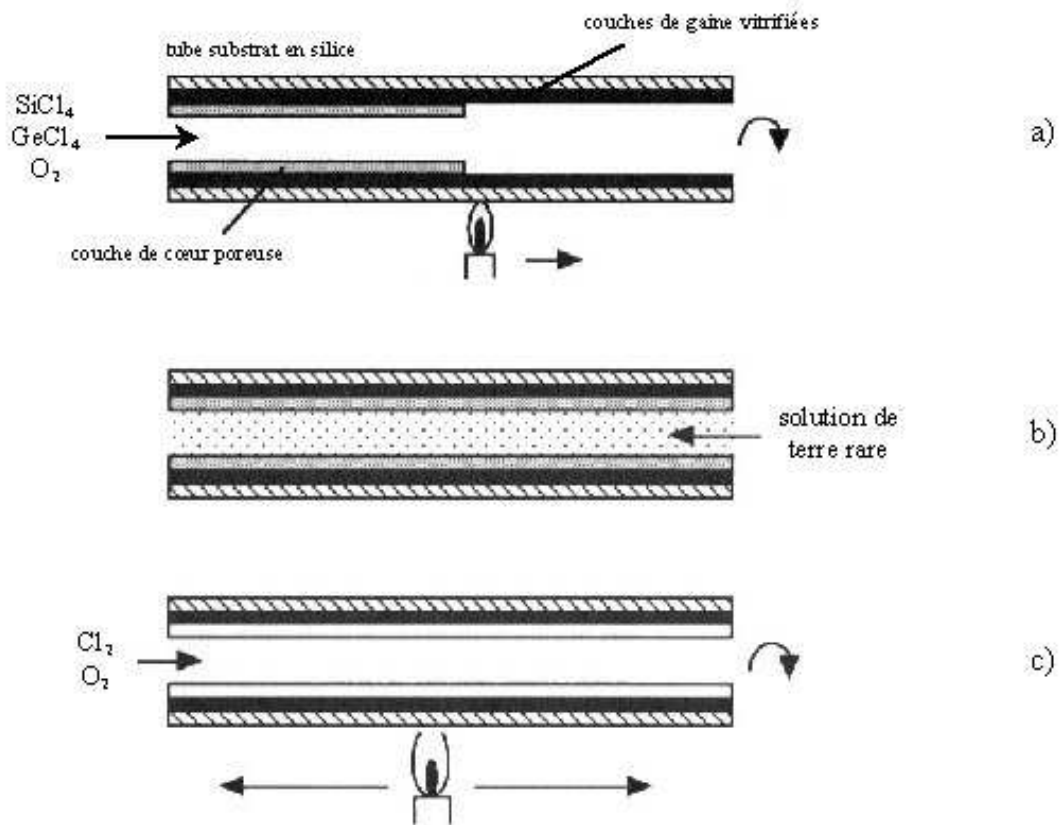
Intéressons-nous plus particulièrement à l'ion erbium Er^{3+} , seule terre rare active à des longueurs d'onde comprenant la bande C et donc seul ion traité par la suite. La transition ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ correspond à la longueur d'onde 980 nm et donc à l'absorption du rayonnement de pompe qui engendre l'excitation de l'ion Er^{3+} . Comme la durée de vie du niveau ${}^4\text{I}_{11/2}$ est très brève, l'ion Er^{3+} se désexcite quasi instantanément de manière non radiative vers le niveau ${}^4\text{I}_{13/2}$. Ce niveau d'énergie possède une durée de vie de 10 ms dans la silice. C'est donc un niveau métastable. Enfin l'émission stimulée d'un photon se produit pour la transition ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ à longueur d'onde voisine de 1550 nm. Dans cette configuration de pompage, l'ion erbium réagit comme un système à trois niveau.

Dans le paragraphe suivant, je vais vous présenter une méthode d'incorporation des ions terres rares dans une matrice hôte. Il a fallu adapter le procédé MCVD.

VII.4 Dopage aux terres rares en phase liquide

Combiné avec la technologie MCVD [1-39], c'est le dopage le plus utilisé dans le monde industriel car c'est une technique facile à mettre en œuvre et qui permet d'avoir de grandes concentrations de dopants (jusqu'à 4000 ppm). Il consiste à incorporer les terres rares par diffusion ionique en phase liquide.

Le dépôt de la gaine optique s'effectue de manière classique dans le tube substrat (figure 32 a). En revanche le dépôt des zones à doper aux terres rares (le cœur dans la plupart des cas), est ensuite réalisé à basse température afin de rendre la silice déposée poreuse (figure 32 a). Le tube est ensuite placé verticalement et immergé dans une solution aqueuse (eau désionisée) ou alcoolique (méthanol ou propanol) de terre rare (figure 32 b). Ensuite la solution aqueuse est drainée et on procède au séchage à 600° sous flux gazeux (dichlore et dioxygène) de la couche imprégnée (figure 32 c). On termine enfin par la vitrification et le rétreint.



Il est à noter que l'ajout d'ions erbium dans la matrice hôte provoque une modification de l'indice de réfraction et crée une dispersion résonante définie dans l'annexe 1.

VIII Comportement spectral des fibres optiques dopées à l'erbium

Comme nous l'avons vu précédemment, les interactions lumière-matière s'effectuent entre des niveaux discrets d'énergie. Tout niveau d'énergie correspondant à un état excité a une durée de vie finie. Or la largeur d'une raie du spectre de transitions optiques est inversement proportionnelle à la durée de vie de l'état considéré.

Dans ce paragraphe je vais vous présenter l'effet Stark, effet qui influence le comportement des ions terres rares et qui est provoqué par la matrice hôte. Par la suite

j'étudierai les deux phénomènes contribuant à augmenter la largeur des raies qui sont l'élargissement homogène et l'élargissement inhomogène. Puis j'aborderai la fluorescence et je donnerai la définition des sections efficaces d'absorption et d'émission qui synthétisent précisément les effets d'élargissement des raies.

VIII.1 Effet stark

Tout ion introduit dans un matériau hôte est soumis à un champ électrique permanent généré par la distribution de charges appelé champ cristallin [1-41]. Il subit l'effet Stark qui provoque une dégénérescence de ses niveaux d'énergie en multiplets.

La figure suivante nous montre l'éclatement des niveaux d'énergie initiaux i et j en multiplets comprenant respectivement g_1 et g_2 sous niveaux, sous l'effet d'un champ électrique. Il en résulte donc $g_1 \times g_2$ transitions possibles entre les deux multiplets.

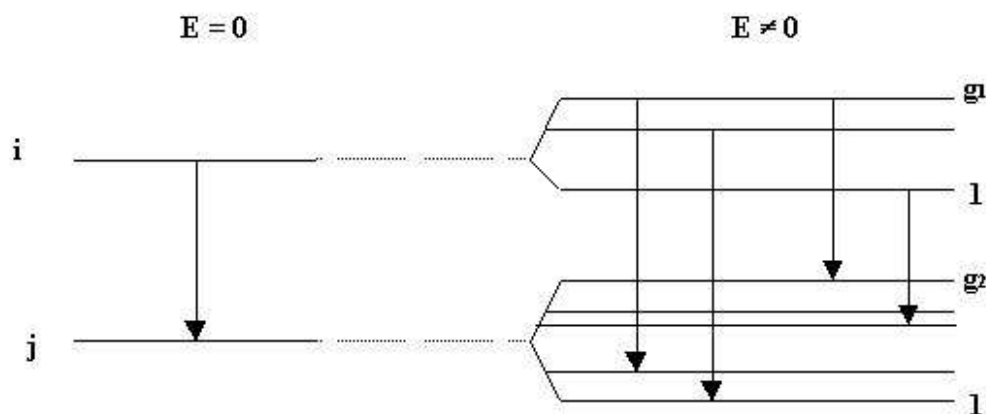


Figure 33. Effet Stark sous l'action d'un champ électrique cristallin

Dans le cas de l'ion erbium, à température ambiante, l'effet Stark provoque la dégénérescence des niveaux $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ en respectivement 8 et 7 sous-niveaux, ce qui autorise 56 transitions possibles [1-41].

VIII.2 Élargissement homogène

Chacune des $g_1 \times g_2$ transitions possibles présentées au dernier paragraphe subit un élargissement spectral induit par des transitions par phonons entre des niveaux d'un même multiplet.

Cette augmentation est homogène car tous les atomes du milieu subissent les mêmes effets. En revanche cet élargissement dépend de la matrice hôte, des ions terres rares et est d'autant plus important que la température est élevée.

Les raies élargies par ce phénomène ont la forme d'une fonction lorentzienne.

VIII.3 Élargissement inhomogène

Chaque ion occupe un site particulier dans la matrice hôte, leur répartition spatiale étant irrégulière (figure 34).

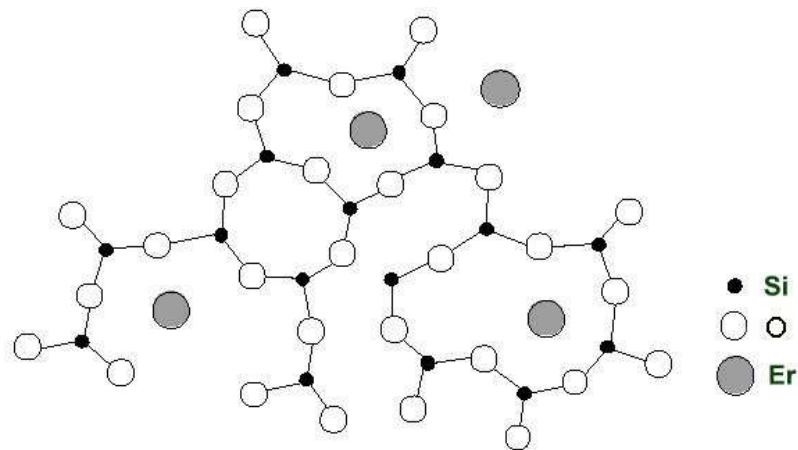


Figure 34. *Représentation en deux dimensions de la répartition des ions erbium dans une matrice de silice*

Cette situation implique donc que chaque ion possède un champ cristallin qui lui est propre. En conséquence chaque ion subit l'effet Stark de manière différente, et donc chaque ion possède des raies de fréquences qui diffèrent les unes des autres (figure 35).

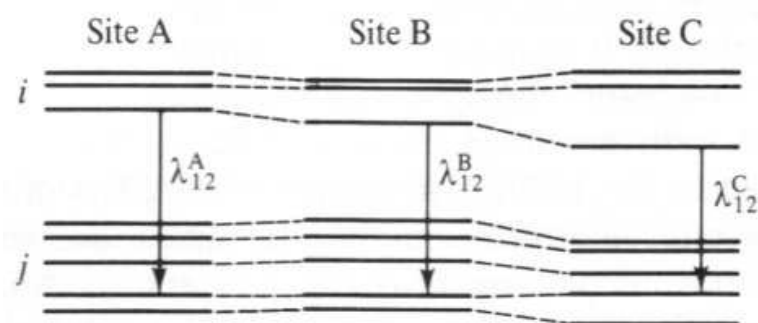


Figure 35. *Effet de l'élargissement inhomogène en fonction des variations aléatoires du champ cristallin selon le site*

L'élargissement inhomogène est très peu dépendant de la température et se caractérise par des raies de forme gaussienne.

L'allure d'une raie spectrale correspondant à une transition optique est le produit de convolution des allures lorentziennes et gaussiennes des raies élargies de façon homogène et inhomogène. On appelle cette forme la forme de Voigt.

VIII.4 Fluorescence

Comme nous venons de le voir depuis le début de ce chapitre, la fluorescence des transitions de l'ion erbium dépend de l'effet Stark et des élargissements homogènes et inhomogènes des raies. Leur forme et leur largeur vont donc varier en fonction de la matrice hôte.

La figure 36 nous montre la fluorescence de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ de l'ion erbium pour différents types de matériaux hôtes. On voit qu'une fibre amplificatrice composée de silice pure offre un spectre plus étroit par rapport aux fibres dont la silice est codopée. Cela prouve l'intérêt du codopage des fibres optiques pour les applications télécoms, et en particulier DWDM, qui demandent des largeurs de transition toujours plus grande pour permettre un multiplexage important de canaux.

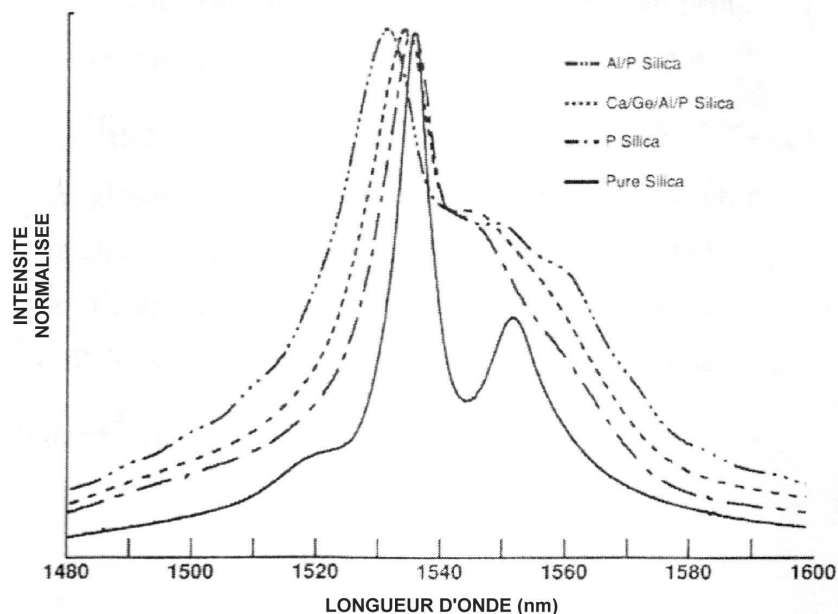


Figure 36. Fluorescence de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ dans quatre matrices hôtes différentes [1-42]

En fait l'incorporation d'ions modificateurs de réseau rend certains atomes d'oxygène non pontants. Or ce sont ces atomes d'oxygènes qui acceptent les ions terres rares. La modification du matériau hôte provoque une modification du champ cristallin autour des ions erbium, visible sur les différents spectres par la variation de la longueur d'onde du pic de fluorescence.

VIII.5 Sections efficaces d'absorption et d'émission

Les sections efficaces d'absorption et d'émission, notées σ_a et σ_e , ont été définies pour répondre de manière statistique à l'interaction entre un rayon optique traversant la fibre dopée quels que soient sa longueur d'onde et les ions terres rares présents dans la matrice [1-43].

Elles dépendent donc des ions terres rares considérés, du matériau hôte et de la longueur d'onde.

Elles traduisent la possibilité de transitions d'absorption ou d'émission entre deux niveaux au sens large. On peut donc avoir des sections efficaces pour des transitions entre deux sous niveaux, d'un même multiplet ou de deux différents, voire même entre deux multiplets. Dans ce cas là, on obtient les sections efficaces grâce aux sections efficaces élémentaires des $g_1 \times g_2$ transitions possibles (voir VIII.1) entre les sous-niveaux des deux multiplets.

La figure 37 donne les sections efficaces de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ des ions Er^{3+} pour une fibre germanosilicate. On peut remarquer que l'absorption est plus importante que l'émission aux basses longueurs d'onde et que l'émission est prépondérante pour les hautes longueurs d'onde. Les photons seront donc plus absorbés aux basses longueurs d'onde et seront émis aux plus hautes.

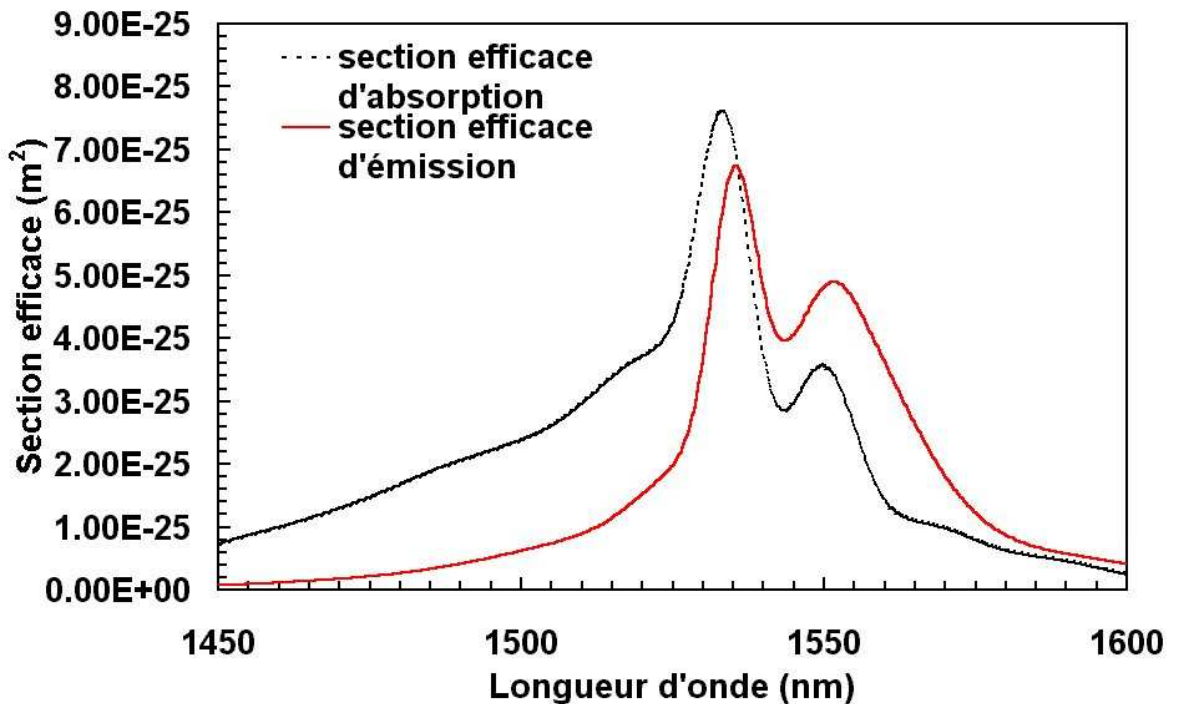


Figure 37. Sections efficaces d'émission et d'absorption de la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ d'une fibre germanosilicate dopée à l'erbium. [1-4]

Nous venons de rappeler les principaux phénomènes physiques mis en jeu dans l'amplification optique dopée à l'erbium. Il nous faut donc maintenant voir les différentes caractéristiques des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium qui sont majoritairement utilisées dans les télécommunications et en particulier dans les systèmes WDM.

IX Amplificateurs à fibre dopée à l'erbium

Dans ce paragraphe, je vais commencer par vous présenter le schéma synoptique d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium tel qu'il est mis en œuvre expérimentalement. Ensuite, après un rappel sur l'amplification de l'émission spontanée, je vous parlerai de quatre caractéristiques de tel amplificateur. Nous évoquerons donc le gain en signal qui traduit l'augmentation de puissance du signal dans la fibre, le rapport signal à bruit et le facteur de bruit, tous deux caractérisant le bruit optique généré par l'amplification de l'émission spontanée, et la longueur optimale d'utilisation de l'amplificateur. Enfin je vous exposerai les

différentes équations qui régissent ces EDFA qui nous permettront de développer notre logiciel de simulation.

IX.1 Schéma synoptique d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium

Le schéma d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium monomode classique est représenté sur la figure 38.

Le multiplexeur optique permet de coupler, d'injecter simultanément dans la fibre dopée, le signal à amplifier et la pompe respectivement aux longueurs d'onde λ_s et λ_p . Ce dispositif doit présenter une perte d'insertion faible aux deux longueurs d'onde afin d'optimiser le rendement optique du système. La pompe est en général fournie par une diode laser. La fibre a une longueur qui peut varier de quelques mètres à quelques dizaines de mètres.

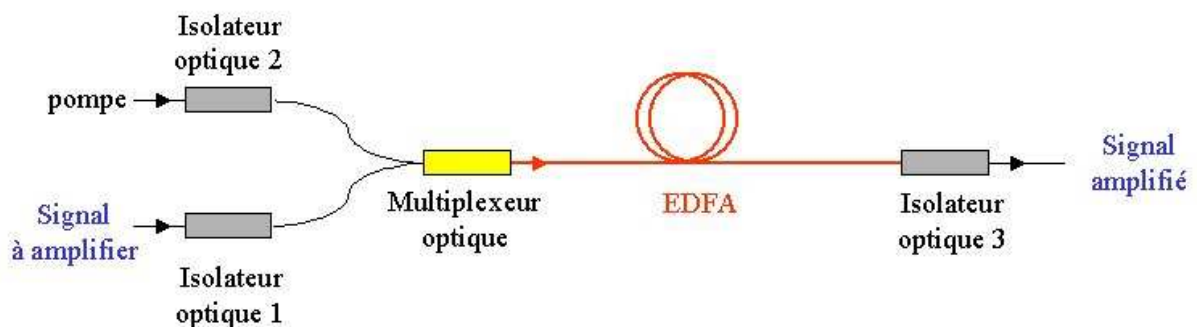


Figure 38. Schéma synoptique d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium

Un isolateur est placé en sortie de la fibre afin de découpler les résidus de pompe et le signal amplifié mais aussi pour empêcher l'amplification d'un signal qui arriverait en sens inverse dans la fibre et donc l'apparition d'une oscillation par amplification d'onde réfléchie. En effet, le milieu amplificateur constitué par la fibre est naturellement bidirectionnel. On trouve deux autres isolateurs, l'un en aval de la source de signal, l'autre en aval de la pompe pour protéger les sources de pompe et de signal d'un retour de lumière et éviter ainsi leur détérioration.

D'après le principe de conservation d'énergie, le flux Φ de photons signal en sortie ne peut pas dépasser le flux de photons injecté:

$$\Phi_s^s \leq \Phi_s^e + \Phi_p^e \quad (1-53)$$

avec Φ_s^s , flux du signal en sortie, Φ_s^e , flux du signal en entrée et Φ_p^e , flux de la pompe en entrée.

La pompe peut être injectée dans le même sens que le signal, on parle alors de pompage copropagatif (figure 39-1), ou dans le sens inverse, on parle de pompage contrapropagatif (figure 39-2). Certains amplificateurs utilisent un couplage bidirectionnel (figure 39-3), c'est-à-dire deux pompes, une dans chacun des deux sens, comme par exemple les liaisons sous-marines de façon à assurer une sécurité du réseau (en cas de problème, le système peut toujours fonctionner avec une seule pompe). Selon le type de pompage que l'on utilise, les caractéristiques de l'amplificateur évoluent, car l'inversion de population en un point donné de l'amplificateur varie en fonction du pompage.

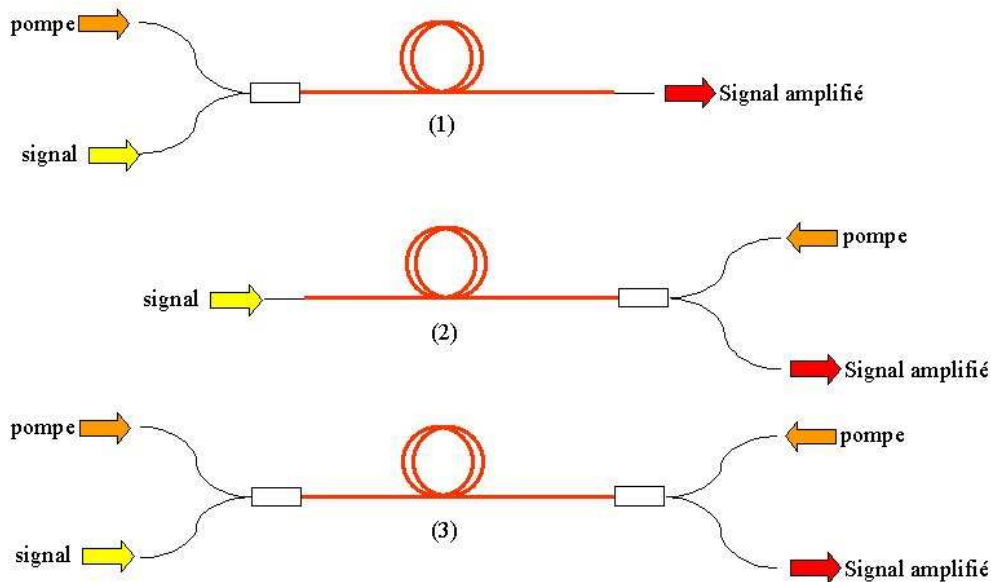


Figure 39. Différents types de pompage : (1) pompage copropagatif, (2) pompage contrapropagatif, (3) pompage bidirectionnel

¹ Il existe certains phénomènes limitants l'efficacité de la conversion quantique entre les photons de pompe et ceux de signal [1-43] comme par exemple l'absorption par état excité ou certains transferts d'énergie entre ions lorsque le dopage est important. De plus des photons de pompe peuvent être utilisés pour amplifier des photons émis spontanément. L'ensemble de ces phénomènes aboutit à ce que l'inégalité (1-53) soit stricte.

IX.2 Amplification de l'émission spontanée

Dans le paragraphe VI-2 nous avons vu que l'émission spontanée provoque l'émission d'un photon dont la longueur d'onde, la direction, la phase et la polarisation sont aléatoires.

Dans le cas d'une fibre amplificatrice dopée à l'erbium, si un photon est émis dans le mode de propagation de la fibre, il peut se propager vers la sortie mais aussi vers l'entrée de la fibre. Il peut donc être amplifié en provoquant la désexcitation d'ions à l'état métastable [1-44]. Il y aura donc multiplication du photon généré de manière spontanée.

L'amplification de l'émission spontanée notée ASE (Amplification of Spontaneous Emission) qui se propage dans le même sens que le signal est dite copropagative et notée ASE⁺; celle qui se propage en sens inverse est dite contrapropagative et notée ASE⁻.

L'ASE constitue par conséquent une source de bruit dans l'amplificateur optique et se superpose au signal.

IX.3 Caractéristiques d'un amplificateur

Pour quantifier les performances d'un amplificateur on utilise des paramètres tels que le gain, le rapport signal à bruit, le facteur de bruit et la longueur optimale d'utilisation. Voyons la définition de ces quatre grandeurs.

IX.3.a Gain en signal

Le gain en signal de l'amplificateur optique traduit l'augmentation du signal dans la fibre. Il est noté G et donné en régime linéaire comme étant le rapport de puissance du signal en sortie P_s^s (en W) et en entrée P_s^e (en W):

$$G = \frac{P_s^s}{P_s^e} \quad (1-54)$$

Par conséquent, en décibels (dB), G s'exprime comme étant (avec P_s^s et P_s^e en dBm) :

$$G = P_s^s - P_s^e \quad (1-55)$$

IX.3.b Rapport signal à bruit

Le rapport signal à bruit, noté SNR (Signal to Noise Ratio), exprime la quantité de bruit optique généré par l'amplification d'émission spontanée dans l'amplificateur. En régime

linéaire, il est défini comme le rapport entre la puissance de signal et celle du bruit en sortie de l'amplificateur. La puissance de bruit P_{ASE} est évaluée sur une largeur de bande spectrale $\delta\lambda$

$$SNR = \frac{P_S^s}{P_{ASE}} \Big|_{\delta\lambda} \quad (1-56)$$

Comme le gain, il peut s'exprimer en décibels.

IX.3.c Facteur de bruit

Le facteur de bruit, noté F, est une caractéristique qui détermine l'apport de bruit de l'amplificateur au sein du système. Il correspond en régime linéaire au rapport entre le rapport signal à bruit en entrée et en sortie de la fibre amplificatrice.

$$F = \frac{SNR^e}{SNR^s} \quad (1-57)$$

Généralement il s'exprime en décibels. Comme le montre sa définition, un amplificateur performant en terme de bruit a un facteur de bruit minimal.

IX.3.d Longueur optimale

Soit un amplificateur à fibre dopée à l'erbium dont tous les paramètres sont fixés à l'exception de sa longueur L. La puissance de sortie du signal va alors varier en fonction de la longueur [1-45] comme le montre la figure 40.

Au départ la puissance signal de sortie augmente jusqu'à atteindre son maximum noté P_S^{\max} pour une longueur de fibre notée L_{opt} .

Au-delà de L_{opt} , l'inversion de population n'est plus réalisée et il y a réabsorption du signal, et donc décroissance de la puissance signal de sortie.

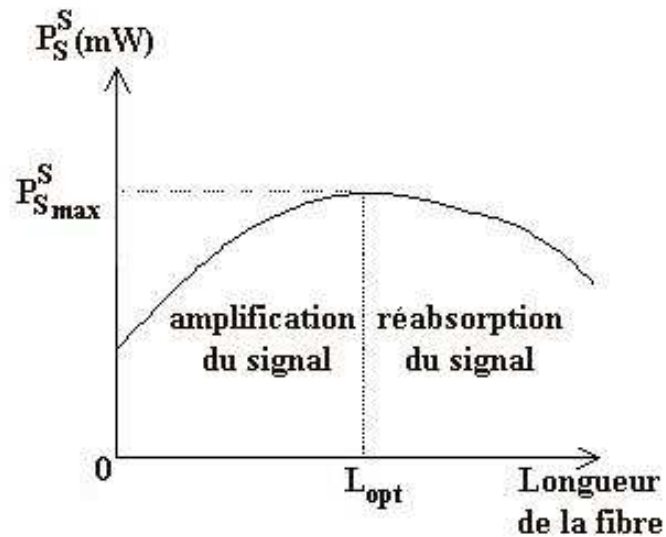


Figure 40. Évolution de la puissance du signal de sortie en fonction de la longueur de la fibre dans un amplificateur fonctionnant selon un système à trois niveaux

Comme la puissance d'entrée est fixée, quand la fibre amplificatrice a pour longueur L_{opt} alors le gain est à sa valeur maximale notée G_{opt} . Typiquement L_{opt} est de quelques mètres à quelques dizaines de mètres.

IX.4 Performances des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium

L'avantage de ce type d'amplification est qu'il existe une faible dépendance du gain vis à vis de la polarisation du signal, et qu'on a besoin de faible puissance de pompage (quelque dizaine de mW) grâce à une forte concentration de l'onde pompe. De manière générale, les gains sont de l'ordre de 30 à 40 dB [1-46] avec une bande passante de 30 nm. Les EDFA se caractérisent par un faible bruit proche de la limite quantique des 3 dB [1-47].

X Techniques d'amplification optique

Il existe un certain nombre de types d'amplification optique. Cependant si on veut utiliser ces amplificateurs dans des applications en télécommunication WDM des critères de choix comme la bande spectrale (autour de 1550nm), la largeur de cette bande (au minimum

30 nm), un gain élevé (supérieur à 20dB) et de faible sensibilité à l'état de polarisation de la lumière, s'imposent. Seuls deux amplificateurs, mis à part les EDFA vus dans le paragraphe précédent, sont réellement adaptés aux hauts débits sur de longue distance :

- Les amplificateurs optique à semi-conducteur ou SOA (Semiconductor Optical Amplifier). ce sont des dispositifs dont le milieu actif est constitué d'un matériau pouvant présenter un effet d'amplification par émission stimulée de photons. Les SOA ne sont rien d'autre que des lasers à semi-conducteur modifiés [1-48] à [1-50].
- Les amplificateurs à effet Raman [1-51] à [1-54] qui reposent sur l'utilisation du phénomène non linéaire de diffusion Raman stimulée. Le principe consiste à injecter une pompe dans la fibre de ligne décalée de 110 nm par rapport au signal. Un transfert de puissance par diffusion stimulée s'opère sur une vingtaine de kilomètre. Le taux de conversion étant bien plus faible que dans une EDFA, cette amplification nécessite d'employer des pompes de fortes puissances. L'un des avantages de cette amplification est qu'elle peut intervenir sur n'importe quel type de fibre que ce soit sur de la fibre standard, sur de la fibre compensatrice de dispersion [1-55], et même sur des fibres amplificatrices à effet laser [1-56] ; dans ce cas, on parlera d'amplification hybride.

Nous allons à présent nous intéresser au positionnement des amplificateurs par rapport au module de compensation.

XI Positionnement des modules de compensation et d'amplification

Comme nous l'avons vu précédemment, la dispersion chromatique crée un élargissement du signal envoyé sous la forme d'une impulsion courte lorsqu'il se propage dans la fibre, ce qui provoque de la diaphonie entre différents canaux. Des modules compensateur de dispersion sont donc utilisés pour résoudre ce problème. Ces modules sont caractérisés par une forte valeur négative de leur dispersion qui compense la dispersion positive d'une grande longueur de fibre standard. Pour combattre l'atténuation linéique qui est

l'autre paramètre limitant la distance de propagation, on utilise des amplificateurs optiques. A 1550 nm, le gain classique d'environ 30 dB permet de compenser la pertes de 150 km de fibre environ.

Pour travailler à haut débit il faut d'importants espacements entre les différents amplificateurs qui sont en règle générale des EDFA. Il faut donc utiliser de fortes puissances d'entrée, ce qui provoque des effets non linéaires qui ne limitent pas uniquement le débit mais aussi la distance de propagation dans le réseau.

Les dégradations du signal dans ces systèmes sont dues aux effets combinés de la dispersion, des non linéarités de type Kerr et de l'amplification de l'émission spontanée provoquée par l'amplification périodique du signal à chaque pas de régénération de la ligne. Cependant du fait de la non linéarité de la propagation, les performances des systèmes dépendent des niveaux de puissance mis en jeu et aussi de la position des compensateurs de dispersion. Il est donc nécessaire de contrôler précisément ces deux caractéristiques.

Trois sortes de compensation de dispersion sont possibles, la pré-, la post- et la symétrique. La première méthode (figure 41 (a)) consiste à mettre le compensateur de dispersion avant la SSMF et donc à compenser la dispersion avant que le signal se soit propagé dans la SSMF. Cela revient donc à placer le compensateur de dispersion après l'amplificateur au niveau du pas de régénération. Dans la deuxième méthode (figure 41 (b)), c'est l'inverse, le compensateur de dispersion est placé avant l'amplificateur au niveau du pas de régénération juste après la fibre de ligne et donc la dispersion est post-compensée. La dernière technique (figure 41 (c)) nécessite un nombre pair de compensations car il s'agit de réaliser alternativement une pré-compensation de dispersion, de l'amplification, de la post-compensation, de l'amplification et ainsi de suite...

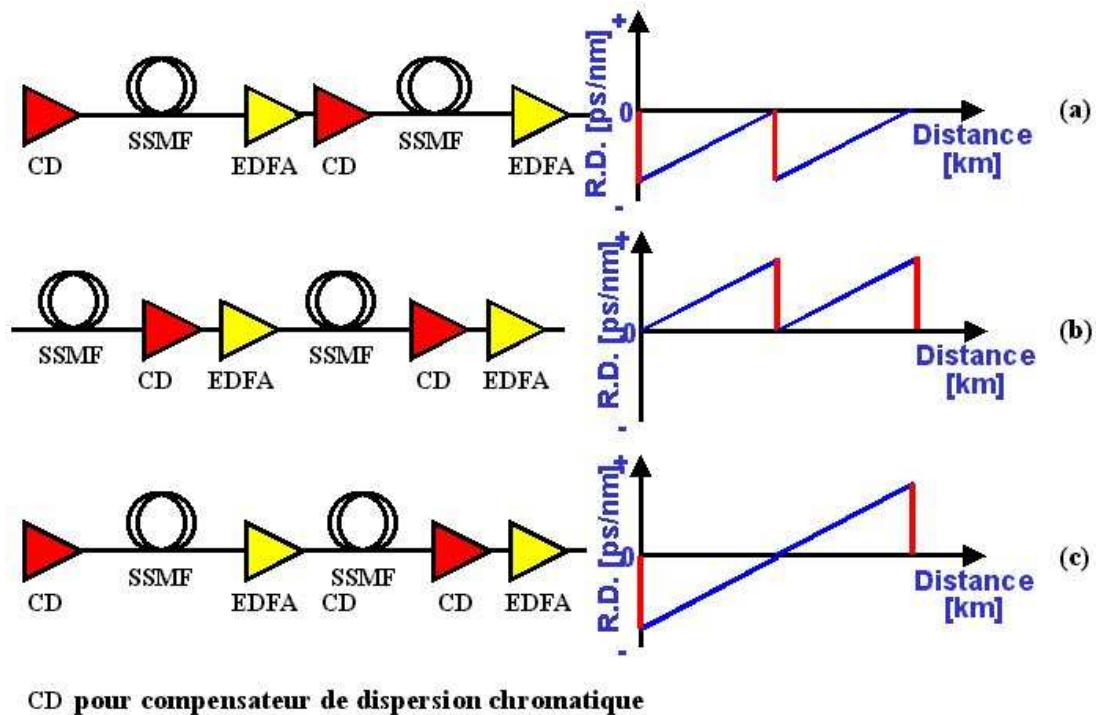


Figure 41. Les trois type de compensation de dispersion chromatique et les résultats de dispersion résiduelle correspondants : (a) pré, (b) post et (c) compensation symétrique

Bien que grâce aux deux modules d'amplification et de compensation de dispersion chromatique, les réseaux optiques permettent de réaliser des réseaux hauts débits longues distances, le positionnement relatif de ces deux dispositifs au niveau du pas de régénération engendrent des variations des performances de ces lignes de télécommunications [1-58] [1-59]. Un bon résumé des différentes recherches est fourni par la publication [1-60]. Celle ci étudie deux paramètres qui sont le taux d'erreur binaire et la fermeture du diagramme de l'œil, paramètres qui déterminent la qualité de transmission. On observe l'évolution de ces deux caractéristiques en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur et du style de compensation utilisé. Les figures 42 et 43 nous montrent les résultats. On voit que plus la puissance augmente, plus le taux d'erreur binaire et la fermeture du diagramme de l'œil deviennent grands ce qui signifie que moins la transmission est de bonne qualité. Cependant à puissance de sortie de l'amplificateur égale, la compensation symétrique de la dispersion offre les meilleurs performances.

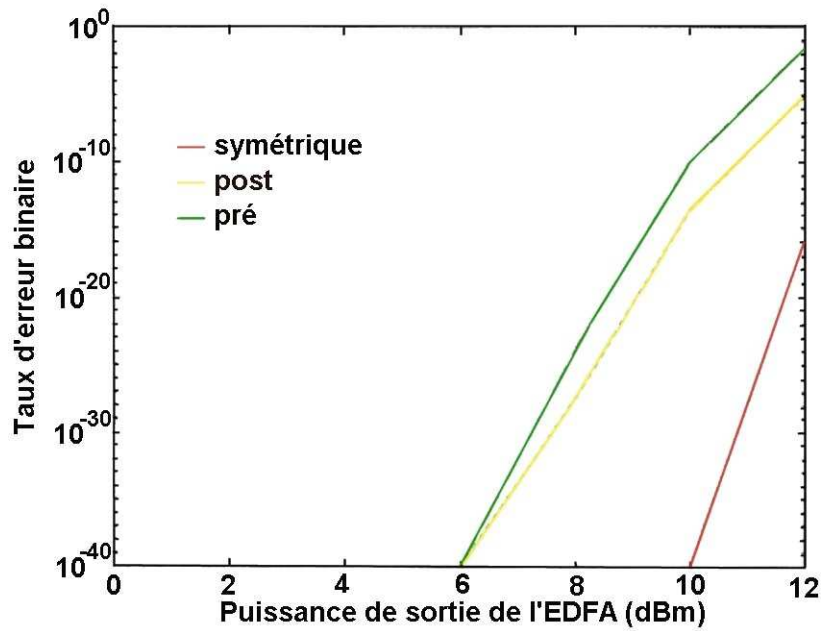


Figure 42. Évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.

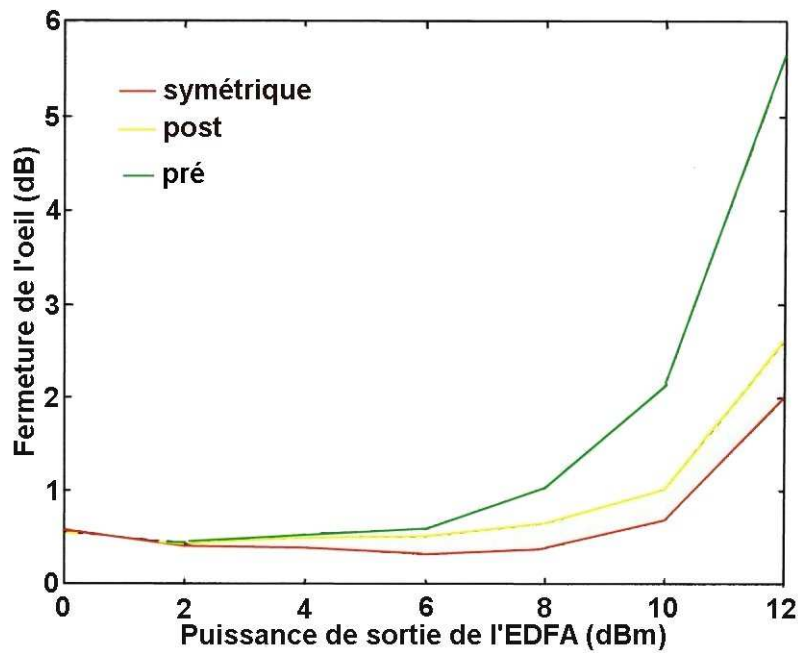


Figure 43. Évolution de la fermeture du diagramme de l'oeil en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.

Si on regarde ces deux paramètres en fonction de différents cas définis dans le tableau ci dessous. On fait toujours évoluer la puissance de sortie de l'amplificateur mais on ajoute aussi une augmentation de la longueur de fibre à compenser et donc de fibre compensatrice.

cas	1	2	3	4	5

puissance de sortie de l'amplificateur (dB)	0	3	6	9	12
longueur de fibre de ligne (km)	30	60	90	120	150
longueur de fibre compensatrice (km)	6	12	18	24	30

Tableau 1. Cas utilisés pour comparer la qualité de transmission en fonction du type de compensation.

Les figures 44 et 45 nous fournissent les résultats. Là aussi plus le cas augmente, plus la qualité de la transmission se dégradent. Cependant, là encore, à cas égal, la compensation symétrique de la dispersion offre les meilleurs performances.

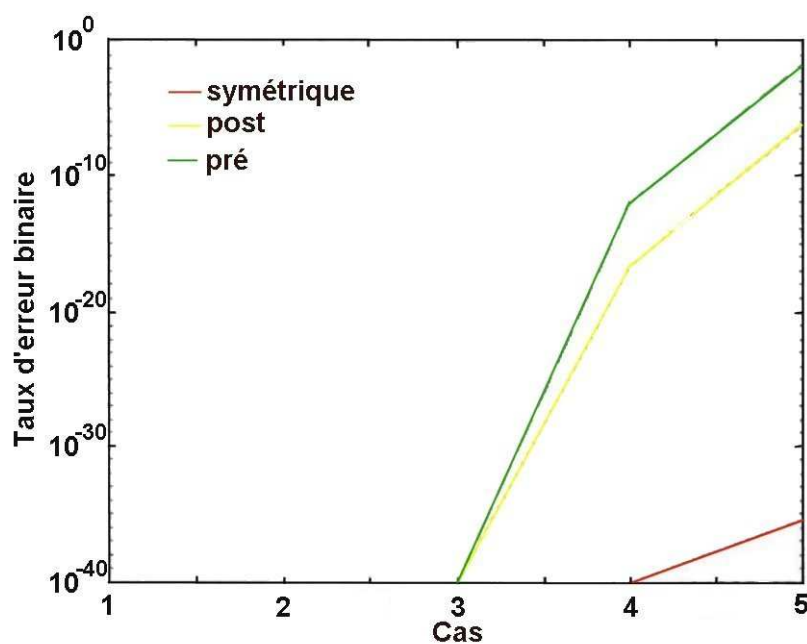


Figure 44. Évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.

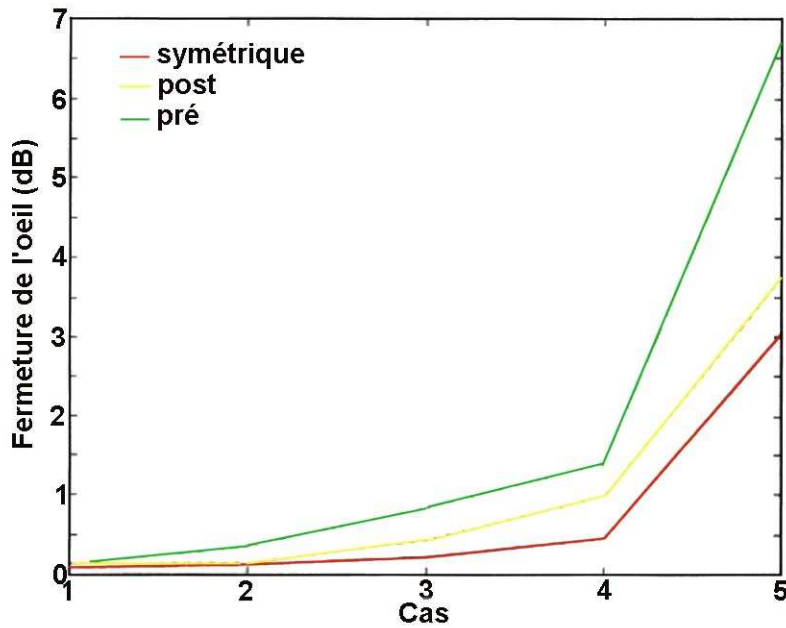


Figure 45. Évolution de la fermeture du diagramme de l'oeil en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur.

Ces variations de performance des systèmes compensateurs / amplificateurs selon leur positionnement relatif nous ont conduit à rechercher une solution alternative à celles déjà présentées (compenser la dispersion avant l'amplification, après l'amplification, ou alterner la position du compensateur). L'idée est de fabriquer un module qui permettrait de réaliser ces deux fonctions simultanément. Or au sein de notre laboratoire, on a développé des fibres à deux cœurs concentriques qui sont des fibres compensatrices utilisant le mode fondamental. Ces fibres peuvent donc être dopées avec des ions erbium. Nous avons donc choisit de concevoir des fibres amplificatrices dopées à l'erbium et compensatrices de dispersion. Cette solution présente l'intérêt supplémentaire d'éliminer tout problème de connexion entre les deux modules, en particulier les pertes de soudure, et de limiter les problèmes d'encombrement et de poids.

Chapitre II

Modélisations

I. Introduction

L'objet de l'étude que j'ai menée au cours de ma thèse est de fabriquer une fibre ErDDCF (Erbium Doped Dispersion Compensating Fiber) qui réalise simultanément les fonctions de compensation de dispersion chromatique et d'amplification optique. Avant de concevoir une telle fibre, la première étape est de déterminer le profil qui permettra d'obtenir les performances désirées. Par conséquent, il nous faut créer des logiciels de simulation qui, à partir des paramètres optogéométriques de la fibre que l'on souhaite produire, vont nous permettre d'étudier son comportement en terme de dispersion chromatique et d'amplification. La voie que j'ai choisie est de développer deux programmes :

- Le premier proposera de connaître les caractéristiques des champs guidés et en particulier leurs indices effectifs en fonction de la longueur d'onde permettant de déduire la dispersion chromatique.
- Le second, quant à lui, nous fournira les performances d'amplification pour des fibres dopées à l'erbium pompées à 980 nm à partir d'un système d'équations couplées fournit en Annexe 2 grâce aux caractéristiques du champ calculé dans le programme précédent.

I Modélisation de la dispersion chromatique

Afin de modéliser la dispersion chromatique des fibres optiques, j'ai développé un outil de simulation basé sur la méthode matricielle en langage C++, dans le cadre d'une collaboration franco-indienne entre l'équipe d'Optique Guidée et Intégrée de l'I.R.C.O.M et l'Indian Institute of Technology (ITT) de New Delhi [2-1]. Dans un premier temps, je vais expliquer le principe de cette méthode. Ensuite, je présenterai le logiciel et quelques applications sur des profils de fibre standard ou répondant à des caractéristiques de propagation particulières.

I.1 Méthode Matricielle

Considérons une fibre optique ayant un profil d'indice de réfraction à symétrie de révolution constitué de N régions d'indice de réfraction n_1, n_2, \dots, n_N homogènes [2-2 à 2-4]:

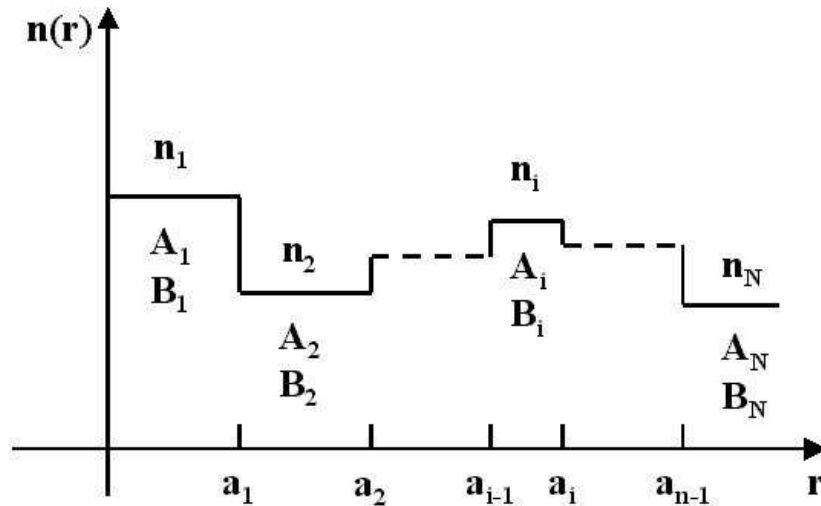


Figure 46. Profil d'indice de réfraction d'une fibre à symétrie de révolution constituée de N régions d'indices de réfraction homogènes.

Si un mode peut se propager dans cette fibre, son champ électromagnétique s'écrit sous la forme :

$$\Psi(r, \phi, z, t) = R(r) \begin{bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{bmatrix} \exp(i(\omega t - \beta z)) \quad (2-1)$$

avec $l = 0, 1, 2, 3, \dots$: nombre azimutal du mode et β : constante de propagation du mode.

L'équation qui décrit la partie radiale $R(r)$ de ce champ dans la couche i est alors telle que :

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} + [(k_0^2 n_i^2 - \beta^2) r^2 - l^2] R(r) = 0 \quad (2-2)$$

avec k_0 nombre d'onde dans le vide.

Considérons en détail la solution, correspondant au cas d'une fibre monomode, pour laquelle l'ordre azimutal est égal à zéro. L'équation (2-2) se simplifie et devient :

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} + \left[(k_0^2 n_i^2 - \beta^2) r^2 \right] R(r) = 0 \quad (2-3)$$

Il existe deux solutions à l'équation (2-3) qui dépendent de la couche i de la fibre où l'on étudie le champ:

- Soit on se trouve dans une couche où $\beta^2 < k_0^2 n_i^2$. Dans ce cas, la solution générale de l'équation (2-3) est une somme des fonctions de Bessel J_0 et Y_0 et est définie par la relation :

$$R(r) = A_i J_0(u_i r) + B_i Y_0(u_i r) \quad (2-4)$$

avec A_i et B_i coefficients à déterminer par application des conditions aux limites et u_i tel que :

$$u_i^2 = k_0^2 n_i^2 - \beta^2 \quad (2-5)$$

- Soit le champ se propage dans une région où $\beta^2 > k_0^2 n_i^2$. La solution générale s'exprime par une somme des fonctions de Bessel modifiées I_0 et K_0 telle que :

$$R(r) = A_i I_0(u_i r) + B_i K_0(u_i r) \quad (2-6)$$

avec A_i et B_i qui sont des coefficients inconnus et u_i est tel que :

$$u_i^2 = \beta^2 - k_0^2 n_i^2 \quad (2-7)$$

Il nous faut donc déterminer les coefficients A_i et B_i quelle que soit la zone i où se situe le champ.

Afin de retrouver tous les coefficients A_i et B_i de la couche i ($a_{i-1} < r \leq a_i$), on exprime $R(r)$, solution générale de l'équation (2-3), et sa dérivée par rapport à r , $dR(r)/dr$, sous la forme d'une matrice telle que :

$$\begin{bmatrix} R \\ \frac{1}{\beta} \frac{dR}{dr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_0(u_i r) & \bar{Z}_0(u_i r) \\ \frac{u_i}{\beta} Z_0'(u_i r) & \frac{u_i}{\beta} \bar{Z}_0'(u_i r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} \quad (2-8)$$

avec $Z_0(u_i r)$ et $\bar{Z}_0(u_i r)$ qui sont des fonctions de Bessel modifiées ou non à l'ordre 0 telles que :

- $Z_0(u_i r) = J_0(u_i r)$, $\bar{Z}_0(u_i r) = Y_0(u_i r)$, pour $u_i^2 = k^2 n_i^2 - \beta^2 > 0$
- $Z_0(u_i r) = I_0(u_i r)$, $\bar{Z}_0(u_i r) = K_0(u_i r)$, pour $-u_i^2 = k^2 n_i^2 - \beta^2 < 0$

De la même façon que pour la couche i , on écrit R et dR/dr dans la couche $i - 1$ en fonction de leurs coefficients A_{i-1} et B_{i-1} :

$$\begin{bmatrix} R \\ \frac{1}{\beta} \frac{dR}{dr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_0(u_{i-1}r) & \bar{Z}_0(u_{i-1}r) \\ \frac{u_{i-1}}{\beta} Z'_0(u_{i-1}r) & \frac{u_{i-1}}{\beta} \bar{Z}'_0(u_{i-1}r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (2-9)$$

Les conditions aux limites entre chaque couche imposent que la partie radiale du champ et sa dérivée R et $\frac{dR}{dr}$ soient continues. La condition aux limites en $r = a_{i-1}$ est par conséquent :

$$\begin{bmatrix} Z_0(u_i a_{i-1}) & \bar{Z}_0(u_i a_{i-1}) \\ \frac{u_i}{\beta} Z'_0(u_i a_{i-1}) & \frac{u_i}{\beta} \bar{Z}'_0(u_i a_{i-1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_0(u_{i-1} a_{i-1}) & \bar{Z}_0(u_{i-1} a_{i-1}) \\ \frac{u_{i-1}}{\beta} Z'_0(u_{i-1} a_{i-1}) & \frac{u_{i-1}}{\beta} \bar{Z}'_0(u_{i-1} a_{i-1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (2-10)$$

La relation entre (A_i, B_i) et (A_{i-1}, B_{i-1}) est dérivée de l'équation (2-10) :

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = P_{i-1} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (2-11)$$

avec :

$$P_{i-1} = \begin{bmatrix} Z_0(u_i a_{i-1}) & \bar{Z}_0(u_i a_{i-1}) \\ \frac{u_i}{\beta} Z'_0(u_i a_{i-1}) & \frac{u_i}{\beta} \bar{Z}'_0(u_i a_{i-1}) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Z_0(u_{i-1} a_{i-1}) & \bar{Z}_0(u_{i-1} a_{i-1}) \\ \frac{u_{i-1}}{\beta} Z'_0(u_{i-1} a_{i-1}) & \frac{u_{i-1}}{\beta} \bar{Z}'_0(u_{i-1} a_{i-1}) \end{bmatrix} \quad (2-12)$$

De couche en couche, on peut arriver à obtenir la relation entre les coefficients de la couche i et ceux de la première couche (la couche au centre de la fibre optique) qui s'écrit :

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = P_{i-1} P_{i-2} \dots P_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} \quad (2-13)$$

Ainsi on peut exprimer une relation entre les coefficients de la première et dernière couche respectivement notés (A_1, B_1) et (A_N, B_N) . Elle est donnée par l'équation :

$$\begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} = P_{N-1}P_{N-2}\dots P_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} \quad (2-14)$$

Si un champ est guidé dans la fibre optique, il doit être évanescent dans la couche la plus externe (la gaine) et dans la couche 1 on doit avoir $\beta^2 < k_0^2 n_1^2$. De plus le champ doit être fini en $r = 0$ et $r = \infty$, les coefficients B_1 et A_N doivent satisfaire aux relations $B_1 = 0$ et $A_N = 0$.

Par conséquent, la relation entre les coefficients de la première et de la dernière couche s'écrit :

$$\begin{bmatrix} 0 \\ B_N \end{bmatrix} = P \begin{bmatrix} A_1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2-15)$$

$$\text{avec } P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} = P_{N-1}P_{N-2}\dots P_1 \quad (2-16)$$

A condition que des solutions de l'équations (2-15) existent, la matrice P , plus particulièrement P_{11} , doit être définie par :

$$P_{11} = 0 \quad (2-17)$$

Si des solutions existent pour l'équation (2-17), comme P_{11} est un produit dont les termes dépendent de la constante de propagation, on peut par conséquent calculer l'indice effectif du mode qui se propage dans la fibre optique à la longueur d'onde d'étude.

Or, dans le premier chapitre au paragraphe IV.2.C, la dispersion chromatique est définie dans l'équation (1-24) comme étant égale à :

$$D_{\text{chrom.}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \quad (2-20)$$

Pour calculer cette dérivée seconde à une longueur d'onde λ_0 , on recherche l'indice effectif à trois longueurs d'onde voisines $\lambda_0 - \delta\lambda$, λ_0 et $\lambda_0 + \delta\lambda$. La dispersion chromatique à λ_0 s'écrit :

$$D_{\text{chrom.}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{1}{\delta\lambda^2} (n_e(\lambda_0 - \delta\lambda) + n_e(\lambda_0 + \delta\lambda) - 2n_e(\lambda_0)) \quad (2-21)$$

I.2 Outil de simulation

Un logiciel utilisant la méthode matricielle en milieu cylindrique a été mis au point afin de déterminer plusieurs caractéristiques de la fibre :

- les modes guidés présents,
- leur indice effectif
- la forme des champs
- la dispersion chromatique
- les pertes et figures de mérite si l'on étudie la fibre à 1550 nm (Annexe 3).

Deux versions ont été réalisées autour du même algorithme de calcul : l'une utilise un fichier édité par l'utilisateur qui contient les paramètres optogéométriques de la fibre optique dont il souhaite simuler le comportement, l'autre le fichier de mesure de profil d'indice de réfraction de la préforme réalisée.

Ces deux versions du même programme ont chacune leur utilité : en effet, grâce à la première version, lors de la simulation, l'utilisateur du logiciel détermine le profil idéal lui permettant d'obtenir les performances désirées en termes de valeur de dispersion et de longueur d'onde à laquelle se trouve celle-ci.

Une fois obtenues les caractéristiques souhaitées, la deuxième étape de l'étude consiste à réaliser cette fibre et donc à fournir les différents paramètres optogéométriques au centre de fabrication de préforme. Cependant le profil d'indice de réfraction de la préforme réalisée peut différer sensiblement de celui proposé théoriquement, ceci étant dû principalement aux contraintes de fabrication qui ne permettent pas, par exemple, d'obtenir des sauts d'indice parfaits. Il apparaît donc nécessaire de pouvoir déterminer à nouveau les performances non plus théoriques mais réelles de la fibre réalisée. Notamment les calculs prenant en compte le profil d'indice de réfraction de la préforme donneront de précieuses indications sur le diamètre de fibrage qui détermine les paramètres optogéométriques de la fibre optique et donc son comportement.

I.3 Présentation du logiciel de simulation

Lors de l'utilisation du logiciel (figure 47), deux cas de figure peuvent se présenter :

- Soit l'utilisateur souhaite simuler un profil d'indice de réfraction théorique d'une fibre optique.
- Soit celui-ci désire déterminer les performances d'une fibre à réaliser à partir de la mesure réelle du profil d'indice de réfraction d'une préforme.

Dans le premier cas, l'utilisateur doit créer un fichier de points dans lequel sont donnés les paramètres optogéométriques de la fibre, c'est à dire la valeur des différents pourcentages de dopants de chacune des couches formant la fibre ainsi que leurs rayons respectifs. Le nombre de couches a été arbitrairement limité à vingt, chiffre qui permet aisément de qualifier des fibres à deux cœurs concentriques mais aussi des fibres à couches multiples comme des fibres à dispersion aplatie (fibre à quadruple gaine).

Dans le cas où l'utilisateur désire déterminer les performances réelles de la fibre réalisée, l'opération de création de fichier n'est pas nécessaire car le logiciel va directement lire le fichier contenant les paramètres optogéométriques du profil d'indice mesuré de la préforme.

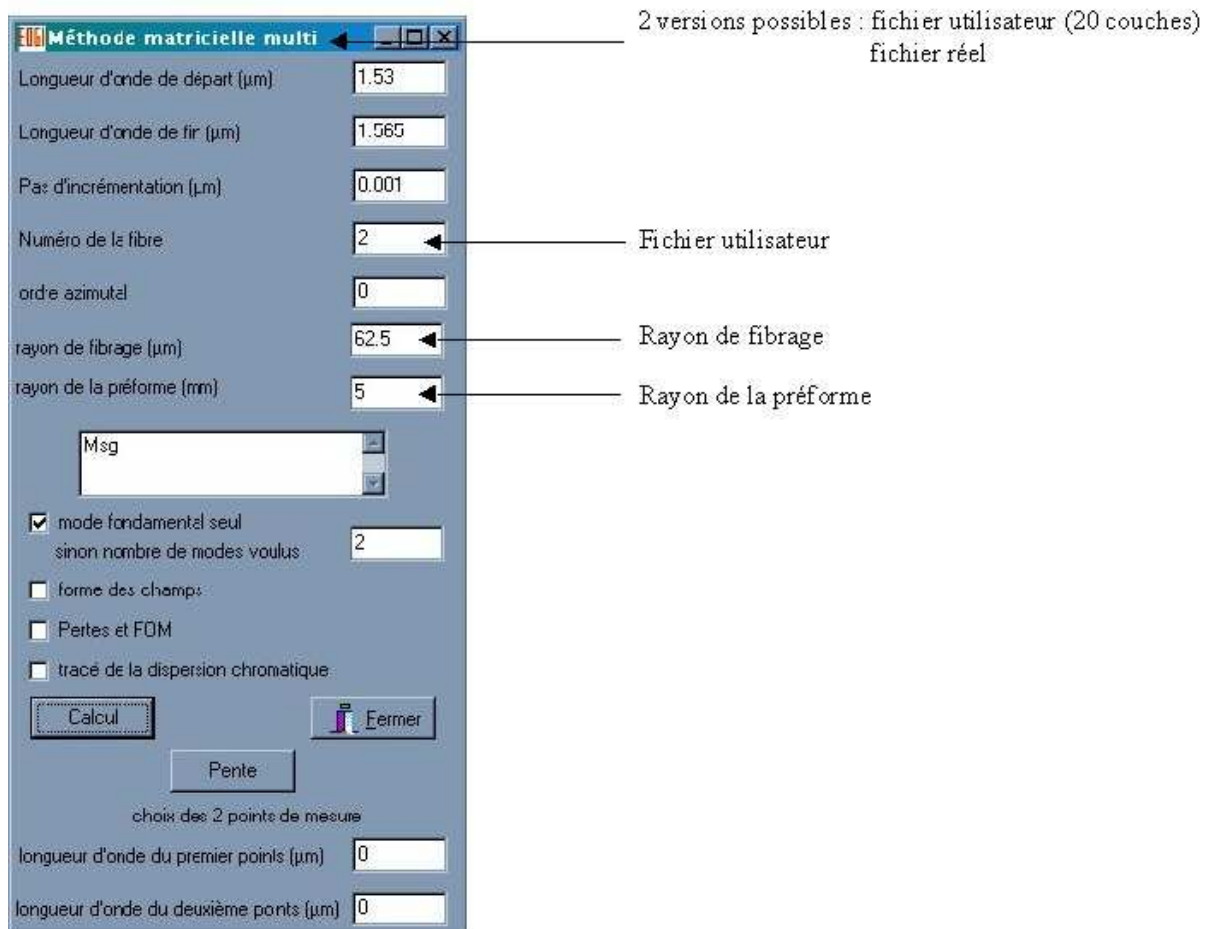


Figure 47. Interface du logiciel de simulation basé sur la méthode matricielle

Divers paramètres, comme la bande spectrale d'étude de la fibre, le pas d'incrémentation en longueur d'onde ainsi que le nom du fichier contenant, soit les paramètres saisis par l'utilisateur, soit les points de mesure du profil d'indice de réfraction de la préforme, sont à entrer avant de lancer le calcul. Des choix peuvent être faits sur le nombre de modes que l'on veut déterminer, sur la connaissance de la distribution radiale du champ électrique des modes guidés sélectionnés, des pertes et figures de mérite (valable à 1550 nm). De plus on peut calculer les pentes de dispersion pour obtenir la pente de dispersion relative K (voir chapitre I paragraphe V). Ces choix influencent la vitesse d'exécution du logiciel.

I.4 Validations du logiciel basé sur la méthode matricielle

Afin de valider notre modèle informatique, nous avons comparé les résultats de simulation obtenus par la méthode matricielle avec ceux fournis par la méthode dite « BPM 2D » issue des recherches théoriques réalisées par J. Marcou [2-5] au sein du laboratoire d'Optique Guidée et Intégrée de l'IRCOM. Un logiciel a été développé et validé par J.L. Auguste lors de ses travaux de thèse de doctorat sur une fibre compensatrice de dispersion chromatique [1-10] .

I.4.a Fibre monomode

La fibre qui va nous servir pour ce test présente les caractéristiques optogéométriques :

- Un cœur de rayon égal à $2 \mu\text{m}$ et dopé avec 8,85 % de germanium. L'indice de réfraction du cœur vaut donc 1,4577 à 1550 nm.
- Une gaine de diamètre extérieur de $62,5 \mu\text{m}$ non dopée qui a par conséquent un indice de réfraction égal à 1,444 à 1550 nm.

L'écart de l'indice effectif du mode LP_{01} ou mode fondamental en fonction de la longueur d'onde entre les deux logiciels est donnée sur la figure 48.

On constate qu'il y a concordance des résultats entre les deux méthodes de calcul (écart en moyenne de $1,1 \cdot 10^{-4}$). La méthode matricielle semble par conséquent être un outil de calcul intéressant du point de vue de sa simplicité d'utilisation (le calcul de la dispersion à un point est indépendant du pas d'incrément en longueur d'onde donné par l'utilisateur) et de sa rapidité d'exécution (deux fois plus rapide que la méthode BPM 2D).

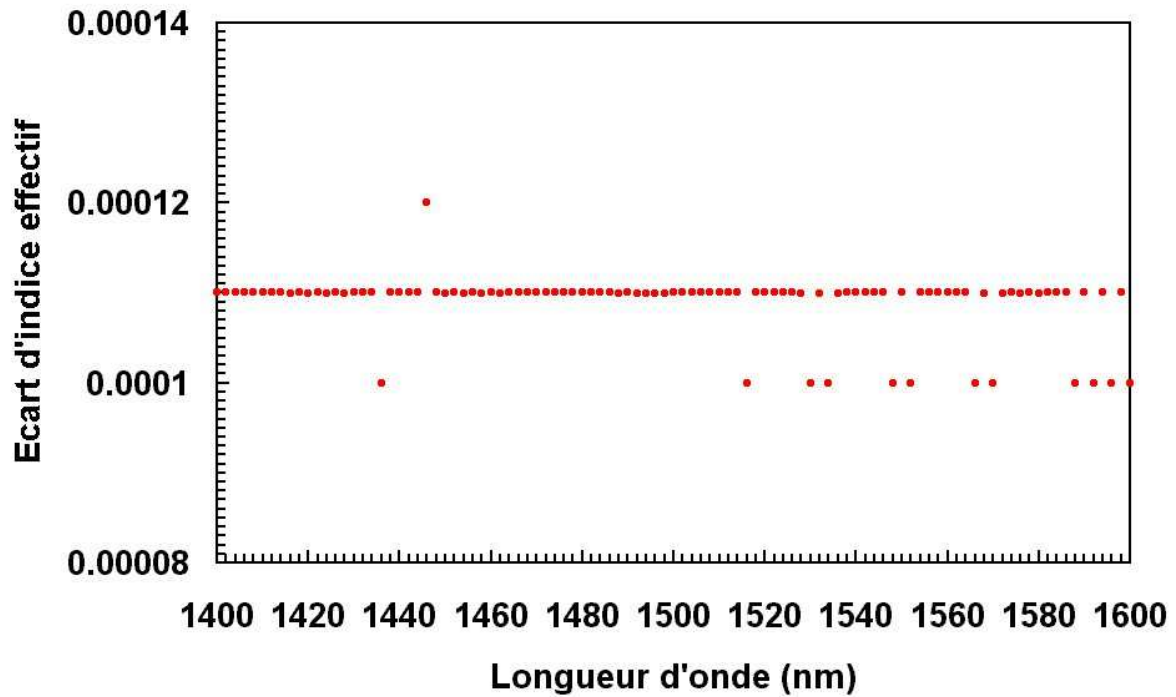


Figure 48. Évolution spectrale de l'écart d'indice effectif du mode fondamental d'une fibre monomode calculée par la méthode BPM 2D et la méthode matricielle

Notre modèle est validé pour des fibres optiques dont le profil est unsaut d'indice classique. Nous allons donc pouvoir étudier des fibres dont le profil est plus complexe.

I.4.b Fibre optique à quadruple gaine

Ces fibres qui permettent de limiter la variation de dispersion chromatique à quelques ps/(nm.km) sur une large plage de longueur d'onde. C'est pour cette raison qu'on les appelle aussi fibres à dispersion plate.

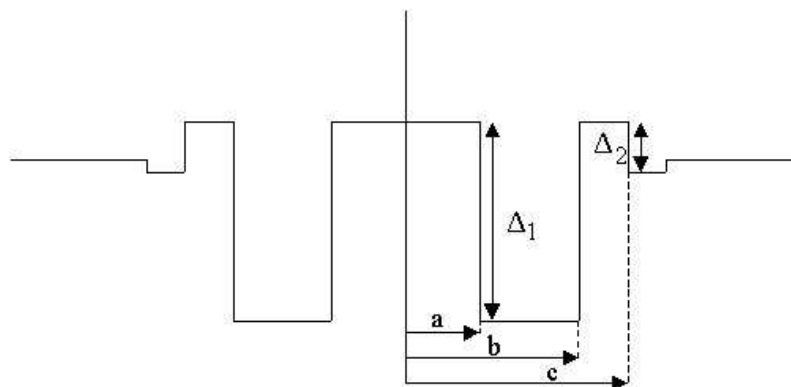


Figure 49. Profil d'indice de réfraction d'une fibre quadruple gaine

La valeur de la dispersion chromatique et la plage spectrale de fonctionnement peuvent être ajustées suivant les paramètres optogéométriques retenus notamment les profondeur et largeur des différentes couches.

La validation de la méthode matricielle est effectuée le comportement d'une fibre quadruple gaine qu'on utilise en tant que coupleur optique [2-6]. Ses paramètres optogéométriques sont répertoriés dans le tableau ci dessous :

$a = 2 \mu\text{m}$	$\Delta_1 = 6.10^{-3}$
$b = 7,28 \mu\text{m}$	
$c = 8,88 \mu\text{m}$	$\Delta_2 = 3.10^{-3}$

Tableau 2. paramètres optogéométriques de la fibre à dispersion aplatie

Il ne s'agit pas d'une fibre à quadruple gaine mais d'un coupleur optique : dans cette fibre optique, deux modes se propagent et se couplent avec une longueur de battement d'environ de 2,3 cm. La forme des champs de ces deux modes évolue en fonction de la longueur d'onde. Voici leurs allures calculées respectivement à 500 et 800 nm.

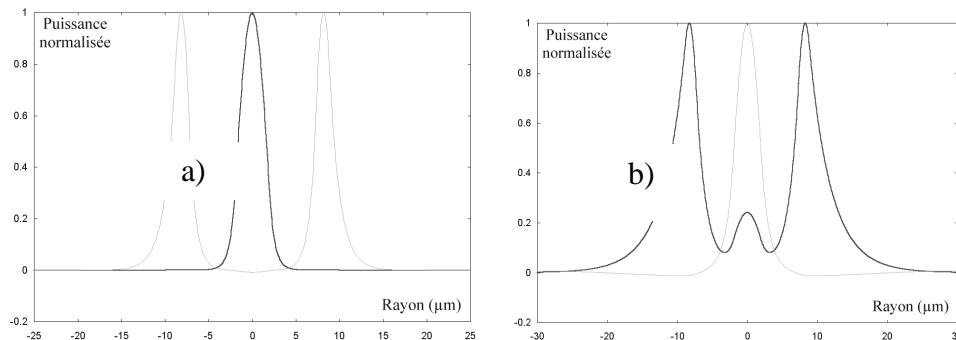


Figure 50. Forme des deux modes présents dans la fibre quadruple gaine : a) à 500 nm et b) à 800 nm (en trait gras le mode fondamental).

L'évolution de leur indice effectif est représenté sur la figure 51 :

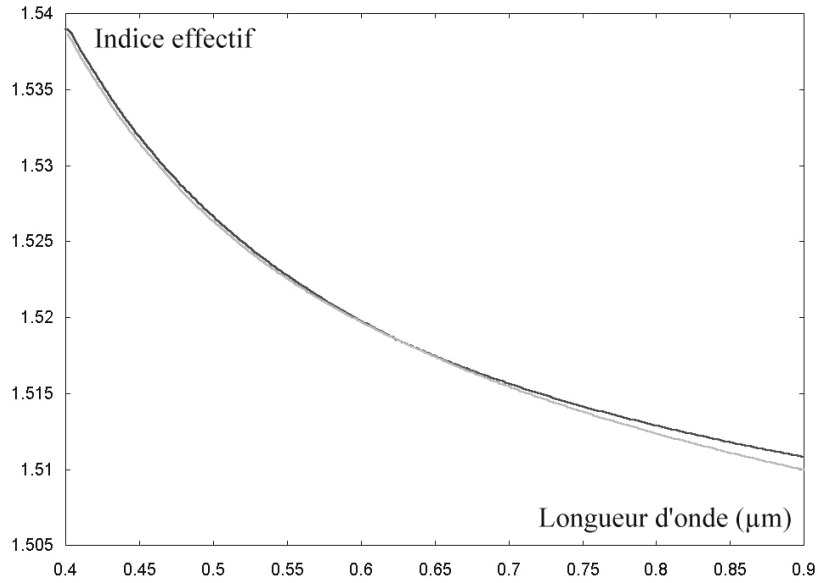


Figure 51. Évolution spectrale des indices effectifs de deux modes présents dans la fibre à quadruple gaine

La figure 51 nous montre que les deux indices effectifs sont très proches l'un de l'autre dans une bande autour de 600 nm. La fibre étant composée de deux zones guidantes très peu espacées l'une de l'autre, un couplage peut donc se produire à 633 nm, longueur d'onde où la différence d'indice effectif est minimale (inférieure à 10^{-5}).

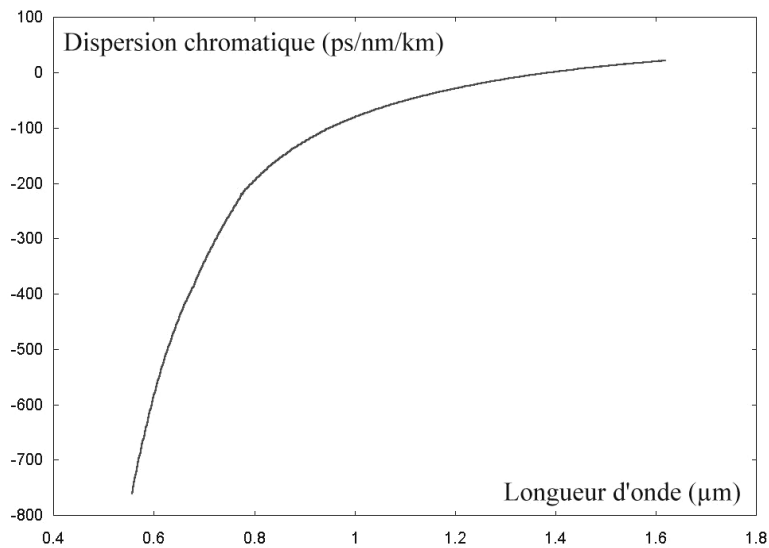


Figure 52. Évolution spectrale de la dispersion chromatique de la fibre quadruple gaine

La figure 52 nous montre que la fibre présente une dispersion chromatique (dérivée seconde de l'indice effectif du mode en fonction de la longueur d'onde) qui ne varie que de

quelques picosecondes dans la bande de longueur d'onde allant de 1300 à 1550 nm autour de la valeur nulle.

Tous les résultats obtenus sont en accord avec ceux fournis par la publication [2-6] ce qui confirme la bonne marche du logiciel.

I.4.c Fibre optique à deux cœurs concentriques

Afin de terminer la validation du logiciel, nous le testons sur un type de fibre proche de celui qui sera l'objet de mon étude. Comme nous l'avons vu au chapitre I paragraphe V.2.D.a, les fibres à deux cœurs concentriques sont des fibres qui ont la particularité de présenter une dispersion chromatique fortement négative. Je vais comparer les résultats de simulation entre les méthodes matricielle et BPM 2D dans le cas d'une fibre testée par J. L. Auguste lors de ces travaux de thèse. Le profil et les paramètres optogéométriques sont donnés dans la figure suivante.

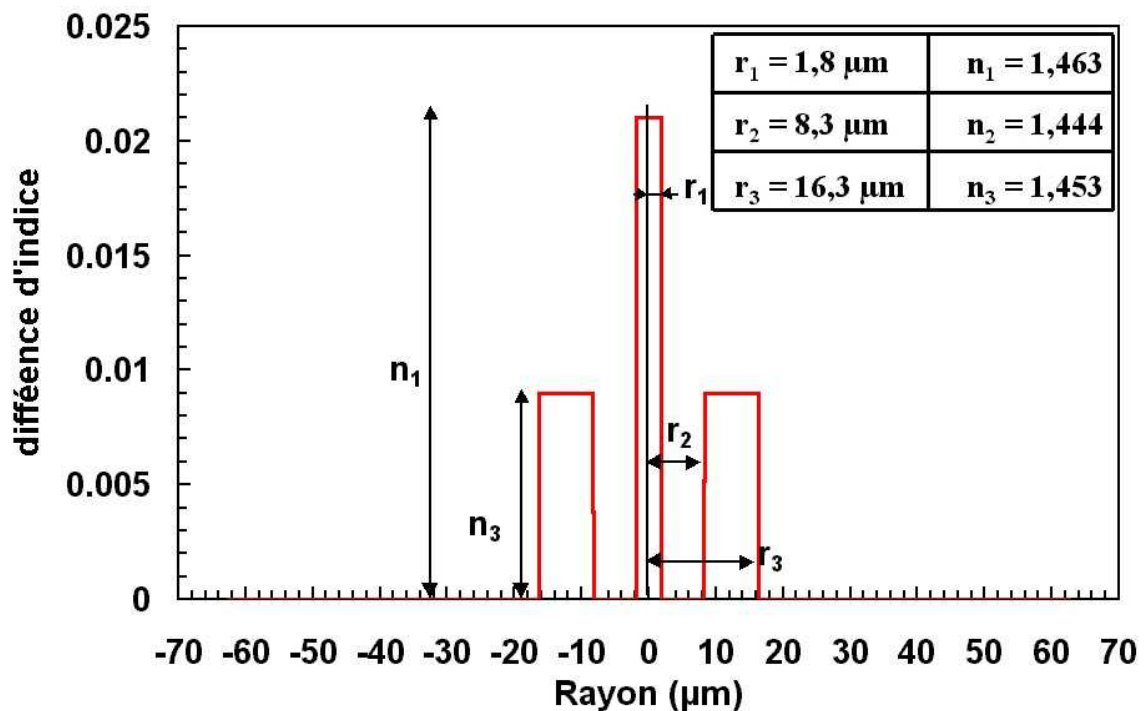


Figure 53. Profil et paramètres optogéométriques de la fibre à deux cœurs concentriques

Les résultats de l'évolution spectrale de la dispersion chromatique pour les deux méthodes sont représentés dans la figure 54.

La méthode matricielle évalue la dispersion minimale de cette fibre à 1546 nm avec une valeur - 1221 ps/(nm.km). La méthode BPM 2 D, quant à elle, estime que la dispersion minimale est égale à - 1112 ps/(nm.km) à 1526 nm. L'écart est attribué aux algorithmes utilisés pour le calcul de la dispersion différents pour chaque méthode. Ils traduisent aussi la sensibilité de cette forme de profil aux paramètres optogéométriques. Cet écart tend à diminuer lorsqu'on utilise les profils d'indice mesurés sur une préforme. Il est à noter que ce logiciel d'utilisation est plus rapide que celui de BPM 2D et son utilisation est plus simple. Par exemple il est possible de calculer la dispersion chromatique du mode qui se propage dans la fibre à une seule longueur d'onde facilitant ainsi la recherche de structures d'indice capable de répondre à un problème posé.

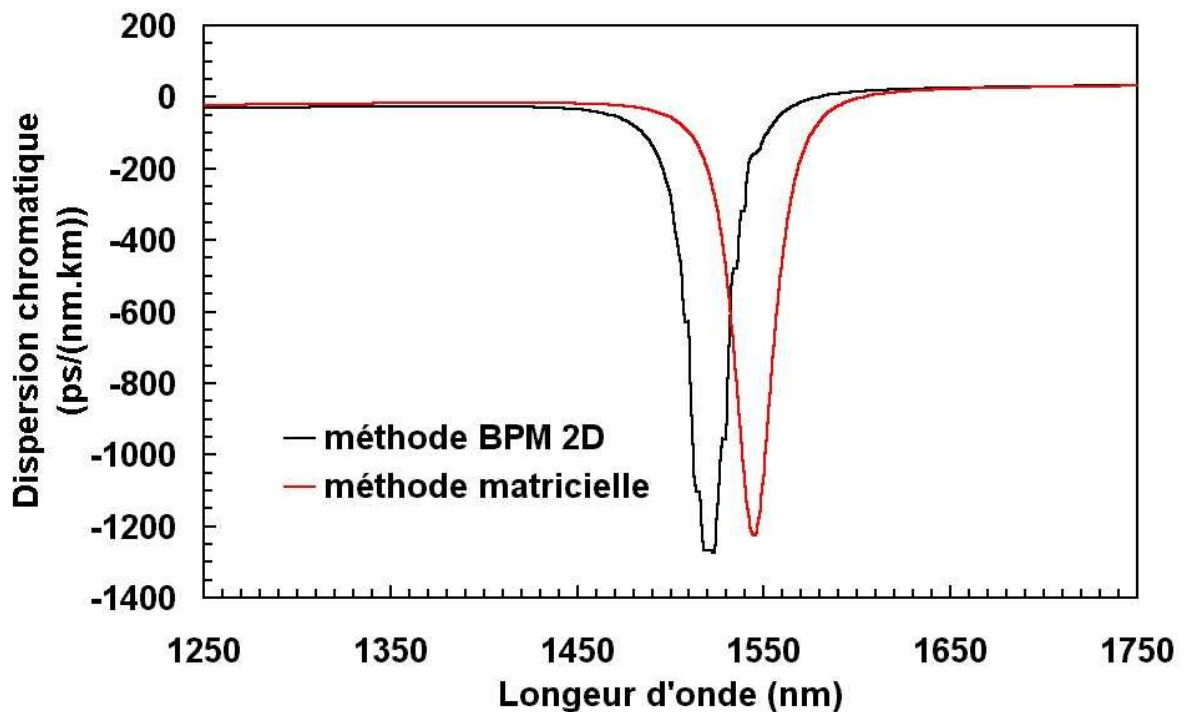


Figure 54. Dispersion chromatique de la fibre à deux cœurs concentriques calculées par la méthode BPM 2D et la méthode matricielle

I.4.d Application : compensation de dispersion chromatique large bande

Ce logiciel m'a permis de commencer des travaux, sur la compensation de dispersion chromatique pour application aux liaisons optiques WDM lors d'une étude contractuelle. Le but de ces recherches est de réaliser et caractériser une fibre optique à deux cœurs concentriques présentant une dispersion chromatique ($D_{\text{chrom.}}$) et une pente de dispersion

chromatique (S) qui compensent celle d'une fibre monomode standard sur toute la bande C. Ces recherches sont aujourd'hui poursuivies par F. Gérome dans le cadre de sa thèse.

Soit $D_{\text{chrom.}}(\text{DCF})$, $S(\text{DCF})$, $D_{\text{chrom.}}(\text{SSMF})$, $S(\text{SSMF})$ les dispersions chromatiques et pentes respectives de la de fibre à deux cœurs concentriques (DCF) de longueur L/N et de la fibre monomode standard (SSMF) de longueur L . Les relations entre les valeurs de dispersion et de pente sont donc :

$$D_{\text{chrom.}}(\text{DCF}) = -N.D_{\text{chrom.}}(\text{SSMF}) \quad (2-22)$$

$$S(\text{DCF}) = -N.S(\text{SSMF}) \quad (2-23)$$

Nous allons chercher également à minimiser les pertes de la fibre et par conséquent obtenir une figure de mérite supérieure à 300 ps/(nm.dB) (la définitions de ce paramètre et le détail du calcul des pertes sont relatés en Annexe 3).

A partir du profil issu des travaux de J.L. Auguste [1-27], j'ai fait varier les paramètres optogéométriques pour répondre au cahier des charges. La première fibre théorique répondant à ces exigences est telle que :

$n_1 = 1,477$	$r_1 = 1,02 \mu\text{m}$
$n_2 = 1,444$	$r_2 = 5,72 \mu\text{m}$
$n_3 = 1,45$	$r_3 = 9,09 \mu\text{m}$

Tableau 3. Paramètres optogéométriques de la fibre à deux cœurs concentriques

La figure 55 nous donne l'évolution spectrale de la dispersion chromatique du mode se propageant dans la fibre à deux cœurs concentriques. On peut voir que dans la bande C, la dispersion chromatique peut être approximée par une droite (figure 56). Celle-ci a une pente de l'ordre de - 0,52 ps/nm² soit 9,4 fois plus grande que celle de la fibre monomode standard (voir tableau 3) Ce rapport des valeurs des pentes est identiques à celui des valeurs de dispersion (voir tableau 3). Si on utilise 1 km de cette fibre à deux cœurs concentriques pour compenser 9,4 km de fibre monomode standard, on obtient une dispersion résiduelle sur l'ensemble de la bande C inférieure à 0,02 ps/(nm.km) (figure 57). Le logiciel a évalué les pertes de cette fibre à 0,203 dB/km et une figure de mérite de 780 ps/(nm.dB) à 1550 nm (présentation des calculs de ces deux caractéristiques dans l'annexe 3).

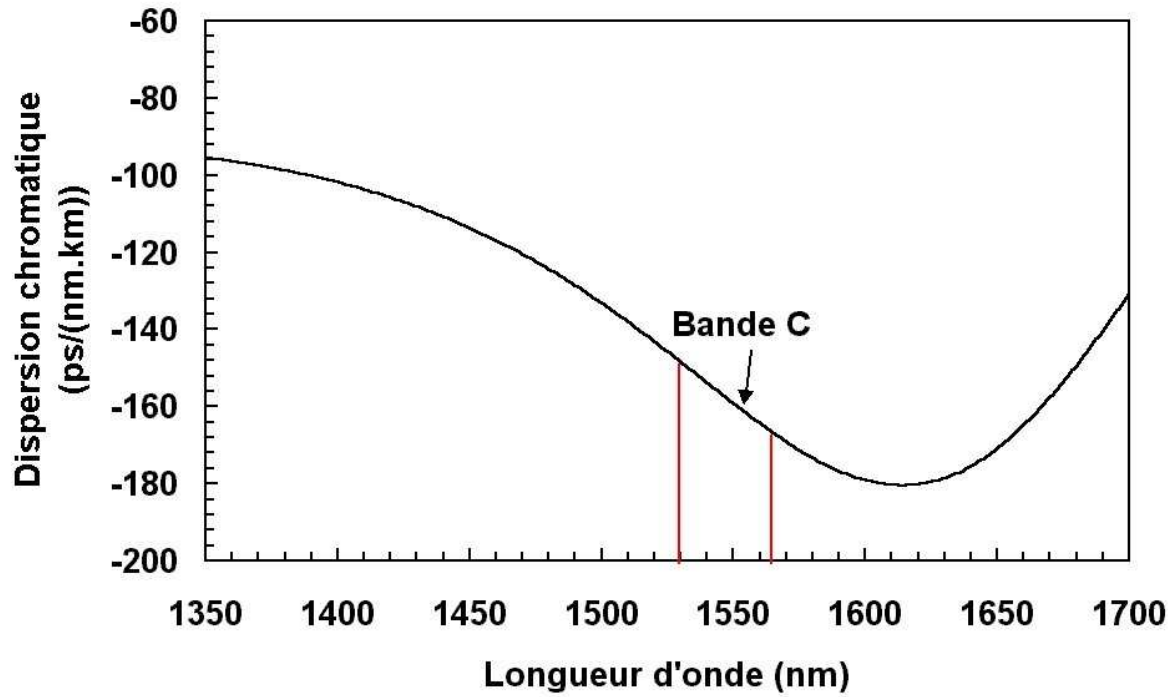


Figure 55. Évolution spectrale de la dispersion chromatique

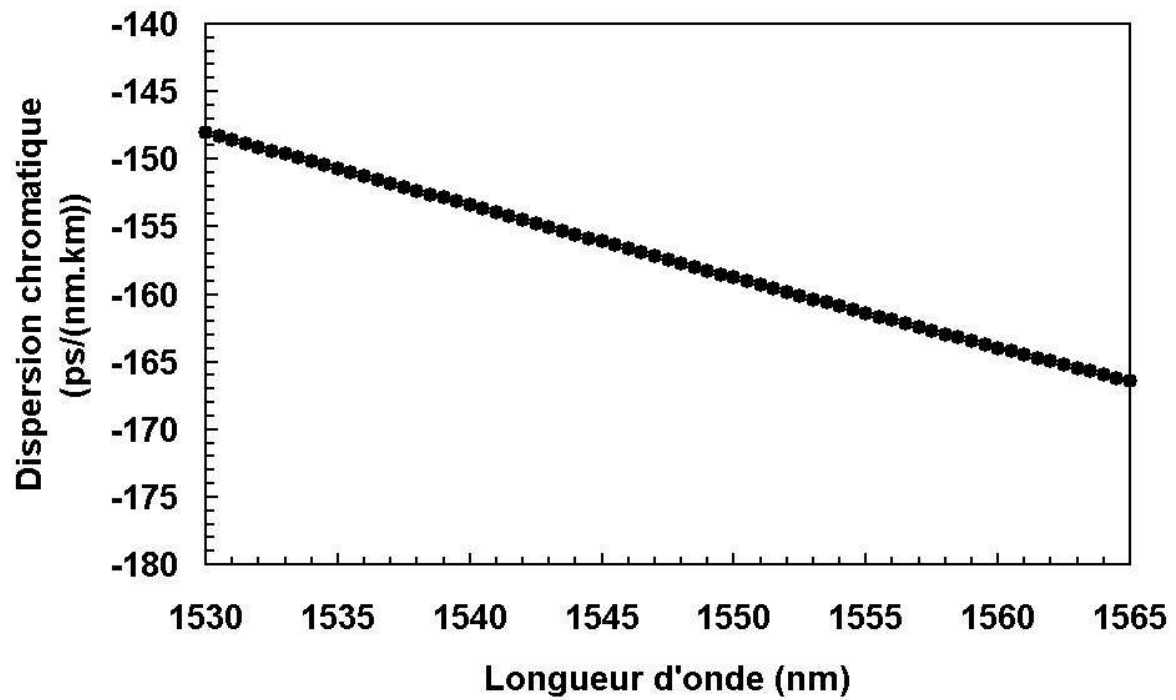


Figure 56. Dispersion chromatique sur la bande C

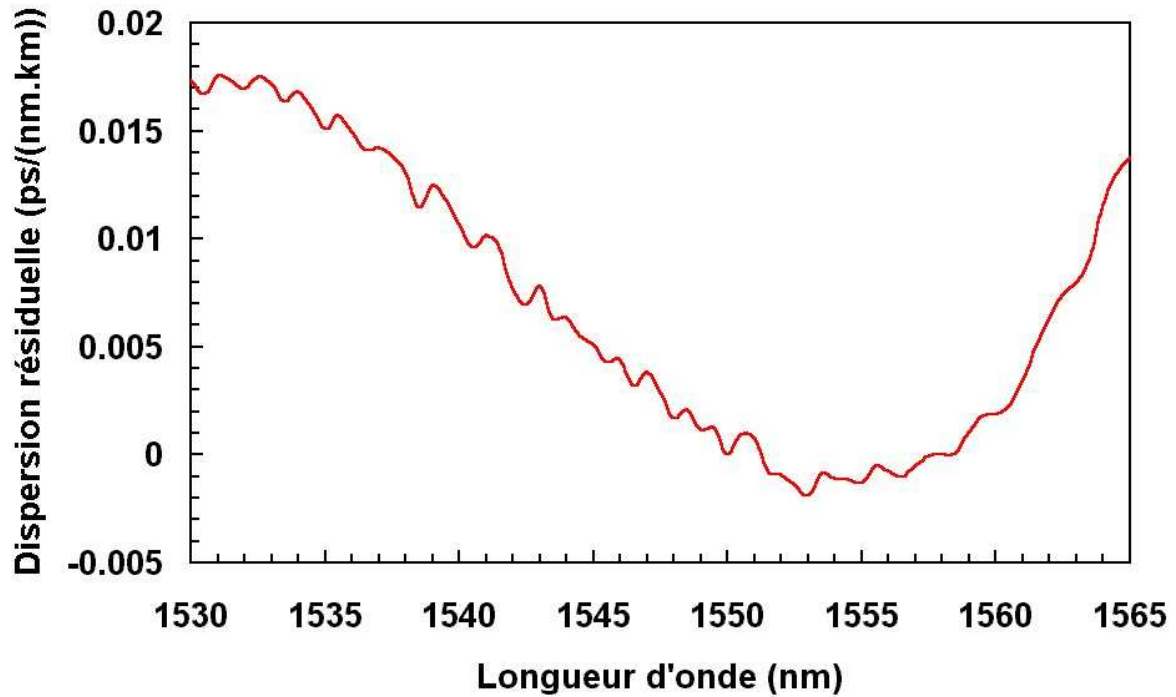


Figure 57. Dispersion résiduelle d'une ligne formée par 9,4 km de fibre monomode et 1 km de fibre à deux cœurs concentriques

	$D_{\text{chrom.}}$ ps/(nm.km)	pertes dB/km	figure de mérite ps/(nm.dB)	pente ps/nm ²
SSMF	16,93	0,198	85	0,056
Fibre compensatrice	-159,05	0,203	781	-0,526

Tableau 4. Caractéristique de la fibre monomode standard et de la fibre compensatrice que l'on souhaite réaliser

Depuis, de nouvelles fibres ont été recherchées à l'aide du logiciel par F. Gérome qui a optimisé les profils pour obtenir un rapport 20 avec une dispersion résiduelle est inférieure à 0,03 ps/(nm.km) dans l'ensemble de la bande C.

Nous avons donc validé notre logiciel de simulation de la dispersion chromatique de fibre optique à symétrie de révolution. Nous allons donc pouvoir passer à l'étude d'un logiciel d'amplification optique.

II Modélisation de l'amplification optique

A partir du profil de la fibre à deux cœurs concentriques issu des travaux de Thèse de J.L. Auguste, la suite de l'étude consiste à quantifier l'amplification du signal qui s'y propage.

Le programme développé est fondé sur un logiciel de résolution déjà existant au sein de l'équipe conçu par S. Février au cours de ses travaux de thèse [1-43] et qui calcule les caractéristiques des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium classiques. Mon apport a été de l'adapter au cas des fibres à deux cœurs concentriques dont le cœur central, le cœur annulaire ou les deux cœurs seraient dopés à l'erbium. Cet algorithme prend en compte la dépendance spectrale du facteur de confinement du signal optique sur la zone de dopage et des sections efficaces d'émission et d'absorption. Il est à noter que le logiciel est adapté au cas d'un signal constitué d'un multiplex de canaux aussi bien qu'au cas d'un signal monocanal.

La résolution des équations d'évolution spatio-temporelle (développée en Annexe 2) qui régissent les amplificateurs optiques nous fournit un système d'équations qui permet de simuler le comportement amplificateur des fibres optiques. Dans un premier temps je vais décrire la méthode de résolution de manière succincte (de plus grandes explications vous seront fournies dans [1-43]). Puis je vous indiquerai les conditions qui doivent être prises en compte en ce qui concernent les bruits d'ASE co et contrapropagatifs, le signal et la pompe. Ensuite je donnerai une explication de la technique de calcul des facteurs de confinement. Je pourrai alors vous présenter le logiciel de simulation des fibres amplificatrices à deux cœurs concentriques dopées à l'erbium. Je terminerai enfin ce paragraphe par la validation de ce programme.

II.1 Méthode de résolution

La résolution du système d'équations couplées utilise la technique classique des différences finies : les deux dimensions z et t sont discrétisées en un nombre d'intervalles pour assurer la convergence. Le temps t est discrétisé en 1000 intervalles de 10^{-5} s, z se discrétise en N_z sous intervalles, fonction de la longueur de fibre que l'on veut simuler, de

longueur 0,1 m. L'obtention des résultats est assez rapide bien qu'il n'y ait pas de technique de surrelaxation.

II.2 Initialisations

La méthode de résolution a besoin de conditions aux limites et initiales qui déterminent la densité de population des ions erbium à l'état excité, les puissances de signal, de pompe et de bruit d'ASE co et contrapropagatifs. Ces conditions sont des résultats tirés de [1-43]. On se place dans le cas d'un amplificateur de longueur L :

$$P_p(t = 0, z = 0) = P_p^e \quad (2-24)$$

$$P_s(t = 0, z = 0) = P_s^e \quad (2-25)$$

$$P_{ASE}^+(t = 0, z = 0) = 100\text{nW} \quad (2-26)$$

$$P_{ASE}^-(t = 0, z = L) = 100\text{nW} \quad (2-27)$$

$$N_2(t = 0, z = 0) = \frac{\rho_{Er}}{20} \quad (2-28)$$

Alors que la pompe est monochromatique, le signal et les bruit d'ASE[±] sont répartis sur un nombre variable de canaux.

Les bruits d'ASE sont discrétisés en N sous intervalles centrés chacun sur une longueur d'onde λ_i (i variant de 0 à N-1). Toutes les contributions de bruit d'ASE co et contraprogatifs sont donc initialisées par :

$$P_{ASE}^+(t = 0, z = 0, \lambda = \lambda_i) = \frac{P_{ASE}^+(t = 0, z = 0)}{N} \quad (2-29)$$

$$P_{ASE}^-(t = 0, z = L, \lambda = \lambda_i) = \frac{P_{ASE}^-(t = 0, z = 0)}{N} \quad (2-30)$$

La puissance de signal est équirépartie sur un nombre $N_s \geq 1$ de canaux espacés deux à deux d'un pas $\delta\lambda$ constant².

Les sections efficaces d'émission et d'absorption sont données sur une plage spectrale $\Delta\lambda$ de 150 nm allant de 1450 à 1600 nm par pas $\delta\lambda$ égal à 0,25 nm. Ces valeurs nous indiquent le nombre $N = \Delta\lambda / \delta\lambda = 600$ de sous-intervalles spectraux. Pour chaque type de fibres (germanosilicate, aluminosilicate de type II, de type III), on dispose de sections efficaces d'émission et d'absorption qui nous sont fournies par le programme.

II.3 Facteur de confinement

Le facteur de confinement Γ traduit la quantité de puissance optique qui passe au travers de la zone de dopage en erbium et qui donc interagit avec les terres rares.

Ce facteur est calculé par intégration de l'énergie lumineuse $i(r,\varphi)$ sur la surface dopée. Dans notre cas qui est celui d'une fibre à deux cœurs concentriques à symétrie de révolution, il peut exister deux zones de dopage :

- le cœur central de rayon a
- le cœur annulaire d'épaisseur $c - b$.

² Si tous les canaux ne reçoivent pas la même puissance (cas lorsque le signal dans l'amplificateur sort d'un autre composant), on doit fournir un fichier particulier. La puissance de signal en entrée est alors évaluée. Si le composant d'où provient le signal, génère un bruit optique, les puissances de bruit en sortie de ce composant sont utilisées afin d'initialiser le spectre de bruit copropagatif en entrée de l'amplificateur.

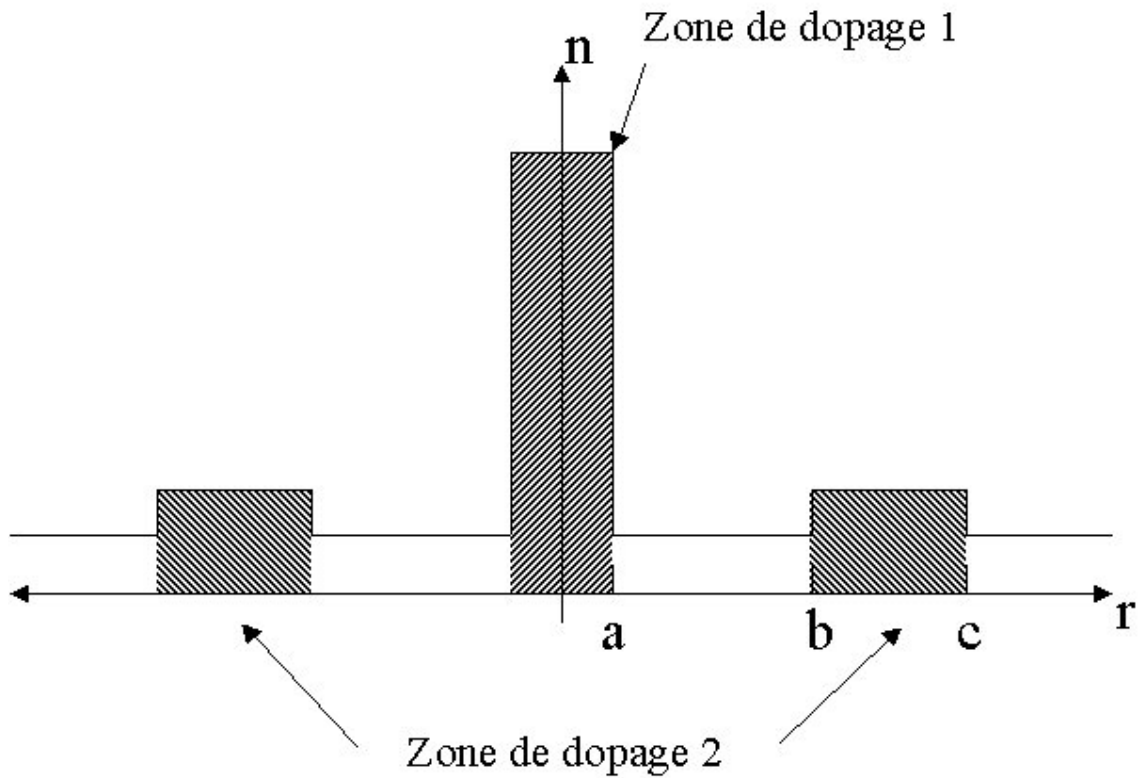


Figure 58. Profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques avec les différentes positions des zones de dopage possibles

On a par conséquent deux facteurs de confinement qui s'expriment comme étant :

$$\Gamma_1 = \int_0^a i(r)rdr \quad (2-31)$$

$$\Gamma_2 = \int_b^c i(r)rdr \quad (2-32)$$

Or comme $i(r)$ est définie comme le rapport de la densité surfacique de puissance par la puissance moyenne :

$$i = \frac{\frac{dP}{dS}}{\bar{P}} \quad (2-33)$$

$$\text{avec } \frac{dP}{dS} = \frac{1}{2} \frac{n_e}{\eta_0} \Psi(r)\Psi^*(r) \quad (2-34)$$

$$\text{et } \bar{P} = \frac{1}{2} \frac{n_e}{\eta_0 \int_0^{\infty} \Psi(r) \Psi^*(r) r dr} \quad (2-35)$$

En identifiant les équations (2-34) et (2-35) dans l'équation (2-33), on obtient pour les équations (2-31) et (2-32) les facteurs de recouvrement Γ_1 et Γ_2 tels que :

$$\Gamma_1 = \frac{\int_0^a |\Psi(r)|^2 r dr}{\int_0^{\infty} |\Psi(r)|^2 r dr} \quad (2-36)$$

$$\Gamma_2 = \frac{\int_0^c |\Psi(r)|^2 r dr}{\int_0^{\infty} |\Psi(r)|^2 r dr} \quad (2-37)$$

La distribution radiale du champ électrique du mode dépendant de la longueur d'onde, les facteurs de recouvrement varient aussi avec ce paramètre. La distribution radiale du champ nous est fournie par le premier logiciel basé sur la méthode matricielle

Si l'on dispose d'une fibre à deux cœurs concentriques dont les deux cœurs sont dopés à l'erbium, le comportement spectral de celle-ci est toujours régi par le système d'équations défini en Annexe 2. Néanmoins, il faut reprendre les facteurs de confinement du signal et de la pompe et les exprimer en fonction de deux facteurs, l'un dépendant du dopage du cœur central, l'autre de celui du cœur annulaire.

II.4 Présentation du logiciel

Le programme dispose d'une interface dont la fenêtre principale (figure 59) permet l'acquisition des caractéristiques de l'amplificateur que l'on souhaite simuler : l'utilisateur donne son choix du type de fibre, la concentration de dopant en erbium (exprimée en ppm), le rayon de dopage en erbium, la longueur de fibre dopée, les pertes de connexion en entrée et

sortie, la puissance et la longueur d'onde de la pompe, le facteur de confinement à la longueur d'onde de pompe λ_p , ainsi que le nombre de canaux à multiplexer, la puissance totale de signal et la bande spectrale sur laquelle l'amplification a lieu. Les facteurs de confinement Γ_1 et Γ_2 , quant à eux, sont donnés sous forme de fichiers par l'utilisateur.

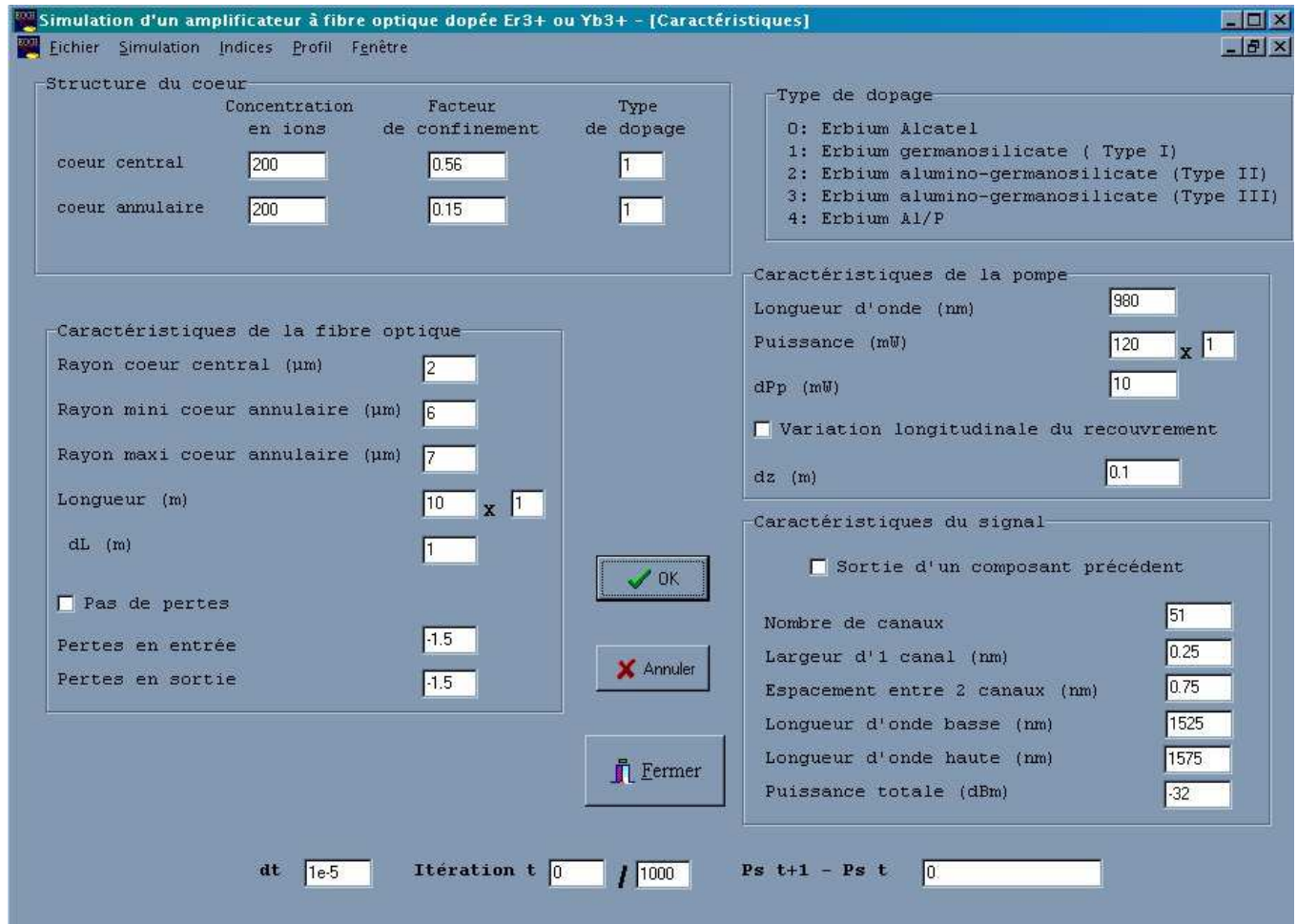


Figure 59. Fenêtre principale du logiciel de simulation des amplificateurs

Les zones d'édition situées dans la partie inférieure de la fenêtre nous donnent des indications sur la convergence des résultats. En effet, un test de convergence est réalisé sur la puissance de signal P_S : les puissances de signal aux itérations t et $t+1$ sont soustraites entre elles. Quand $P_S(t+1) - P_S(t) < 10 \text{ nW}$, le calcul se termine car on suppose la convergence atteinte.

Lorsque l'utilisateur lance le programme, il n'arrive pas directement sur la fenêtre principale. Tout d'abord, il doit indiquer au logiciel les grandeurs pertinentes qu'il désire extraire des calculs. Pour cela, il existe une seconde fenêtre (figure 60), où on coche les

caractéristiques auxquelles on désire avoir accès : la distribution spatio-temporelle de la densité de population du niveau métastable, de la puissance de pompe et des puissances de bruit grâce aux équations définies dans l'Annexe 2. Les spectres de bruit d'ASE co et contrapropagatifs peuvent être obtenus en sortie de l'amplificateur. On peut aussi connaître la puissance de pompe résiduelle qui correspond à la puissance de pompe non consommée après une propagation dans la fibre dopée de longueur L (définie par l'utilisateur dans la fenêtre principale). Le gain, le facteur de bruit et le rapport signal à bruit sont déterminés respectivement par les équations (1-55), (1-56) et (1-57). Il est à noter que le rapport signal à bruit est évalué sur une bande spectrale de largeur égale à 1 nm.



Figure 60. Seconde fenêtre du logiciel de simulation des amplificateurs

II.5 Validation du logiciel

Afin de déterminer la performance de notre logiciel, nous allons le tester sur une fibre dopée à l'erbium classique dont le cœur de rayon a est dopé à l'erbium. Dans un premier temps, on reprend l'ancien programme développé par S. Février et on calcule le gain. Puis on prend le nouvel algorithme et on simule cette même fibre de la façon suivante : le cœur de rayon a est divisé en deux, un cœur central de rayon b inférieur à a et un cœur annulaire dont les rayons minimal et maximal sont respectivement b et a (figure 61). Il est à noter que la distribution radiale du champ guidé dans la fibre, nécessaire pour le calcul des facteurs de

confinement, nous est fournie par le logiciel basé sur la méthode matricielle. Il ne nous reste plus qu'à comparer les résultats obtenus. Les données relatives à la fibre optique, à la pompe et au multiplex qui charge l'amplificateur sont répertoriées dans le tableau 5.

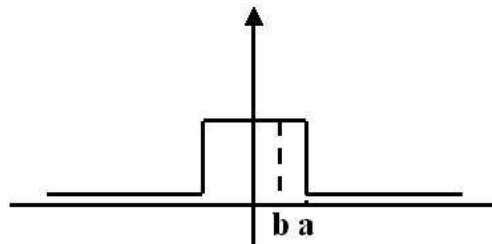


Figure 61. Profil de la fibre dopée à l'erbium

caractéristiques	valeur
Rayon du cœur de la fibre	1,5 μm
Densité d'ions erbium	125 ppm poids
Différence d'indice cœur-gaine	$21 \cdot 10^{-3}$
Longueur de fibre	25 m
Nombre de canaux	26
Largeur d'un canal	0,25 nm
Espacement entre canaux	0,75 nm
Longueur d'onde de début du multiplex	1535 nm
Longueur d'onde de fin du multiplex	1560 nm
Puissance totale de signal	-26 dBm
Puissance de pompe	50 mW copropagatif

Tableau 5. Caractéristiques de la fibre amplificatrice, du multiplex et de la pompe

Pour notre programme, le cœur central a un rayon de 0,8 μm et un cœur annulaire dont les rayons extrema sont 0,8 et 1,5 μm .

La figure 62 représente l'écart en décibel entre les gains et les rapports signal à bruit calculés par les deux logiciels.

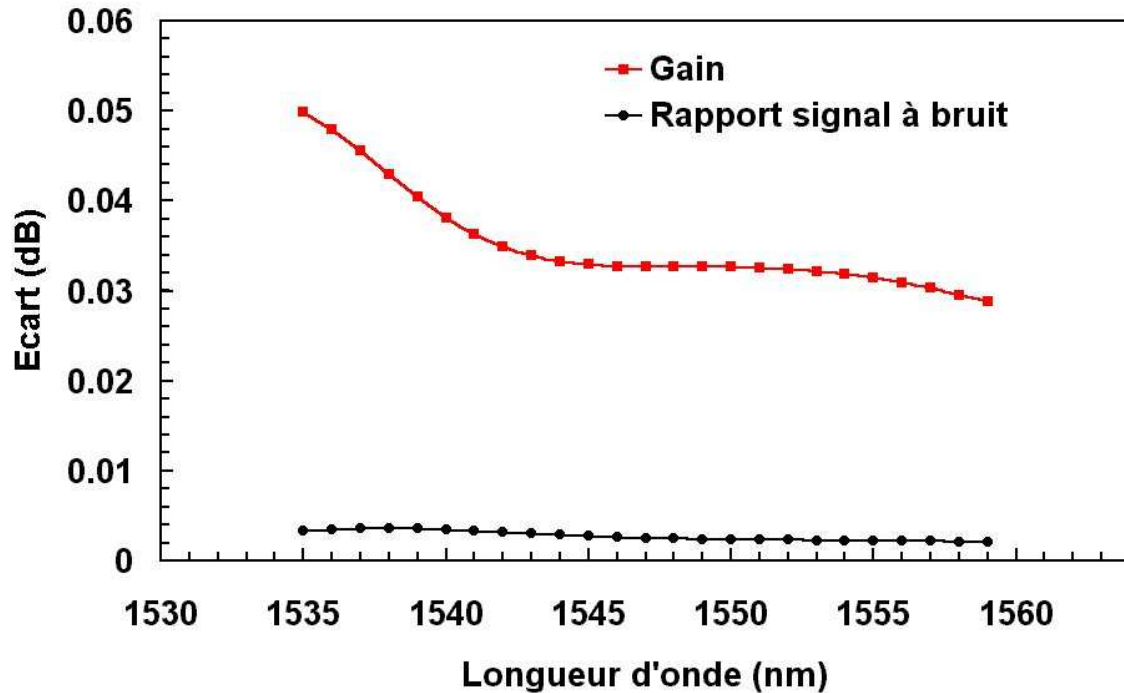


Figure 62. Écart en décibel entre les résultats extraits des deux logiciels

On remarque que le gain et le rapport signal à bruit obtenus par les deux logiciels ont des écarts inférieurs à 0,05 et 0,005 dB respectivement. Ces variations sont très faibles et sont principalement dues à la différence entre le facteur de confinement du cœur calculé par l'ancien programme et la somme des facteurs de confinement des deux cœurs obtenus pour le nouveau logiciel. Cette différence est pourtant minime puisque inférieure à 10^{-9} sur toute la bande spectrale. De plus, le dernier logiciel est conçu pour fonctionner dans le cas d'une fibre double cœur, fibres dont les cœurs sont effectivement séparés par une gaine : dans le cas que nous avons simulé, le rayon du cœur central est le rayon minimal du cœur externe, il se peut par conséquent qu'un calcul soit réalisé deux fois à l'intérieur du programme. Cependant comme la précision de mesure relative à la détermination des gains et des rapports signal à bruit n'excède pas 0,1 dB, on peut conclure que le logiciel réalisé peut être utilisé dans la détermination des caractéristiques spectrales d'une fibre dopée à l'erbium classique fonctionnant selon un système à trois niveaux.

Il est à noter que le nombre d'itérations nécessaires à la convergence des résultats dans le nouveau programme est supérieur à celui de l'ancien (dans notre exemple, on a respectivement 211 et 178 itérations). Ceci s'explique par le fait que l'on a divisé en deux zones le cœur central. En effet si on simule véritablement avec notre logiciel cette fibre, c'est

à dire une fibre avec un seul cœur central dopé à l'erbium, on retrouve exactement le même gain qu'avec l'ancien programme (idem si on simule une fibre avec un seul cœur « annulaire » de rayon minimal égal à 0 et de rayon externe à $1,5 \mu\text{m}$).

III Conclusion

Dans ce chapitre, je vous ai présenté deux logiciels, l'un déterminant la dispersion chromatique de fibres multicouches à symétrie de révolution à partir de la méthode matricielle, l'autre simulant le comportement en amplification d'une fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques. Après vous avoir exposé leurs méthodes de résolutions et montré leurs interfaces qui tendent à faciliter leur utilisation, j'ai évalué leurs performances en prenant quelques cas et en comparant les résultats obtenus avec ceux de programmes qui ont déjà fait leurs preuves. Ils ont ainsi été validés.

Dans le chapitre suivant, nous allons passer à la partie expérimentale de cette thèse qui concerne la conception, la réalisation et la caractérisation d'une fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques capable de réaliser simultanément les fonctions d'amplification et de compensation de dispersion chromatique.

Chapitre III

Fabrication et caractérisations

I. Introduction

Le but de ce chapitre est de réaliser la modélisation et la caractérisation d'une fibre optique amplificatrice dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques présentant une dispersion chromatique négative et un gain les plus importants possibles dans la bande C. Si on se fixe 50 km comme pas de régénération, elle doit présenter une dispersion chromatique d'au moins - 850 ps/nm et 10 dB de gain à 1550 nm.

Dans un premier temps, je vais optimiser le profil d'indice de réfraction de la fibre répondant aux critères fixés puis je présenterai les paramètres optogéométriques de la

préforme réalisée au centre de préforme de l'Université de Nice Sophia Antipolis et leur incidence sur les caractéristiques de la fibre conçue grâce à la tour de fibrage (chapitre I paragraphe VII.2.B) présente dans notre laboratoire. Enfin, l'étude expérimentale de la fibre sera faite tant du point de vue de la dispersion chromatique que du point de vue de l'amplification. Les résultats de mesure seront comparés avec ceux de la simulation.

I Modélisation de la fibre amplificatrice dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

Avant de fabriquer une fibre optique, l'étape de modélisation est essentielle. En effet l'optimisation des paramètres optogéométriques détermine les performances de la fibre.

I.1 Choix des paramètres optogéométriques pour l'obtention d'une dispersion chromatique négative

Nous allons tout d'abord nous concentrer sur l'obtention de la dispersion négative dans la bande C. La longueur d'onde où l'on souhaite avoir cette caractéristique dépend comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent du profil d'indice de réfraction de la fibre : d'après les recherches développées par J.L. Auguste lors de ses travaux de thèse sur les fibres double cœur, il est primordial que les deux cœurs soient fortement dissymétriques (le cœur central est étroit et fortement dopé alors que le cœur annulaire est large et peu dopé) et que la différence d'indice Δ_1 entre le cœur central et la gaine soit assez grande (figure 63).

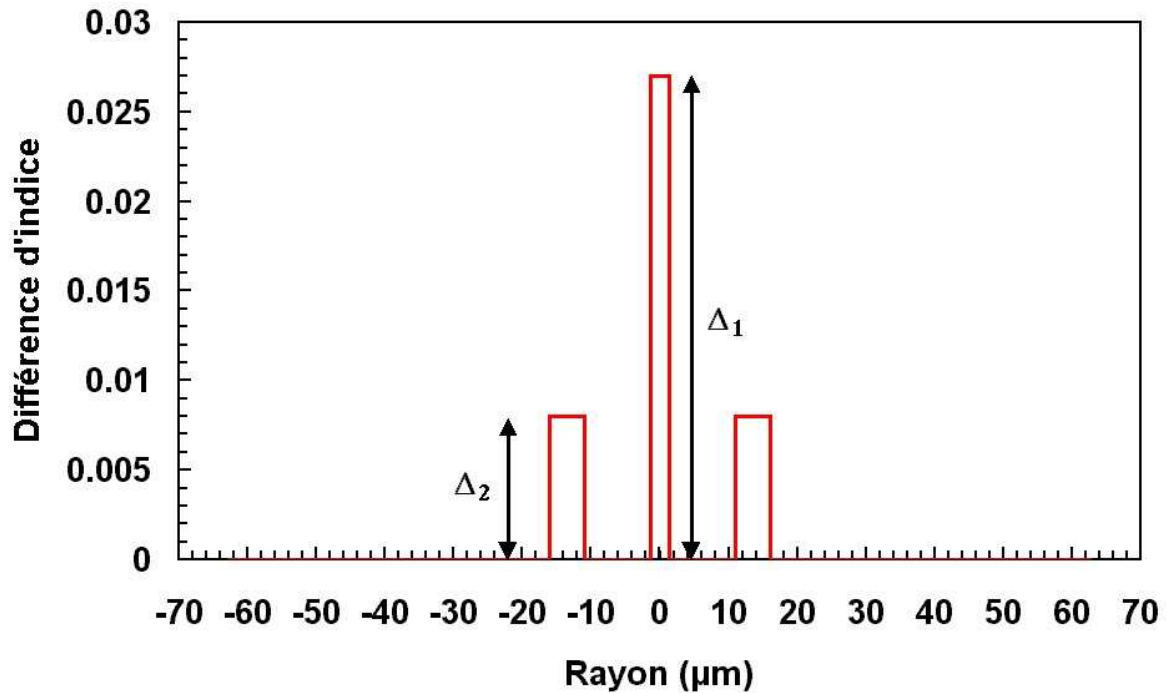


Figure 63. Profil d'indice de réfraction de la fibre modélisée

Je me suis basé dans un premier temps sur les paramètres déterminés par J.L. Auguste pour concevoir une fibre à forte dispersion chromatique négative. La concentration en germanium qu'il avait utilisé étant très importante, j'ai cherché à la diminuer et à augmenter la taille du cœur central. Après plusieurs simulations pour fixer les autres paramètres en fonction des objectifs souhaités, j'ai modélisé la fibre représentée dans la figure ci-dessus.

Les paramètres optogéométriques de la fibre sont exprimés dans le tableau suivant.

$r_1 = 1,25 \mu\text{m}$	$n_1 = 1,471$	
$r_2 = 11 \mu\text{m}$	$n_2 = 1,444$	$\Delta_1 = n_1 - n_2 = 0,027$
$r_3 = 16 \mu\text{m}$	$n_3 = 1,452$	$\Delta_2 = n_3 - n_2 = 0,008$

Tableau 6. Paramètres optogéométriques de la fibre modélisée à 1550 nm.

Cette fibre à deux cœurs concentriques présente une dispersion négative théorique de l'ordre de $-1500 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à 1551 nm (figure 64). La largeur à mi-hauteur de la courbe de dispersion est de 16 nm environ.

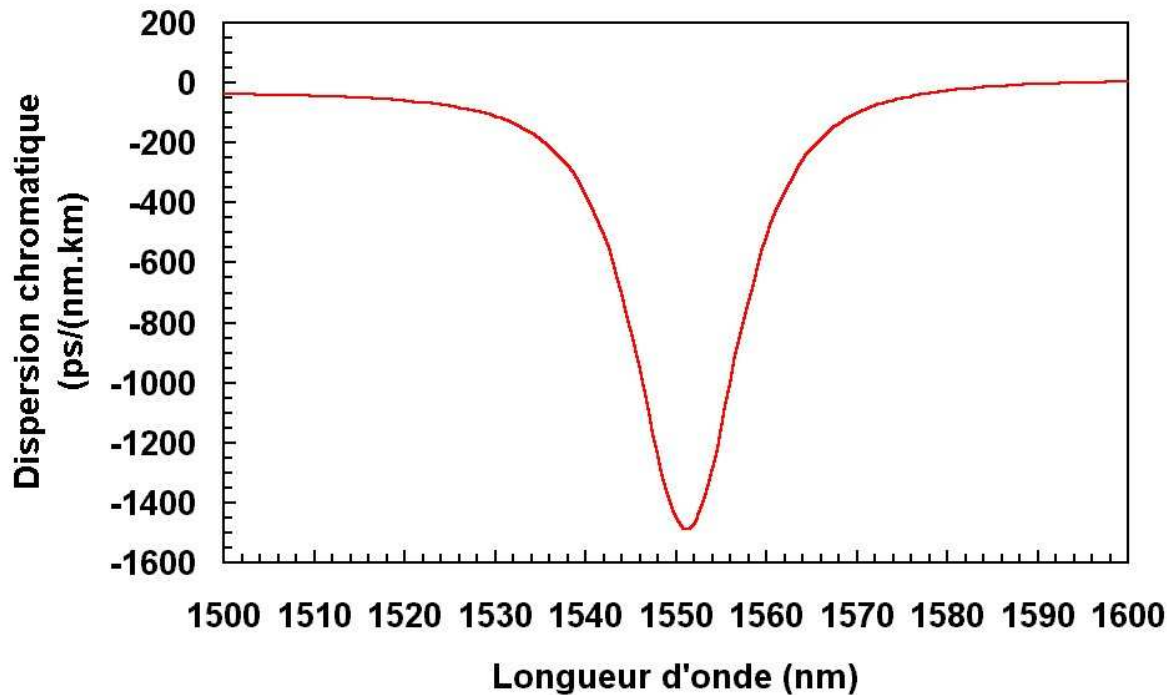


Figure 64. *Évolution spectrale de la dispersion chromatique de la fibre modélisée*

I.2 Choix de la zone dopée en erbium

Nous allons maintenant choisir la zone de dopage de la fibre. Trois solutions s'offrent à nous :

- Dopage du cœur central uniquement
- Dopage du cœur annulaire uniquement
- Dopage des deux cœurs concentriques

Tout d'abord, on élimine la possibilité du dopage du seul cœur annulaire car l'injection de la pompe nécessite une technique particulière qui augmenterait la complexité de fabrication de notre module.

Le dopage des deux cœurs n'apporte pas un grand intérêt par rapport au dopage du seul cœur central. En effet, le facteur de confinement doit être plus important dans le premier cas mais comme le champ est principalement guidé dans le cœur central, cela n'est pas décisif. Par conséquent, l'amplification optique de la fibre que nous réaliserons sera assurée par le dopage en erbium du cœur central seul.

II Profil d'indice de la fibre réalisée

Comme nous l'avons mentionné auparavant, les préformes que nous avons utilisées ont été réalisées par le LPMC de Nice. Celui-ci dispose d'un banc de fabrication de préformes par le procédé MCVD (voir chapitre I paragraphe VII.2.A.). Cette méthode, consistant à déposer successivement des couches concentriques de silice dopée au germanium dans la gaine, est particulièrement adaptée à la réalisation de préformes de fibres à deux cœurs concentriques. Le dopage à l'erbium est réalisé par la technique de dopage en phase liquide (voir chapitre I paragraphe VII.4.).

Plusieurs essais ont été nécessaires pour déterminer les paramètres de fabrication de la préforme de manière à s'approcher au mieux des caractéristiques issues des simulations.

A partir d'une de leurs préformes, nous avons étiré une première fibre optique à un diamètre qui doit permettre l'obtention d'une dispersion chromatique négative dans la bande C, estimé d'après les informations fournies par le L.P.M.C. sur le profil d'indice de réfraction de la préforme. Cependant un décalage peut intervenir du fait de la sensibilité de cette forme de profil aux paramètres optogéométriques. Une fois étirée, cette fibre est caractérisée afin de déterminer sa longueur d'onde d'accord de phase. Si elle se situe en dehors de la bande C, connaissant cette longueur d'onde et le fait qu'une variation de 5 % du diamètre de la fibre correspond à un déplacement de 100 nm de la longueur d'onde de dispersion minimale, on tire une nouvelle fibre avec un diamètre extérieur différent. La fibre finalement réalisée a un rayon extérieur de $55 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$. Son profil d'indice de réfraction, mesuré par la méthode du champ proche réfracté avec un appareil York Fcm1000, est représenté sur la figure 65.

La concentration en erbium est évaluée à 750 ppm à partir des mesures de l'atténuation (ou absorption) recoupées avec des mesures de spectre, ce qui suppose l'utilisation de courtes longueurs de fibre (de quelques mètres à une dizaine de mètres au maximum) pour obtenir des gains optimaux dans nos expériences. Le profil mesuré (figure 65) présente quelques imperfections. Il est important aussi de noter que l'étroitesse du cœur central pose des problèmes à l'appareil de mesure pour déterminer l'indice de réfraction

maximal de celui-ci avec une grande précision : le pas de mesure est grand par rapport au rayon du cœur central ($\delta\lambda = 0,2 \mu\text{m}$) et la résolution spatiale (on effectue la caractérisation en injectant un signal provenant d'une source dont la longueur d'onde est 633 nm) est de 0,4 à 0,5 nm. La mesure de la différence d'indice Δ_1 doit donc être confirmée par comparaison avec celle de l'ouverture numérique de la fibre.

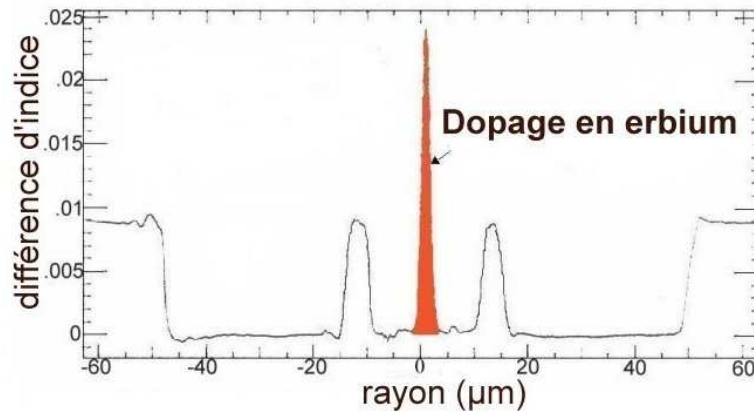


Figure 65. Profil d'indice de réfraction expérimental de la fibre amplificatrice dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

Compte tenu de ces observations, les paramètres de notre fibre amplificatrice dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques, mesurés et confirmés sont exprimés dans le tableau 7.

rayon (μm)	pourcentage de germanium (% molaire)	indice de réfraction à 1550 nm	différence d'indice
$r_1 = 1,1$	19,4 %	$n_1 = 1,474$	
$r_2 = 10,9$	5,81 %	$n_2 = 1,444$	$\Delta_1 = n_1 - n_2 = 0,030$
$r_3 = 15,9$	0 %	$n_3 = 1,453$	$\Delta_2 = n_3 - n_2 = 0,009$

Tableau 7. Paramètres optogéométriques de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques ayant un diamètre extérieur de $110\mu\text{m}$ à la longueur d'onde de 1550 nm.

La figure 66 montre la simulation de la dispersion chromatique de cette fibre calculée par le logiciel fondé sur la méthode matricielle. Bien que la dispersion minimale de la fibre soit $-692 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à 1570 nm et donc hors de la bande C, l'ensemble de la plage spectrale allant de 1530 à 1560 nm présente bien une dispersion chromatique négative. La dispersion est plus faible que celle qu'on s'était fixée dans les premières simulations parce que le profil

d'indice de réfraction n'est pas optimisé. La largeur à mi-hauteur de la courbe est de 18 nm. Bien que le modèle et la fibre réalisée ont un profil voisin, ces deux structures ont des dispersions chromatiques (variation d'environ 800 ps/(nm.km)) et des longueurs d'onde d'accord de phase (décalage de 19 nm) différentes ce qui prouve encore la sensibilité de cette forme de profil aux paramètres optogéométriques.

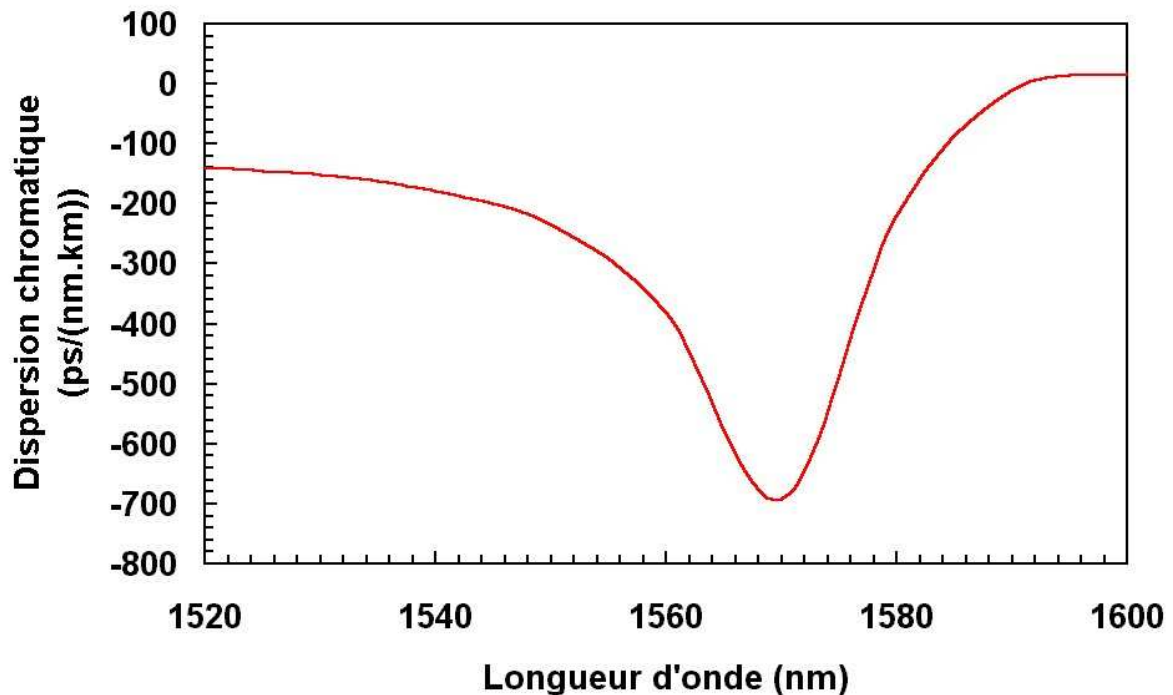


Figure 66. Simulation de la dispersion de la fibre réalisée

Cette fibre étant réalisée, de premières mesures du gain sont effectuées. Or, ces résultats expérimentaux sont très différents par rapport à ceux obtenus par le modèle, développé dans le chapitre précédent, qui est utilisé couramment pour ce type de fibre [3-1] [3-2] (publications purement théoriques sans expériences). La théorie expliquant l'amplification dans les fibres à deux cœurs concentriques doit donc être revue.

En effet, à l'inverse des EDFAs classiques qui sont toujours monomodes dans la bande C, cette fibre est faiblement multimode dans le domaine spectral d'amplification [1-10]. Le comportement en amplification de telles fibres peut donc dépendre des différents modes guidés [3-3] [3-4]. Les facteurs de confinement de signal et de pompe s'en trouvent donc modifiés. De plus il a été montré que pour de courtes longueurs de fibre à deux cœurs concentriques insérées entre deux tronçons de fibre monomode standard, une fonction de filtrage existe, centrée à la longueur d'onde d'accord de phase. Celle-ci doit elle aussi être

prise en compte lors de nos calculs du gain de la fibre dopée. Je vais donc vous présenter le calcul des facteurs de confinement dans le cas de fibres multimodes et des notions de transmittance qui seront introduit dans le logiciel de simulation.

II.1 Amélioration du modèle d'amplification

II.1.a Calcul du champ lumineux pour une fibre multimode

Soit E_{tot} , le champ lumineux de la fibre. E_{tot} peut être considéré comme étant une somme discrète de M modes :

$$\vec{E}_{TOT}(r, z) = \sum_{m=1}^M a_m \vec{E}_m \quad (3-1)$$

avec M le nombre de modes guidés, E_m champ électrique du mode m et a_m amplitude du m^{ème} mode.

Comme la variation de l'indice de réfraction est faible sur la section transverse de la fibre optique, on peut se placer dans le cas de l'approximation du guidage faible [3-5] : dans ce cas là, on peut considérer le champ électrique de chaque mode comme scalaire. Il s'écrit donc :

$$E_m(r) = \Psi_m e^{i\beta_m z} \quad (3-2)$$

Avec Ψ_m et β_m respectivement la distribution radiale du champ électrique et la constante de propagation du mode m.

Dans la pratique, cette fibre optique sera soudée en amont avec une fibre à saut d'indice de rayon de cœur a et dont les indices de réfraction du cœur et de la gaine sont respectivement n_1 et n_2 . Celle-ci est monomode dans la bande spectrale de travail. La fibre à deux cœurs concentriques aura comme excitation lumineuse le mode provenant de cette fibre. Or, D. Marcuse a montré dans [3-6] que la distribution radiale de ce mode, sur une plage de fréquences réduites définie par $1,7 < V < 2,4$, peut être approchée par une fonction de Gauss E_G d'amplitude unitaire qui s'exprime par :

$$E_G = e^{-\frac{r^2}{w_0^2}} \quad (3-3)$$

avec w_0 rayon de champ de mode ou largeur à $1/e$ en amplitude. w_0 varie en suivant l'approximation :

$$w_0 = a \left(0,65 + \frac{1,619}{\sqrt{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (3-4)$$

Ces deux dernières équations nous permettent de déterminer la distribution radiale de la source d'excitation. Connaissant les distributions radiales du mode m et de l'onde d'excitation, on peut définir l'amplitude a_m telle que :

$$a_m = \frac{\int_0^{\infty} E_m(r) E_G(r) r dr}{\int_0^{\infty} E_m^2(r) r dr} \quad (3-5)$$

La distribution radiale du champ lumineux de la fibre Ψ_{TOT} s'exprime alors comme étant :

$$\Psi_{TOT} = \sum_{m=1}^M a_m \Psi_m \quad (3-6)$$

Connaissant la distribution radiale du champ lumineux se propageant dans la fibre, on peut donc calculer le facteur de confinement Γ_{TOT} de la même façon que pour une fibre monomode. Si on suppose que le cœur central de rayon a de la fibre est dopé en erbium, on a donc :

$$\Gamma_{TOT} = \frac{\int_0^a |\Psi_{TOT}(r)|^2 r dr}{\int_0^{\infty} |\Psi_{TOT}(r)|^2 r dr} \quad (3-7)$$

II.1.b Notion de transmittance d'une fibre à deux cœurs concentriques

Il a été démontré qu'une fibre à deux cœurs concentriques permet de réaliser un filtre spectral stop-bande [3-7] [1-43] quand celle-ci est placée entre deux tronçons de fibre monomode standard. Cet effet est très marqué pour de courtes longueurs de fibre à deux

cœurs concentriques. Le pic d'atténuation créé par ce filtre est centrée à λ_0 , la longueur d'onde d'accord de phase. Il nous faudra donc dans la partie pratique de ce mémoire mesurer la transmittance de la fibre réalisée, afin d'en tenir compte lors des calculs de gain de cette fibre.

De plus, en ajustant le profil optogéométrique de la fibre, on peut positionner ce pic d'atténuation dans la bande spectrale d'amplification de la fibre comme par exemple sur le deuxième pic de gain situé autour de 1560 nm dans les fibres germanosilicates. Il a été démontré [1-43] que la longueur de fibre permet de déterminer l'atténuation ainsi que la largeur à la base du filtre. La longueur détermine aussi le gain maximal de la fibre à chaque longueur d'onde : pour de courtes longueurs de fibre, le premier pic est prédominant, en revanche pour de plus grande longueur, c'est le second qui est le plus élevé, le premier peut même être supprimé. En combinant des choix judicieux de la position de λ_0 (sur le deuxième pic d'amplification) et de la longueur de la fibre (plutôt longue pour éliminer le premier pic), on peut donc espérer obtenir un gain relativement plat sur l'ensemble de la bande C (figure 67). (On peut aussi placer λ_0 sur le premier pic d'amplification et prendre une courte longueur de fibre pour supprimer le second pic)

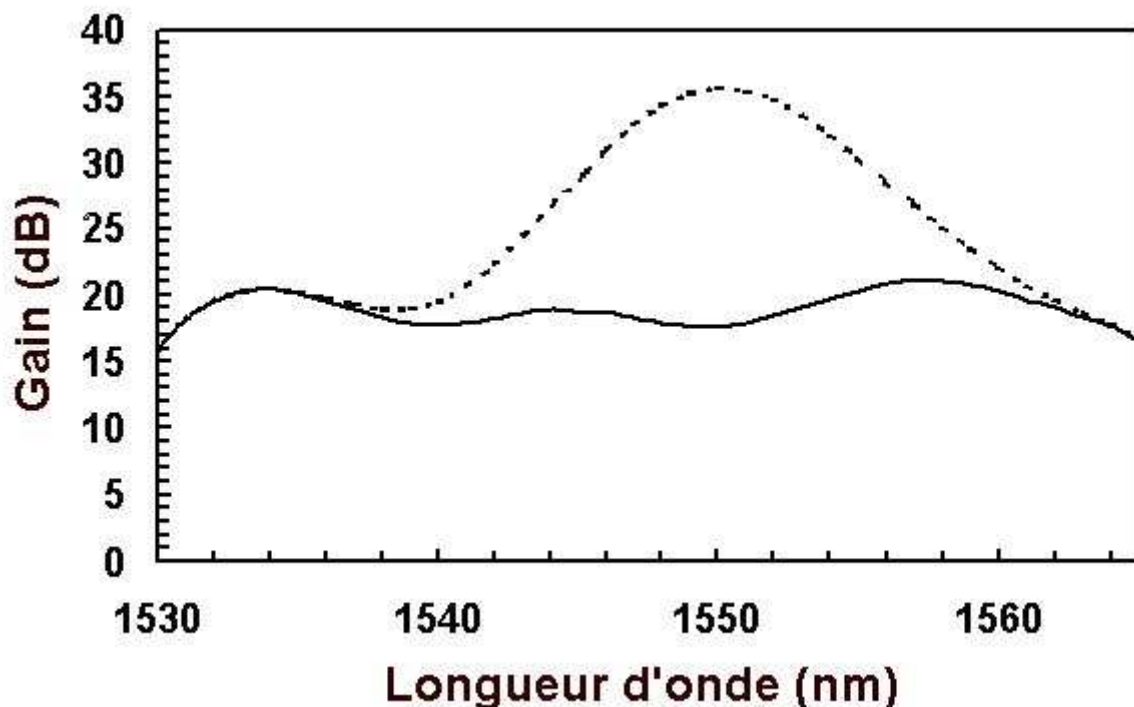


Figure 67. Gain d'un EDFA classique (pointillés) et gain d'une fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques (traits pleins)

II.2 Application du calcul du champ lumineux dans le cas d'une fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

Comme nous l'avons déjà vu auparavant, une des caractéristiques principales des fibres à deux cœurs concentriques est que leur dispersion chromatique est fortement négative à une certaine longueur d'onde donnée notée λ_0 .

Dans une fibre à deux cœurs, deux modes se propagent le mode fondamental et le second mode appelés respectivement supermode 1 et supermode 2 [1-10]. Ces deux supermodes se caractérisent par un comportement singulier :

- Le supermode 1 est principalement guidé dans le cœur central pour des longueurs d'onde inférieures à λ_0 , Quand la longueur d'onde devient proche de λ_0 , le mode commence à s'étendre dans le cœur annulaire et diminue donc d'intensité dans le cœur central. Enfin pour des longueurs d'onde supérieures à λ_0 , le champ est principalement guidé dans le cœur externe (figure 68) (la distribution radiale du champ nous est fournie par le logiciel basé sur la méthode matricielle).

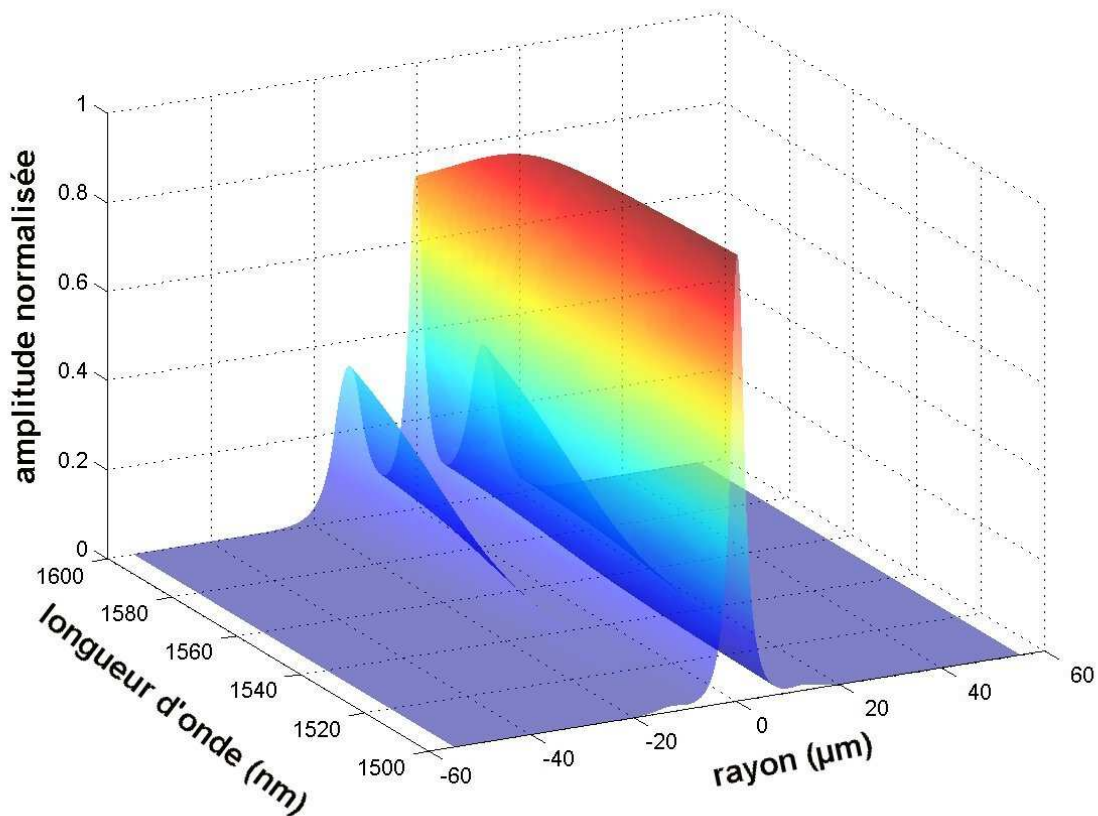


Figure 68. Amplitude normalisée du champ du mode fondamental de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

- Le supermode 2 présente un comportement inverse à celui du supermode 1 quant à la localisation de son énergie en fonction de la longueur d'onde (figure 69).

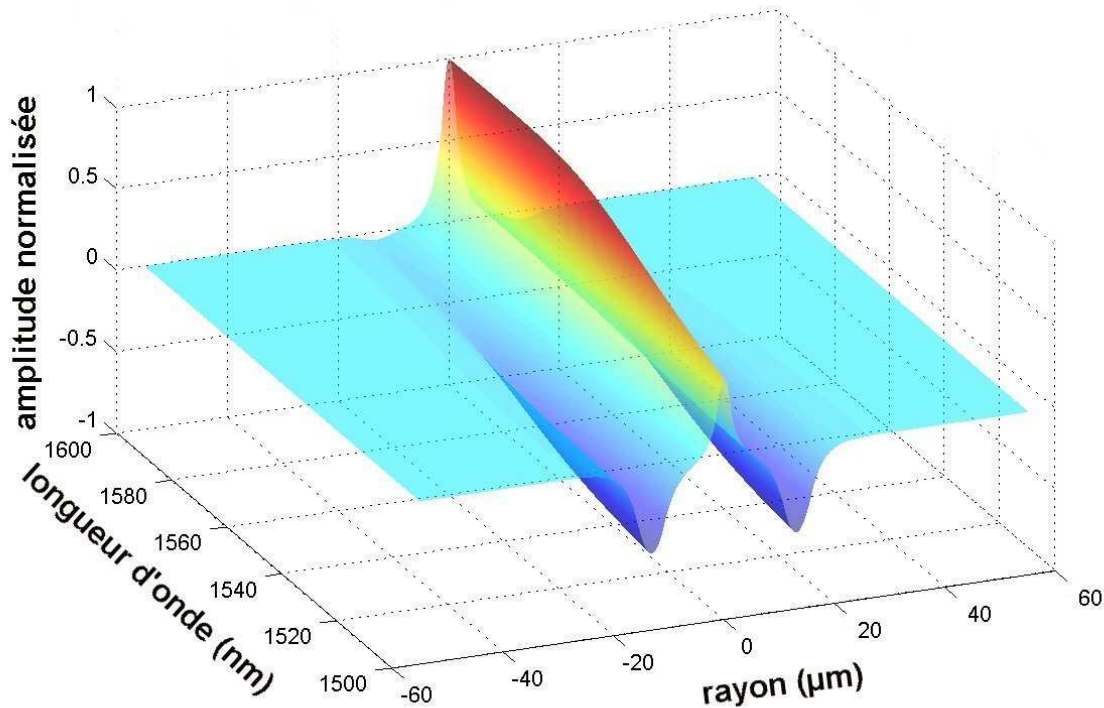


Figure 69. Amplitude normalisée du champ du second mode de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

Connaissant les distributions radiales des deux modes et celle de la source d'excitation, on peut définir leurs amplitudes a_1 et a_2 en fonction de la longueur d'onde. La figure 70 nous donne l'évolution spectrale des deux amplitudes des supermodes 1 et 2 en fonction de la longueur d'onde. a_1 est proche de l'unité pour les basses longueurs d'onde et commence à diminuer lorsque la longueur d'onde se rapproche de λ_0 à mesure que sa distribution radiale diverge de celle de la source. Après λ_0 , a_1 poursuit sa forte décroissance pour finir proche de la valeur nulle. Comme nous l'avons vu pour les performances de guidage, l'amplitude a_2 du supermode 2 se caractérise par un comportement spectral inverse à a_1 : il est minimal et proche de 0 aux basses longueurs d'onde, commence à augmenter quand

il se rapproche de λ_0 , puis finit en tendant vers un maximum proche de 1 (l'allure du champ étant approximativement gaussienne comme celle du mode d'excitation).

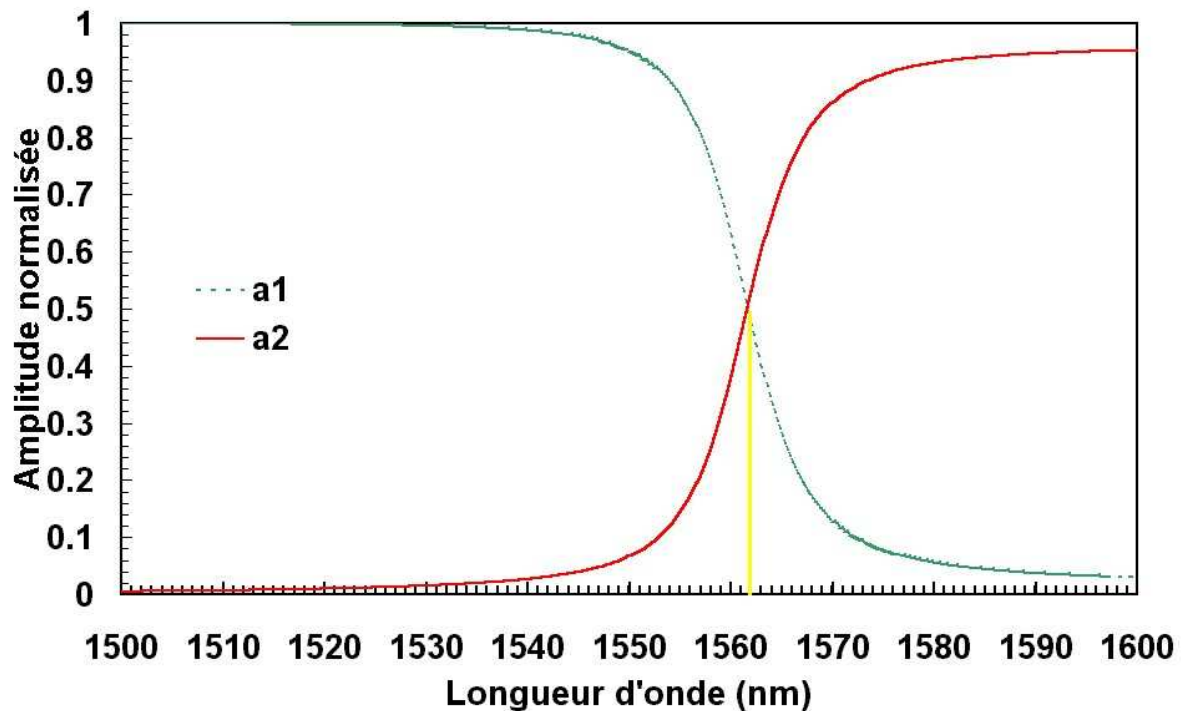


Figure 70. Évolutions spectrales des amplitudes des deux modes de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

Connaissant les amplitudes des deux modes, on peut donc déterminer le facteur de confinement du champ lumineux sur l'aire dopée à l'erbium (localisée dans le cœur central de notre fibre à deux cœurs concentriques).

La figure 71 nous montre l'évolution spectrale de ce facteur de confinement, ainsi que celle des deux supermodes qui se propagent dans notre fibre. Le facteur de confinement total est voisin de 0,5 sur la bande C ce qui est du même ordre qu'un EDFA classique (monomode). Le facteur de recouvrement du mode fondamental est maximal aux basses longueurs d'onde, ce qui s'explique par le fait que le mode fondamental est principalement guidé le cœur central, zone où se localise le dopage en erbium dans cette plage spectrale. Il commence à décroître fortement un peu avant λ_0 car le supermode 1 commence à se propager dans le cœur annulaire qui, lui, n'est pas dopé. Il devient même inférieur à 0,1 à seulement $\delta\lambda = 5$ nm de λ_0 .

Si seul le mode fondamental est amplifié par la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques, supposons que λ_0 soit à 1530 nm, c'est à dire en début de bande C, voir même très inférieure à 1530 nm, aucune amplification ne serait possible ce qui contredit les divers expériences que j'ai mené. Le facteur de confinement du supermode 2 doit donc lui aussi être pris en compte dans nos calculs. IL a un comportement inverse à celui du supermode 1 qui s'explique par le fait que le second mode se propage principalement dans le cœur annulaire aux basses longueurs d'onde et donc hors de la zone de dopage pour finir par être surtout guidé par le cœur central aux grandes longueurs d'onde.

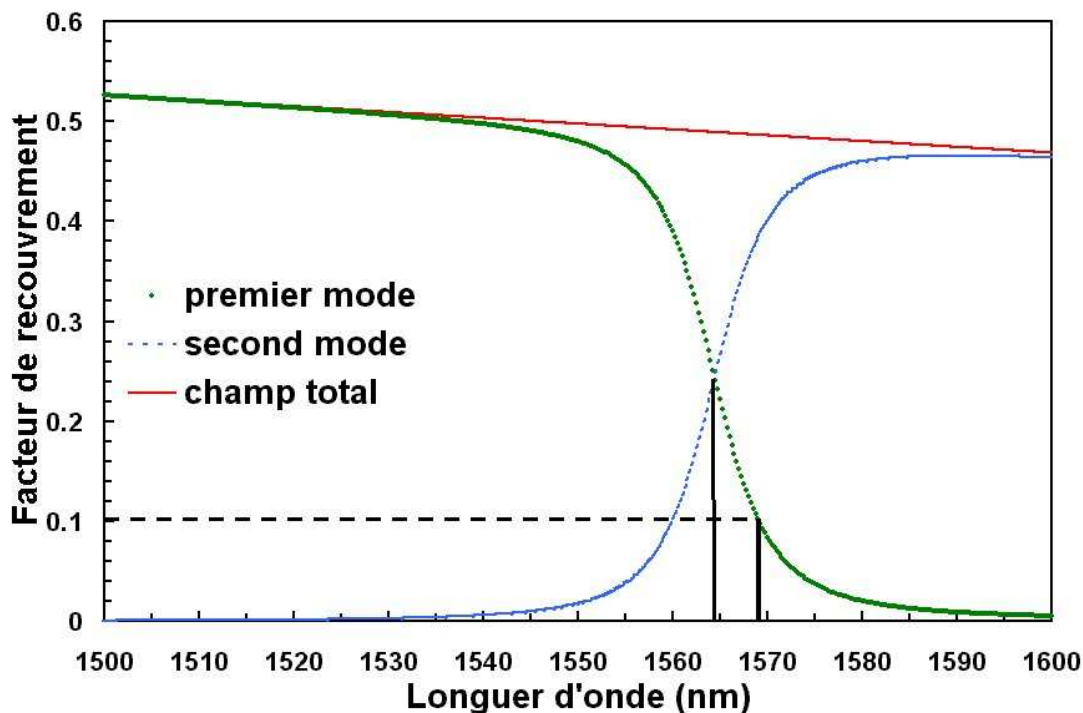


Figure 71. Évolutions spectrales des facteurs de recouvrement

Le facteur de confinement Γ_p de la pompe est calculé de la même manière. Cependant les amplitudes a_1 et a_2 étant très proche respectivement de 1 et 0 à 980 nm, le champ total est principalement formé par le mode fondamental. La valeur de Γ_p est voisine de 0,8 ce qui est le cas des EDFAs classiques (monomodes).

Le facteur de confinement du champ lumineux de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques étant connu, on peut par conséquent calculer le comportement en amplification de notre fibre, en intégrant la fonction filtrage de la fibre.

II.3 Banc de mesure des pertes

Le coefficient de transmission d'une fibre optique peut être évalué expérimentalement par la mesure de deux puissances à une longueur d'onde donnée. La figure suivante nous donne le schéma synoptique du banc de mesure de puissance que j'ai utilisé.

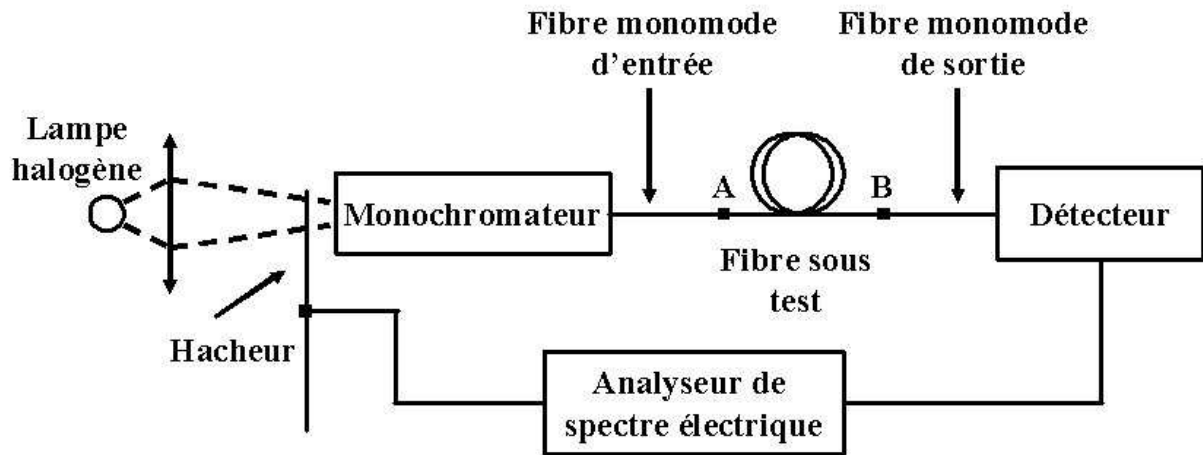


Figure 72. *Banc de mesure de la puissance transmise par une fibre optique en fonction de la longueur d'onde*

L'ensemble formé par la fibre monomode d'entrée, la fibre à deux cœurs concentriques et la fibre monomode de sortie constitue le dispositif sous test.

La lumière blanche d'une lampe halogène est partiellement focalisée sur l'entrée d'un monochromateur à réseau. Le hacheur placé en amont sert à moduler la lumière incidente en amplitude. Le faisceau sortant du monochromateur est propagé dans le cœur de la fibre monomode d'entrée. Cette fibre joue le rôle de filtre spectral. En effet, le faisceau en sortie de cette fibre a une largeur $\delta\lambda = 2,8$ nm centrée autour de la longueur d'onde λ accordable. De plus cette fibre joue aussi le rôle de filtre spatial en guidant le faisceau monomode gaussien en direction du cœur central de la fibre à deux cœurs concentriques. La lumière en sortie de l'ensemble est récupérée par un photo-détecteur au germanium. Cet appareil est refroidi à l'azote liquide en raison des faibles puissances optiques à détecter (de l'ordre de la dizaine de nW) et du fort courant de bruit dont les détecteurs de ce type sont affectés. Le photo-détecteur convertit en un courant électrique alternatif de fréquence f_h égale à celle du hacheur la puissance optique qu'il reçoit. L'analyseur de spectres électriques synchronisé sur f_h donne une valeur de tension électrique proportionnelle à la puissance lumineuse émergeant du filtre.

Le niveau de puissance de l'ensemble formé par les trois tronçons de fibre est tout d'abord mesuré. Ensuite, afin de ne pas modifier les conditions d'injection en sortie du monochromateur et de détection en entrée du photo-détecteur, on casse les soudures en A et B, on retire la fibre sous test, et on ressoude (après clivage) ces deux fibres monomodes l'une à l'autre. La perte de cette soudure est très faible du fait du parfait accord entre les modes des fibres (elles sont identiques). Cette opération revient à retirer le dispositif du banc de mesure. Une nouvelle mesure de la puissance est alors effectuée afin d'obtenir le niveau de puissance de référence prenant en compte les fonctions de transfert de l'ensemble formé par la source de lumière blanche, des fibres monomodes et du détecteur. Les pertes du filtre à une longueur d'onde λ peuvent donc être obtenues en faisant le rapport ramené au mètre de la puissance mesurée avec le filtre sur la puissance de référence.

II.4 Mesure de pertes

Le banc de mesure décrit ci-dessus est utilisé afin de mesurer les pertes d'un dispositif formé par notre fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques soudée à deux fibres monomodes. Cependant, la bande spectrale que l'on doit étudier, celle où se situe la dispersion la plus négative de notre fibre est aussi une bande d'absorption de l'ion erbium. Comme on doit réaliser la mesure en l'absence de pompe, les ions erbium vont pouvoir absorber le signal lumineux. La figure 73 nous donne l'évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde.

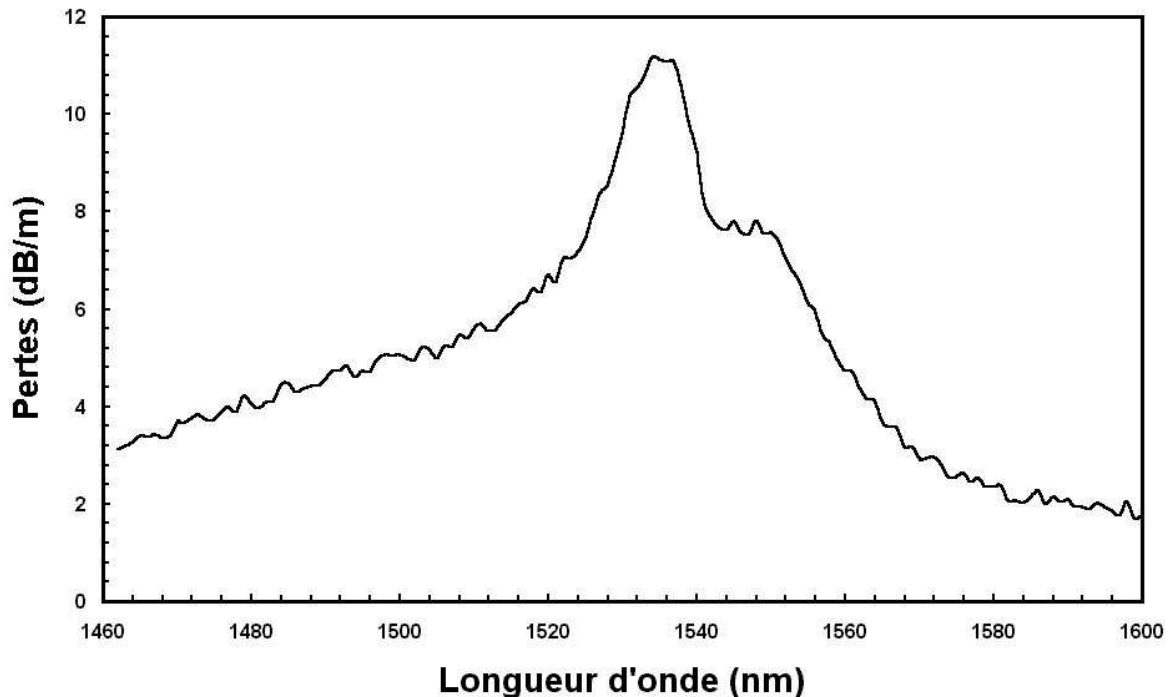


Figure 73. Évolution spectrale des pertes de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

L'effet de filtrage stop-bande n'est pas visible sur la courbe, seule l'absorption de l'erbium ressort du graphique. Elle est centrée à 1535 nm avec un maximum à plus de 8,1 dB/m. Cette valeur est en accord avec le fort dopage de notre fibre qui a une concentration en erbium de 750 ppm, (un EDFA classique dopée en erbium avec une concentration de 200 ppm a une absorption de l'ordre de 2 dB/m à 1535 nm). Cette forte absorption des ions erbium de notre fibre nous empêche de voir les capacités de filtrage de celle-ci. Une solution envisageable pour le futur serait de réaliser deux préformes dont le profil optogéométrique serait similaire à l'exception du cœur central, seule une des deux préformes étant dopée. Il serait alors possible de réaliser les mesures de la fonction de filtrage qui se produit à λ_0 , longueur d'onde de la dispersion chromatique la plus négative de notre fibre. Une seconde possibilité, plus simple et plus économique, serait de ne fabriquer qu'une seule préforme dont on aurait trempée qu'une partie dans la solution ionique contenant les ions erbium (voir chapitre I paragraphe VII.4 dépôt en phase liquide). Cette partie constituerait la préforme servant à la conception de la fibre amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique. L'autre partie nous permettrait d'étirer une fibre non dopée à deux cœurs concentriques qui permettrait de relever la fonction filtre dans une bande spectrale centrée sur λ_0 .

Cette fonction est donc extrapolée théoriquement [1-43] du profil de la fibre supposée sans erbium par une gaussienne centrée sur λ_0 et de largeur à mi-hauteur égale à 7 nm. La figure suivante donne cette fonction

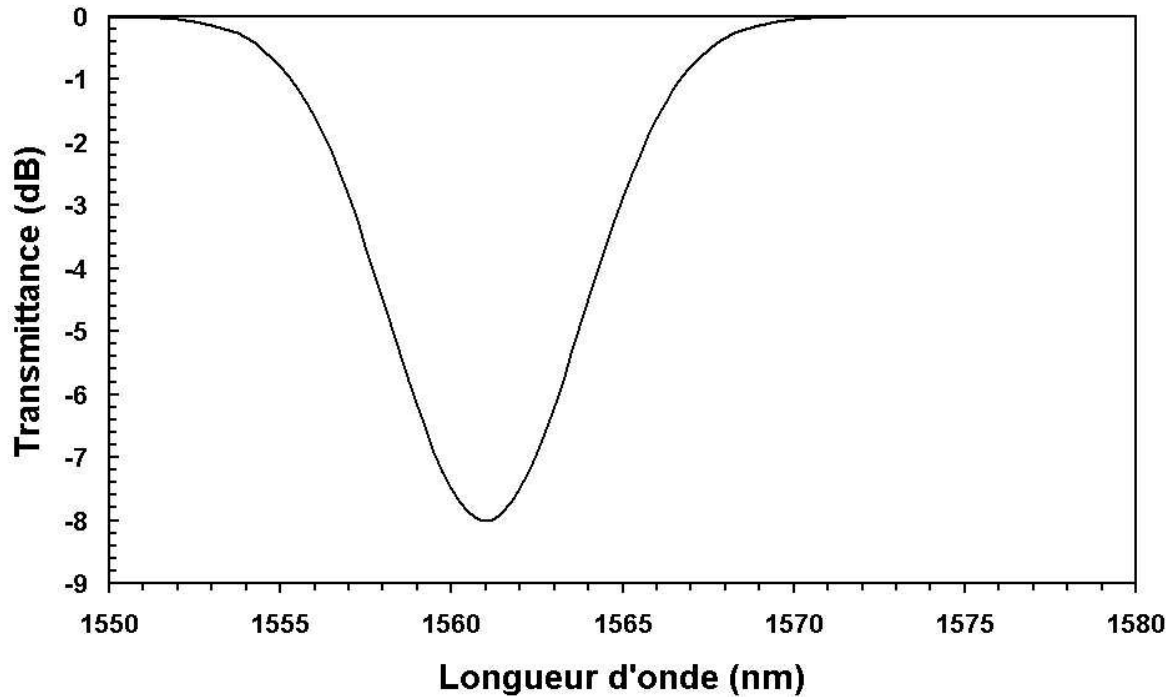


Figure 74. *Évaluation de la transmittance de 10 m de fibre*

Les résultats de la simulation pris avec les paramètres optogéométriques définis dans le tableau 6 sont donnés dans la figure 74 pour 10 m de fibre (longueur pour laquelle le gain mesuré est maximal dans l'ensemble de la bande C) pompé par 150 mW à $\lambda_p = 980$ nm.

L'allure générale du spectre de gain de notre fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques diffère fortement de celle d'un EDFA classique. On obtient un gain maximal de 30 dB. Les deux pics sont situés respectivement à 1537 et 1553 nm.

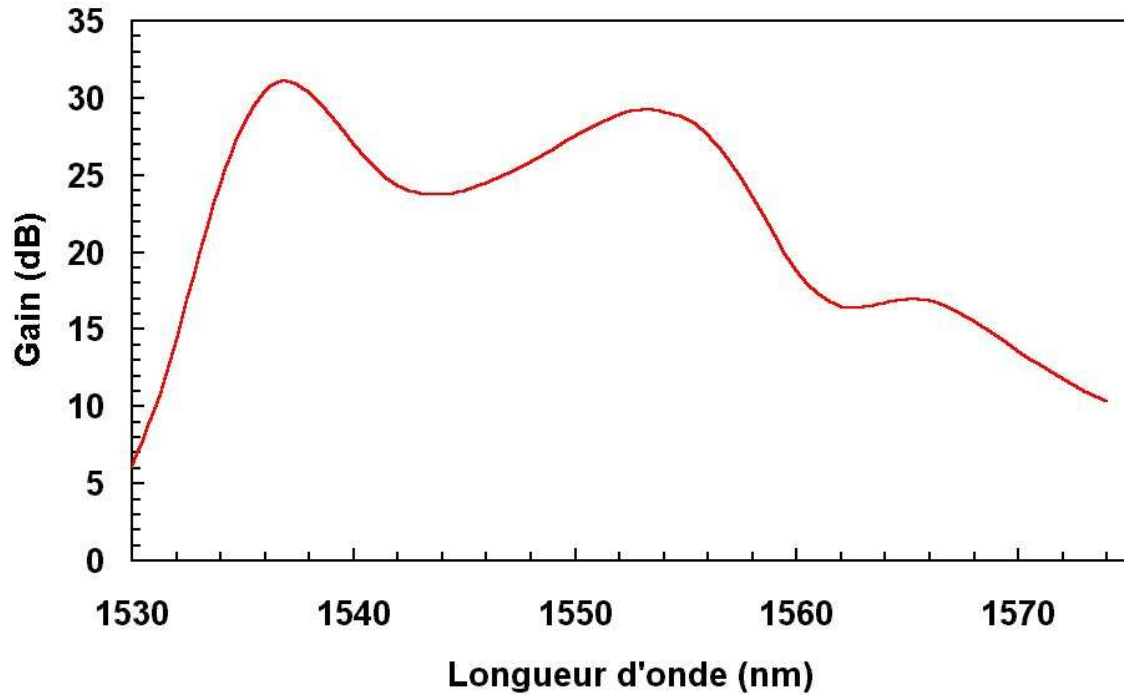


Figure 75. Courbe de gain théorique de la fibre réalisée

Nous allons pouvoir maintenant vous présenter la caractérisation complète de cette fibre et la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques tant du point de vue du gain que la dispersion chromatique.

III Caractérisation de la fibre réalisée.

III.1 Performances en termes d'amplification

III.1.a Banc de mesure du gain

Nous allons maintenant déterminer les performances de notre fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques dans le domaine de l'amplification. Pour cela, on utilise la même technique que pour un EDFA classique (figure 76). On réalise un pompage copropagatif à $\lambda_p = 980$ nm grâce une diode laser dont la température et donc la puissance délivrée sont contrôlées par effet Peltier. La source de signal est une source laser accordable

en longueur d'onde (λ_s) et le détecteur est un analyseur de spectre optique. Un coupleur permet d'injecter simultanément le signal et la pompe. De nombreuses mesures ont été effectuées montrant que la longueur de fibre pour laquelle le gain est maximal dans l'ensemble de la bande C est égale à 10 m. Notre étude est donc réalisée avec 10 m de fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques. Sauf indication contraire, toutes les mesures ont été accomplies alors que la fibre était enroulée sur une bobine de rayon égal à 7,5 cm. Or, il a été montré que le diamètre d'enroulement des fibres à deux cœurs concentriques influence de manière significative les performances spectrales de la fibre [3-8] [1-43]. Ce point, ignoré pour l'instant dans nos simulations, sera éclairci en détail dans l'exposé des résultats expérimentaux suivant.

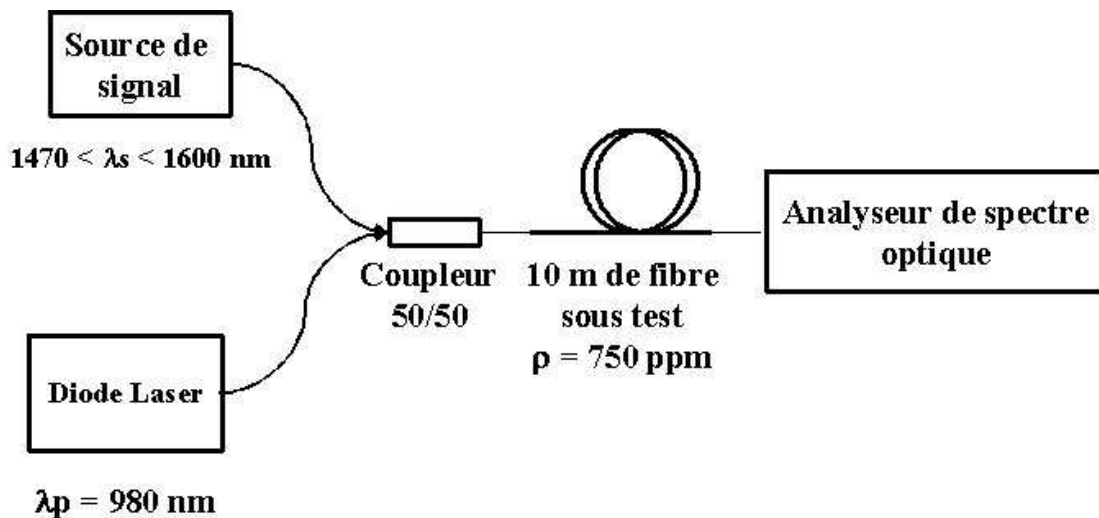


Figure 76. Banc de mesure de l'amplification

Les soudures réalisées à chaque extrémité de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques ne sont pas optimisées par des refusions multiples pour éviter une diffusion trop importante du germanium qui pourrait entraîner l'injection du signal dans le cœur annulaire (on veut forcer l'injection du signal dans le cœur central).

Afin de réaliser les mesures dans les meilleures conditions de stabilité, j'ai automatisé le banc de mesure grâce à un programme conçu sous LabViewTM (National Instruments).

III.1.b Spectre d'ASE

Dans un premier temps, je n'injecte pas de signal dans la fibre. Seule la pompe est envoyée. On observe le spectre d'ASE récupéré par l'analyseur de spectre optique qui varie

en fonction de la puissance de pompe injectée (figure 77). Les différentes puissances de pompe, notées P_p sur le graphique, ont été mesurées avant la soudure entre la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques et la fibre d'amorce.

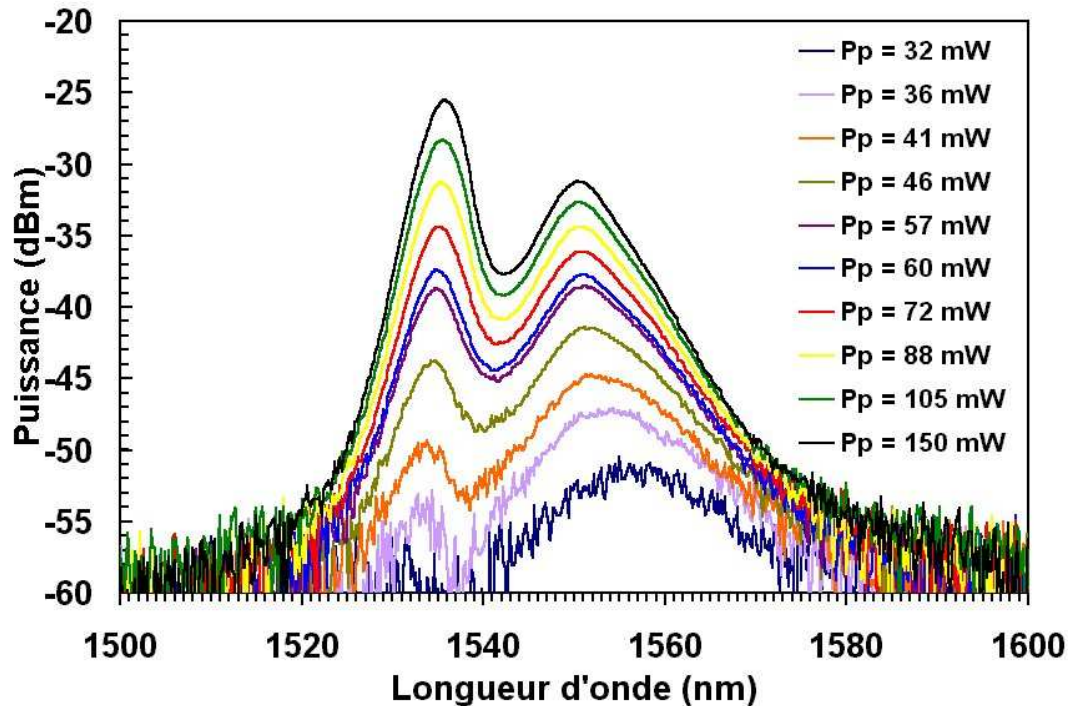


Figure 77. Évolution spectrale du bruit d'ASE en fonction de la puissance de pompe

Les différents spectres d'ASE se caractérisent par le fait qu'ils possèdent tous deux pics. Quand P_p est maximale et vaut 150 mW, ceux-ci se situent aux longueurs d'onde égales à 1535,8 et 1550,4 nm. Plus la puissance de pompe diminue, plus le premier pic se décale vers des longueurs d'onde basses et plus le second se déplace vers les longueurs d'onde hautes (par exemple quand P_p vaut 36 mW, le premier pic est à 1533,8 nm, le second à 1554,2 nm). Pour des puissances de pompe supérieures à 57 mW, le premier pic est prépondérant devant le second, alors que pour des puissances inférieures c'est l'inverse. Par rapport à un EDFA classique, le second pic est décalé vers une longueur d'onde plus basse car en général il se trouve aux alentours de 1560 nm. En fait il semble que celui ci soit tronqué ce qui prouve l'action du filtre même sur le spectre d'ASE. Le creux entre les deux pics est situé à 1542,2 nm.

III.1.c Gain de la fibre

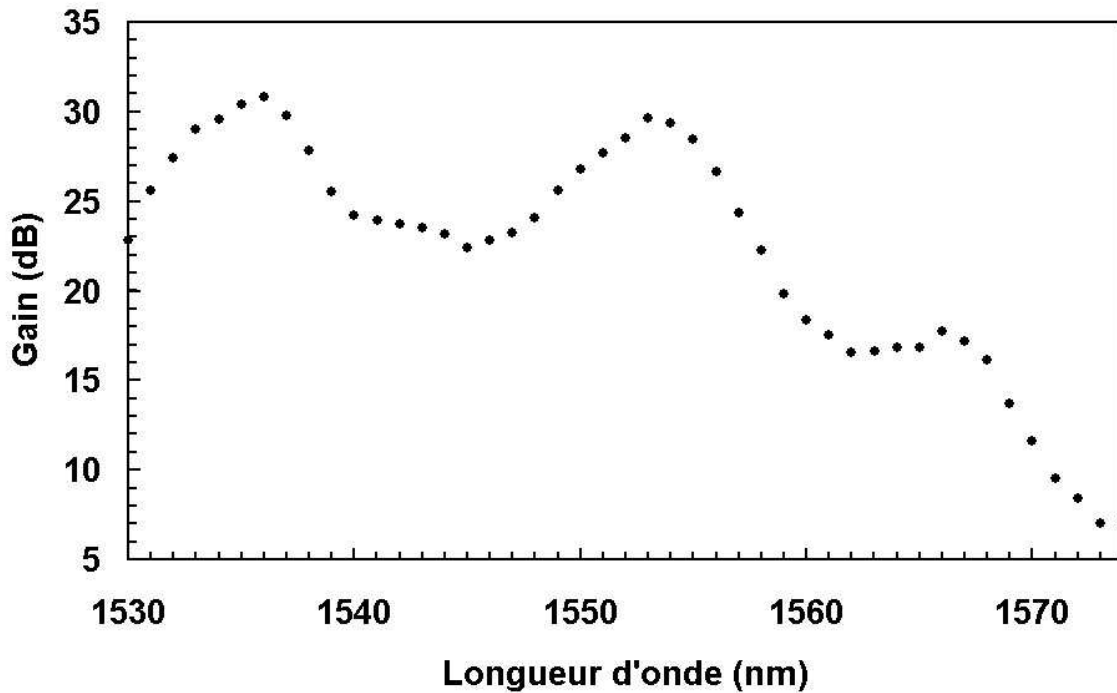


Figure 78. *Évolution spectrale du gain de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques ($L = 10$ m, $P_p = 150$ mW, $P_s = -39$ dB, $\rho = 750$ ppm)*

Afin d'étudier le comportement en amplification de notre fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques, on injecte dans celle-ci un signal de puissance égale à -39 dBm à une longueur d'onde λ_s ajustable entre 1530 et 1575 nm. La puissance de pompe est fixée à 150 mW de façon à obtenir un gain maximal de l'ordre de 30 dB. La figure 78 nous montre les résultats expérimentaux obtenus dans ces conditions.

L'allure générale du spectre de gain de notre fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques diffère fortement de la forme du spectre d'ASE, ce qui est un comportement singulier par rapport à un EDFA classique. Le spectre de gain comporte trois pics dont deux prépondérants correspondant aux pics d'ASE observés précédemment. Le premier pic est centré à 1536 nm, il y a une variation de 0,2 nm entre les deux spectres qui peut s'expliquer par le fait que les mesures du gain sont faites tous les nanomètres alors que celles de l'ASE sont réalisées tous les 0,2 nm. En revanche le second pic est situé à 1553 nm soit à plus de 2 nm par rapport à celui de l'ASE. Leurs gains respectifs sont de 30,8 dB et 29,7 dB. Sur l'ensemble de la bande C, la fibre a un gain qui varie au maximum de 14 dB, le minimum étant 16,8 dB, le maximum 30,8 dB. Le creux central est positionné à 1545 nm (3 nm d'écart

avec celui de l'ASE) et vaut 22,4 dB. La forme du spectre de gain se singularise surtout par un creux très marqué centré sur 1562 nm. Ce phénomène est vraiment particulier car on ne le note jamais avec un EDFA classique. Ce creux est donc dû au caractère spectralement filtrant [1-43] [3-7] des fibres à deux cœurs concentriques. Il a été démontré qu'elles constituent un filtre stop-bande centré autour de λ_0 .

1) Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation

Afin de réaliser la simulation, on applique un signal, à une longueur d'onde variant de 1535 à 1575 nm par pas de 1 nm, de puissance égale à la puissance de signal mesurée en entrée de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques. Les pertes en entrées et sortie de la fibre sont égales à 3 dB.

La figure suivante fournit les spectres de gain expérimental et calculé par simulation.

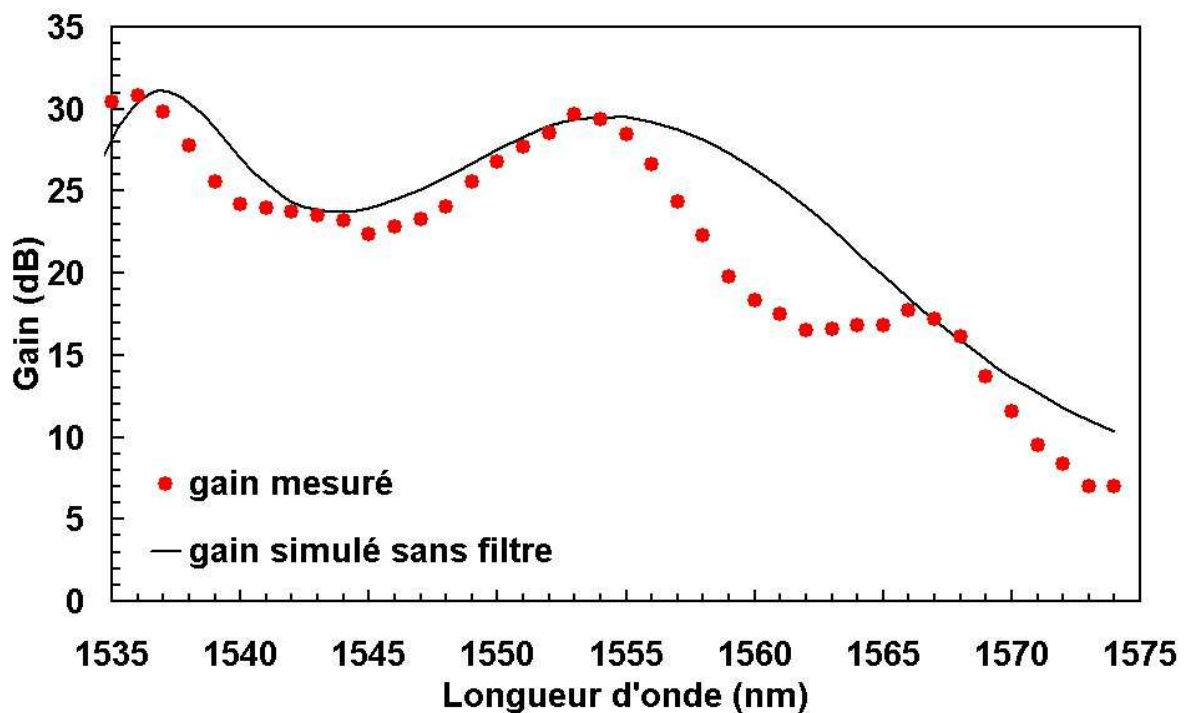


Figure 79. Gain de la fibre mesuré et calculé sans l'ajout de la fonction filtre

La figure 79 nous montre les résultats du calcul du gain sans la fonction filtre stop-bande. La simulation donne des résultats corrects jusqu'à 1554 nm. Après on voit que ces résultats divergent des mesures. Une fonction de filtrage doit exister, centrée à 1561 nm. Il faut donc en tenir compte lors de la simulation du comportement en amplification de notre fibre.

Si on applique la fonction définie dans le paragraphe III.4, on obtient les résultats donnés dans la figure 80.

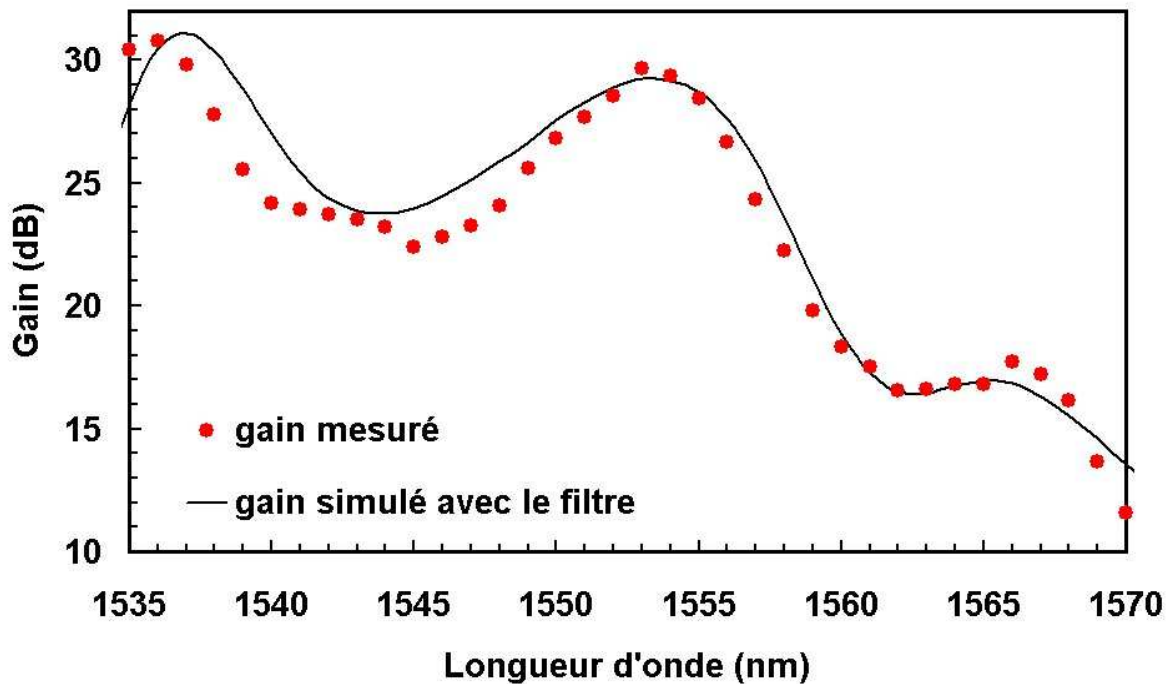


Figure 80. Évolution spectrale du gain simulé et expérimental ($L = 10 \text{ m}$, $P_p = 150 \text{ mW}$, $P_s = -39 \text{ dB}$, $\rho = 750 \text{ ppm}$)

On constate une très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation dès que l'on introduit la notion de filtre. Les quelques différences qui peuvent exister sont dues au fait que le profil réel de notre fibre n'est pas vraiment à symétrie de révolution et que les sections efficaces d'émission et d'absorption utilisées dans le calcul n'ont pas été mesurées sur notre fibre mais sont des sections de référence. De plus notre fibre est enroulée sur une bobine, ce qui modifie légèrement la distribution radiale des champs [1-43]. Néanmoins, on peut estimer que notre logiciel est validé. Cela prouve aussi que la fonction de filtrage ne doit pas être omise.

Il a été démontré [3-8] [1-43] que la longueur d'onde centrale λ_0 de la transmittance d'une fibre optique à deux cœurs concentriques peut être décalée en ajustant son diamètre d'enroulement. J'ai donc utilisé cette propriété spécifique de ces fibres pour modifier la forme du gain.

2) Modification du spectre de gain en fonction du diamètre d'enroulement

On conserve le même banc de mesure ainsi que la même méthode de mesure du gain que précédemment, seul le diamètre du tambour sur lequel la fibre sous test est enroulée change. Les enroulements sur les bobines sont effectués très précautionneusement afin de ne pas introduire de microcourbures de défauts. Les différents gains expérimentaux obtenus en fonction de la longueur d'onde sont représentés sur la figure 81, pour des rayons de courbure de 15 cm, 7,5 cm, 4,35 cm et 3 cm.

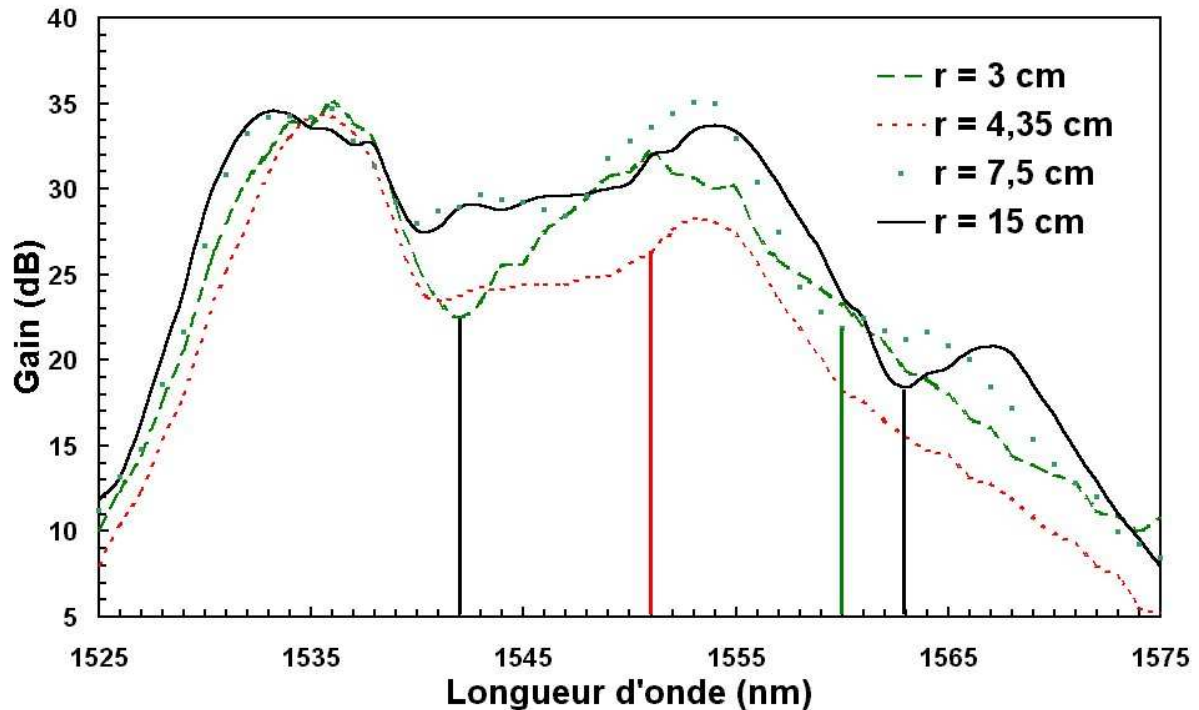


Figure 81. Spectres de gain expérimentaux de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques en fonction du rayon de courbure

La figure précédente nous montre que la longueur d'onde de dispersion minimale λ_0 se déplace en fonction du rayon de courbure r_c : plus r_c est petit, plus le déplacement vers des longueurs d'onde basses est important.

Le creux dû à la fonction de filtrage pour $r_c = 15$ cm est positionné à $\lambda_0 = 1563$ nm. Celui pour $r_c = 7,5$ cm est situé à $\lambda_0 = 1560$ nm alors qu'il était à 1562 nm lors de l'expérience présentée au paragraphe IV.1.C.a. Cette légère différence est attribuée au fait que pour réaliser ces mesures, nous avons toujours 10 m de fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques mais il s'agit d'un tronçon différent de celui utilisé pour la première mesure du gain. En revanche la position des deux pics de gain ne varie pas. Cette

caractéristique nous confirme que le spectre de gain est modifié uniquement autour de λ_0 . On constate ensuite qu'une diminution du rayon de courbure modifie sensiblement la courbe de gain. En particulier, un choix judicieux du rayon de courbure permet d'aplanir le gain comme le montre la courbe pour $r_c = 4,35$ cm. Le second pic est ainsi tronqué, λ_0 est ici estimée être égale à 1551 nm. En combinant ce choix, avec celui de la longueur de fibre utilisée qui influe sur les valeurs du gain aux niveaux des deux pics, on peut supposer obtenir un gain relativement plat sur l'ensemble de la bande C. Enfin lorsque le rayon de courbure est diminué à 3 cm, le filtre est centré entre les deux pics de gain à λ_0 est égale à 1542 nm accentuant l'ondulation de gain.

Finalement j'ai exprimé le décalage λ_0 de en fonction de l'inverse du rayon de courbure dans la figure 82. La longueur d'onde d'accord de phase dans le cas où la fibre est droite est ici supposée se situer à 1564 nm.

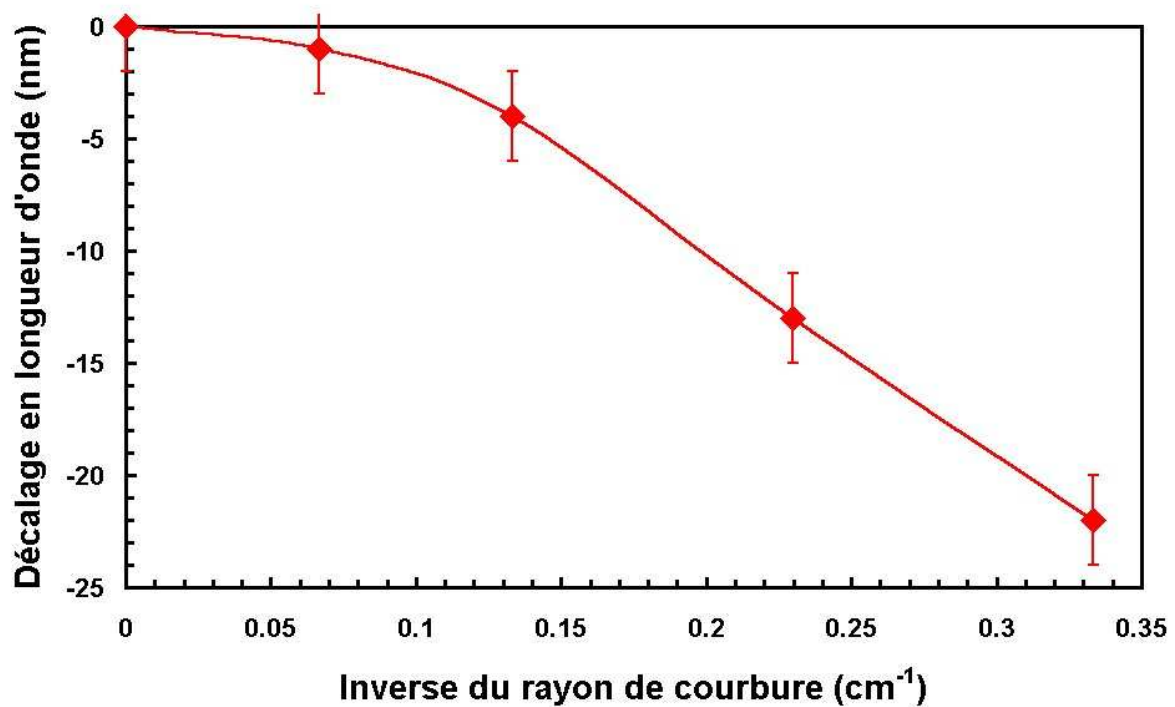


Figure 82. Évolution du positionnement de λ_0 en fonction du rayon de courbure de la fibre

On constate que pour des rayons de courbure inférieurs à 7,5 cm (et donc pour $1 / r_c$ supérieur $0,133 \text{ cm}^{-1}$), l'évolution de la position de λ_0 en fonction de $1 / r_c$ est linéaire. En revanche, pour des rayons de courbures plus grand, le décalage en longueur d'onde de λ_0 n'est

plus linéaire mais il varie proportionnellement en $1 / r_c^2$. Ces observations sont en parfait accord avec celle rapportées en [3-8].

Nous venons donc de caractériser la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques en termes d'amplification. Celle-ci présente un gain sur la bande C qui peut aller jusqu'à 30 dB comparable à ceux obtenus par les EDFAs classiques. De plus, un contrôle du profil d'indice de réfraction et de la longueur de fibre permet potentiellement d'obtenir un gain plat.

III.2 Dispersion chromatique de la fibre réalisée

Différentes techniques de mesure de la dispersion chromatique des fibres optiques peuvent être utilisées [1-10], citons par exemple l'utilisation d'interféromètres de Michelson ou de Mach-Zehnder. Pour notre part, nous disposons au sein du laboratoire d'un banc de mesure qui quantifie la dispersion chromatique des fibres à partir de la méthode décrite par la recommandation ITU-T n° G 650-Mesure de retard de phase.

III.2.a Banc de mesure CD 300 (E.G &G)

Le principe de la mesure du retard de phase est représenté dans la figure 83.

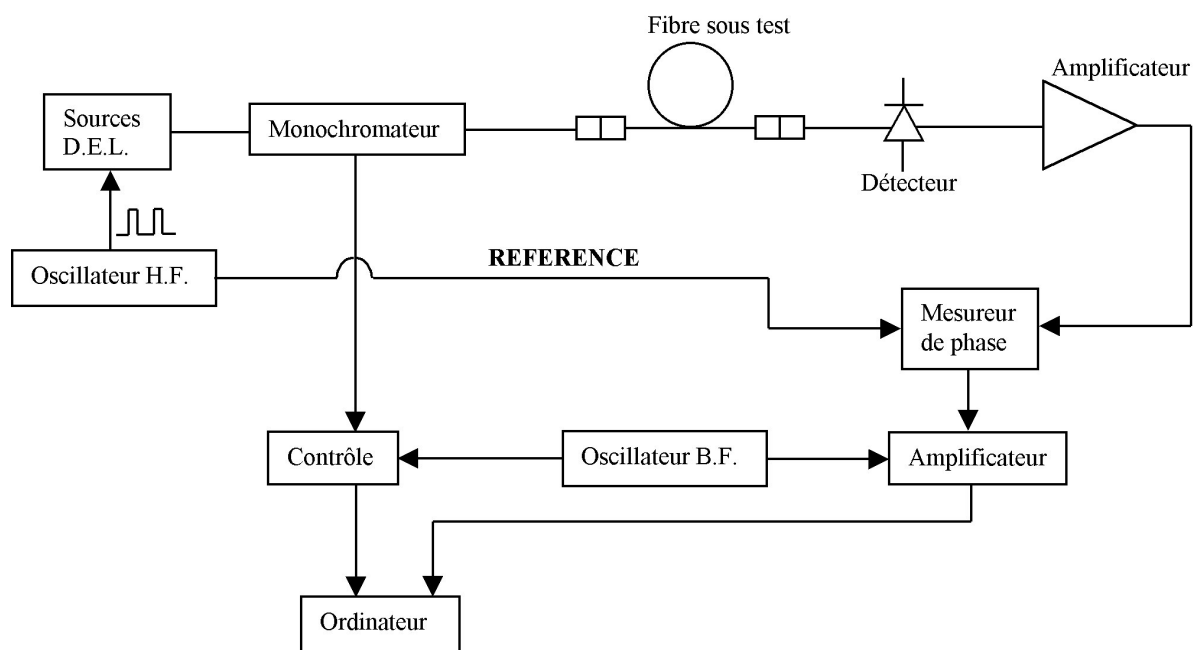


Figure 83. Principe de mesure de l'appareil CD300

L'originalité de la technique utilisée par l'appareil réside dans le fait que, pour calculer la dispersion chromatique à une longueur d'onde donnée λ , celui-ci détermine le retard temporel entre deux longueurs d'onde voisines $(\lambda + \delta\lambda)$ et $(\lambda - \delta\lambda)$ avec $\delta\lambda$ petit nous fournissant ainsi directement la mesure de la valeur de dispersion chromatique.

Le temps de groupe t_g dans la fibre optique sous test peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$t_g(\lambda) = \frac{N(\lambda)L}{c} \quad (3-8)$$

avec $N(\lambda)$, évolution de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, L , longueur de la fibre sous test, c , vitesse de la lumière.

L'allongement temporel τ peut alors s'écrire comme étant :

$$\tau = \frac{\partial t_g}{\partial \lambda} \Delta\lambda \quad (3-9)$$

avec $\Delta\lambda$, largeur de l'impulsion du signal

La dispersion chromatique s'exprime alors comme la variation spectrale de l'allongement temporel, c'est à dire de la dérivée du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. L'obtention directe de cette variation nous donne la mesure de la valeur de la dispersion chromatique.

$$D_{\text{chrom.}} = \frac{1}{L\Delta\lambda} \cdot \frac{\delta t_g}{\delta \lambda} \quad (3-10)$$

Ce procédé permet de déterminer la dispersion chromatique de fibre sans connaître à l'avance le type de dispersion à mesurer, tout en s'affranchissant du calcul de la dérivée du temps de groupe.

III.2.b Technique de mesure de la dispersion chromatique de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

La mesure de la dispersion chromatique de cette fibre nous a poussé à développer une technique particulière du fait des caractéristiques intrinsèques de la fibre et de l'appareil de mesure. En effet un des « inconvénients » de cet appareil est qu'il nécessite des tronçons de

fibre de plusieurs centaines de mètres car il est dédié à l'origine à la mesure de fibres monomodes standards pour lesquelles la variation de dispersion est faible, cette mesure étant ramenée ensuite au kilomètre. Si on ne caractérise que 10 m de fibre, on va donc multiplier l'imprécision de mesure par 100, il nous faut donc plusieurs centaines de mètres de fibre à tester. Or, pour de telles longueurs et en raison du dopage élevé (750 ppm), notre fibre dopée à l'erbium n'est plus amplificatrice, le signal est réabsorbé : on ne récupère par conséquent, plus de signal en sortie de fibre.

Ainsi, pour effectuer la mesure, il faut utiliser un tronçon de fibre monomode standard de quelques centaines de mètre et le souder à une courte longueur de notre fibre puis pomper l'ensemble de la ligne. Cependant, afin d'éviter la détérioration du détecteur de l'appareil de mesure, la puissance en sortie de fibre ne doit pas être trop importante. On doit donc pomper la fibre avec de faibles puissances de pompe, et donc se contenter de compenser les pertes d'absorption par le gain dans l'ensemble de la bande d'amplification. Le schéma synoptique de la mesure de dispersion est représenté dans la figure 84.

Notre ligne se compose donc d'un tronçon de 10 m de notre fibre (longueur de fibre pour laquelle le gain est maximal dans l'ensemble de la bande C) soudée à 700 m de fibre monomode standard. Le pompage est toujours à $\lambda_p = 980$ nm. Un isolateur est placé après l'ensemble sous test afin de détecter seulement le signal et non la pompe résiduelle. Un autre est placé en aval de la sortie de l'appareil de mesure afin d'éviter tout retour de flux lumineux. Une première mesure est réalisée avec cet ensemble. Soit $D_{\text{ensemble}}(\lambda)$ la valeur de la dispersion de la ligne en fonction de la longueur d'onde.

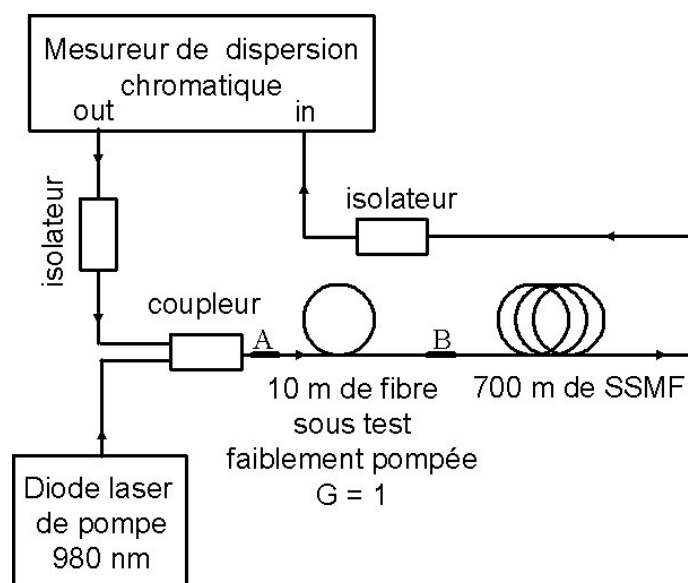


Figure 84. Mesure de la dispersion chromatique de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques

Une fois cette opération terminée, on casse les soudures en A et B, on retire les 10 m de fibre amplificatrice et on ressoude après clivage les 700 m de fibre monomode standard au coupleur. Une nouvelle mesure de la dispersion chromatique est alors effectuée afin d'obtenir le niveau de dispersion de référence prenant en compte l'ensemble formé par les deux isolateurs, les 700 m de fibres monomodes et le coupleur. Soit $D_{\text{sans fibre}}(\lambda)$ la valeur de la dispersion mesurée pour cet ensemble en fonction de la longueur d'onde. L'appareil de mesure donnant ces résultats en ps/(nm.km), c'est à dire la dispersion de 1 km de ligne, la dispersion chromatique de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques notée $D_{\text{ErDDCF}}(\lambda)$ (pour Erbium Doped Dispersion Compensating Fibre) à une longueur d'onde donnée peut alors être obtenue comme étant :

$$D_{\text{ErDDCF}}(\lambda) = (0,71.D_{\text{ensemble}}(\lambda) - 0,7.D_{\text{sans fibre}}(\lambda)) / 0,01 \quad (3-11)$$

III.2.c Résultats des mesures de dispersion chromatique

Les mesures sont effectuées sur une bande spectrale allant de 1520 à 1600 nm. Le pas de mesure $\Delta\lambda$ de l'appareil CD300 étant égal à 2 nm, la précision spectrale des mesures fournies vaut par conséquent $\pm \Delta\lambda / 2$ soit ± 1 nm.

1) Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation

Dans un premier temps, la fibre de longueur égale à $L = 10$ m est intégralement enroulée sur un tambour de rayon de 15 cm. Comme je l'ai déjà noté auparavant, la longueur d'onde centrale λ_0 de dispersion minimale d'une fibre optique à deux cœurs concentriques peut être décalée en ajustant son diamètre d'enroulement. Néanmoins, dans le paragraphe IV.1.C.b. de ce chapitre, nous avons constaté que la variation $\delta\lambda$ de la position du minimum de dispersion mesurée pour la fibre droite et pour la fibre avec un rayon de courbure égal à 15 cm est de 1 nm. On peut donc considérer que la fibre est « droite » et comparer les résultats expérimentaux à ceux de la modélisation ne tenant pas compte de la courbure.

La puissance de pompe de la fibre est faible, fixée à $P_p = 32$ mW. La mesure de la dispersion chromatique de la fibre enroulée dans la bande spectrale d'étude est alors effectuée.

Je tiens d'abord à rappeler que le logiciel ne prend pas en compte la dispersion résonante (voir Annexe 1). En effet, cette algorithme de calcul a été développé afin de simuler la dispersion chromatique de fibres à forte dispersion négative. Comme je le rappelais dans le paragraphe traitant de la modification de l'indice de réfraction et de la dispersion résonante dans les fibres dopées, les différentes mesures estiment que la présence d'ions Er^{3+} provoque des variations de dispersion allant de ± 30 à ± 60 ps/(nm.km). On doit donc s'attendre à observer des variations de la dispersion chromatique dans la bande C. Néanmoins, on peut donc pour des dispersions chromatiques supérieures en valeur absolue à 600 ps/(nm.km) supposer cette dispersion résonante comme faible.

La figure suivante nous donne la courbe de dispersion chromatique mesurée de la fibre et celle évaluée par notre programme.

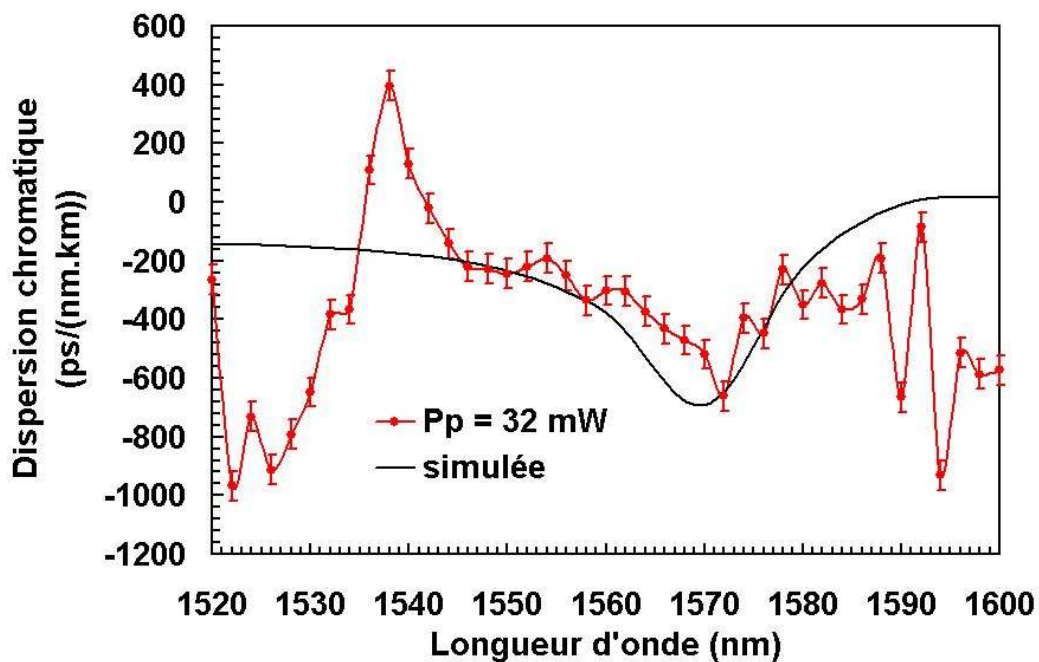


Figure 85. Comparaison entre la dispersion chromatique simulée et de celle mesurée pour $L = 10$ m, $r_c = 15$ cm, $P_P = 32$ mW

Tout d'abord, on constate un accord satisfaisant entre mesure et calcul entre 1546 et 1580 nm. La légère oscillation des mesures effectuées dans cette plage spectrale est provoquée par le présence d'une dispersion résonante du fait du dopage en erbium de la fibre. La dispersion minimale calculée vaut -692 ps/(nm.km) à 1570 nm. Le minimum pour la courbe expérimentale dans cette bande est situé à 1572 nm pour une valeur égale à -661 ps/(nm.km) ± 50 ps/(nm.km). Les valeurs de λ_0 sont semblables si on tient compte de

l'erreur spectrale de mesure qui est $\Delta\lambda = \pm 1$ nm. On remarque que la valeur de λ_0 expérimentale diffère de celle donnée dans le paragraphe IV.1.C.b. traitant de la modification du spectre de gain en fonction de l'enroulement de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques (je rappelle que c'est pourtant le même tronçon de fibre dans les deux expériences). En effet dans le cas où $r_c = 15$ cm, on trouvait $\lambda_0 = 1563$ nm. Le désaccord est attribué aux deux appareils de mesure calibrés différemment.

En dehors de cette bande, les résultats de la simulation et de la mesure ne concordent pas. Entre 1520 et 1546 nm, on observe pour les mesures réalisées que la dispersion chromatique passe tout d'abord par un minimum d'environ -1000 ps/(nm.km) puis par un maximum aux alentours de 500 ps/(nm.km). Un second minimum est atteint à 1572 nm. Ces effets ne sont pas prédits par la théorie développée en paragraphe V.2.D.a. du chapitre I. Dans l'hypothèse où la dispersion chromatique mesurée serait un couplage modal non prévu, la courbure devrait modifier la longueur d'onde centrale du pic, conformément au paragraphe IV.1.C.b. de ce chapitre. De même pour la bande spectrale allant de 1580 à 1600 nm, on remarque que les mesures effectuées oscillent fortement (variation maximale d'environ 1000 ps/(nm.km)). A ce stade on peut effectuer une analyse à l'aide de la théorie des modes couplés. On peut supposer que le mode fondamental du cœur central est couplé aux modes d'ordre élevés de l'anneau. Ces modes étant moins fortement confinés que le mode fondamental, le couplage provoque des pertes aux grandes longueurs d'onde. Conjuguée à cet effet, la faible puissance de la DEL de l'appareil CD 300, à ces longueurs d'onde peut expliquer que la mesure devienne impossible.

2) Influence du rayon de courbure sur la dispersion chromatique de la fibre réalisée

La fibre de longueur égale à $L = 10$ m est maintenant intégralement enroulée sur un tambour de rayon de 7,5 cm. La puissance de pompe reste fixée à $P_p = 32$ mW. La mesure de la dispersion chromatique de la fibre enroulée dans la bande spectrale d'étude est alors effectuée. La figure 86 compare les résultats obtenus pour les deux mesures.

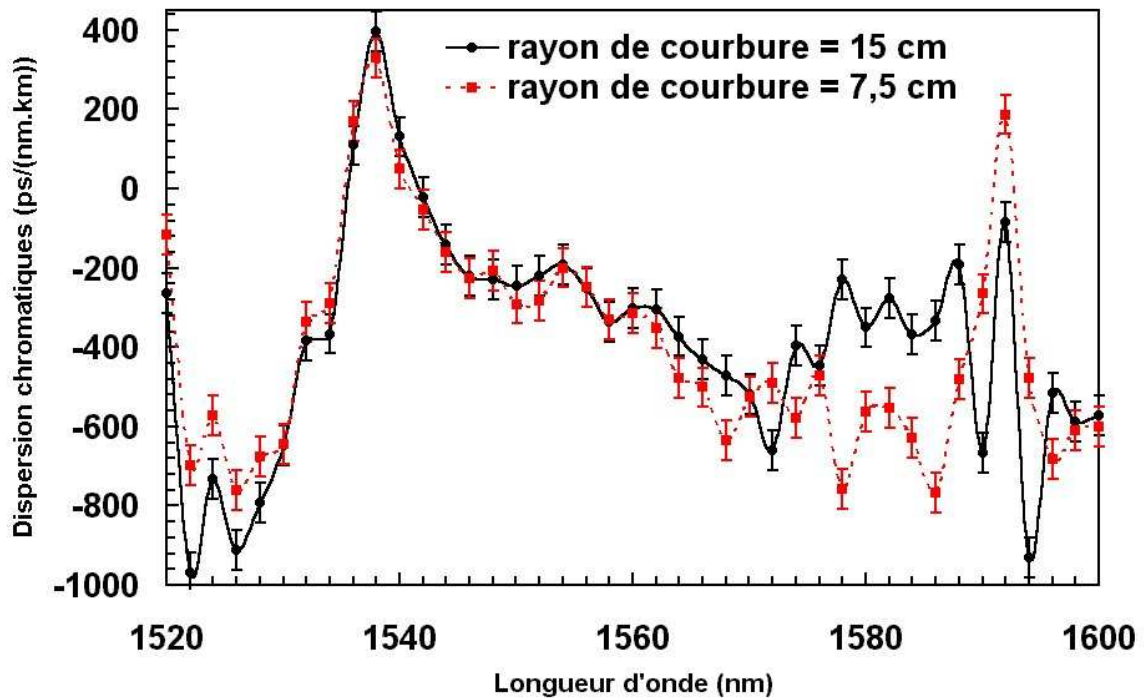


Figure 86. Résultats des mesures de la dispersion chromatique de la fibre pour deux rayons de courbures différents

La fibre dopée à l'erbium n'est pas amplificatrice sur toute la plage de mesure qui s'étend de 1520 à 1600 nm. L'explication des résultats obtenus va donc se diviser en trois parties qui dépendent de trois bandes spectrales comprises entre 1520 et 1600 nm.

Si on se concentre sur la première zone d'étude allant de 1520 à 1542 nm, on obtient les résultats suivants :

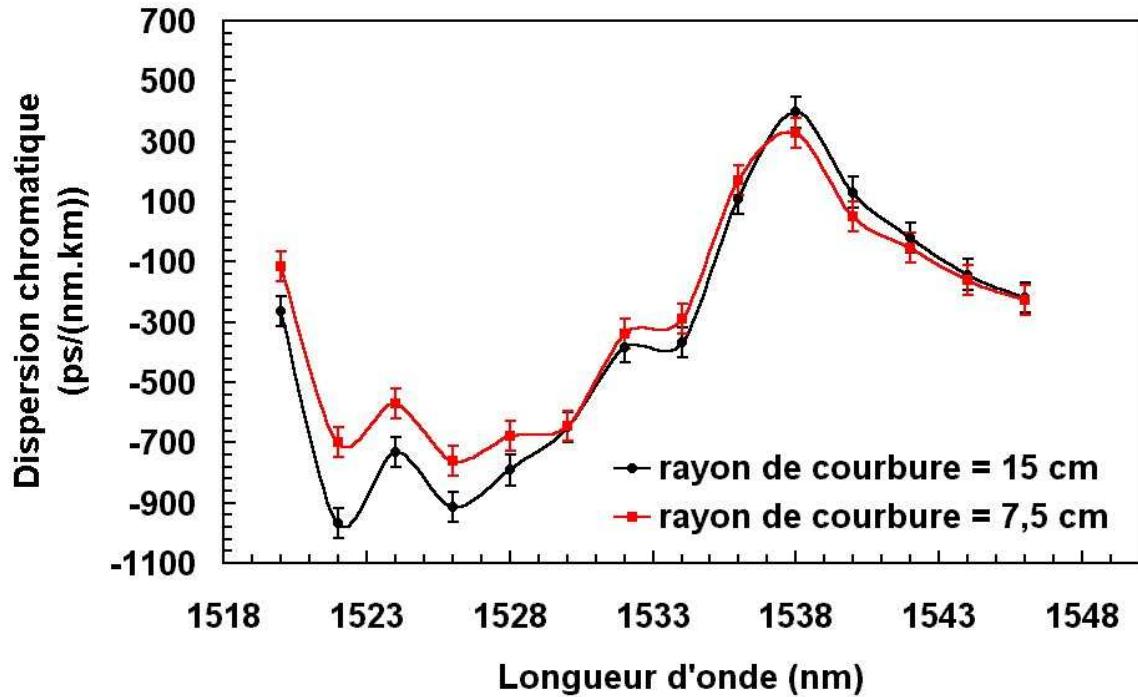


Figure 87. Résultats des mesures de dispersion chromatique de la fibre pour deux rayons de courbures ($r_c = 15$ cm et $r_c = 7,5$ cm) entre 1520 et 1546 nm

Normalement, dans cette bande de longueurs d'onde, la fibre est amplificatrice. Cependant on constate que les deux courbes ont la même allure sans décalage en longueur d'onde bien que l'ensemble varie d'une mesure à l'autre.

Je rappelle que la dispersion chromatique d'une fibre est telle que :

$$D_{\text{chrom.}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \quad (3-12)$$

Elle est donc dépendante de l'indice effectif du mode fondamental qui se propage dans la fibre et donc du mode en lui même. Or, le mode fondamental dans une fibre optique évolue en fonction du rayon de courbure [1-43]. Si les courbes étaient de véritables mesures de dispersion chromatique, les maxima et minima d'une courbe devrait être décalés par rapport à ceux de l'autre ce qui n'est pas le cas. Cela prouve que ce sont des erreurs de mesure. Celles-ci doivent être provoquées par le fait que la puissance de pompe n'est pas assez grande. En effet pour de faible puissance de pompe, le signal est plus faiblement amplifié aux basses longueurs d'onde qu'aux grandes. Or nous avons recherché à limiter la puissance de pompe pour avoir un gain voisin de l'unité qui éviterait toute détérioration du détecteur de l'appareil

de mesure. De plus, si on observe le spectre d'ASE dans le cas où la puissance de pompe est égale à 32 mW (paragraphe IV.1.B.), on peut remarquer que le premier pic de ce spectre centré autour de 1536 nm se trouve au même niveau que le bruit. Par conséquent, on peut affirmer que, comme la puissance de pompe est trop faible, le signal provenant de l'appareil CD-300 n'est pas amplifié et est noyé dans le bruit de fond de la fibre dopée. Les résultats ne sont pas dus à un couplage modal mais attribué à une trop importante atténuation de la fibre.

Si maintenant on étudie ce qui se passe au milieu de la bande (de 1545 à 1580 nm), on obtient les résultats suivants.

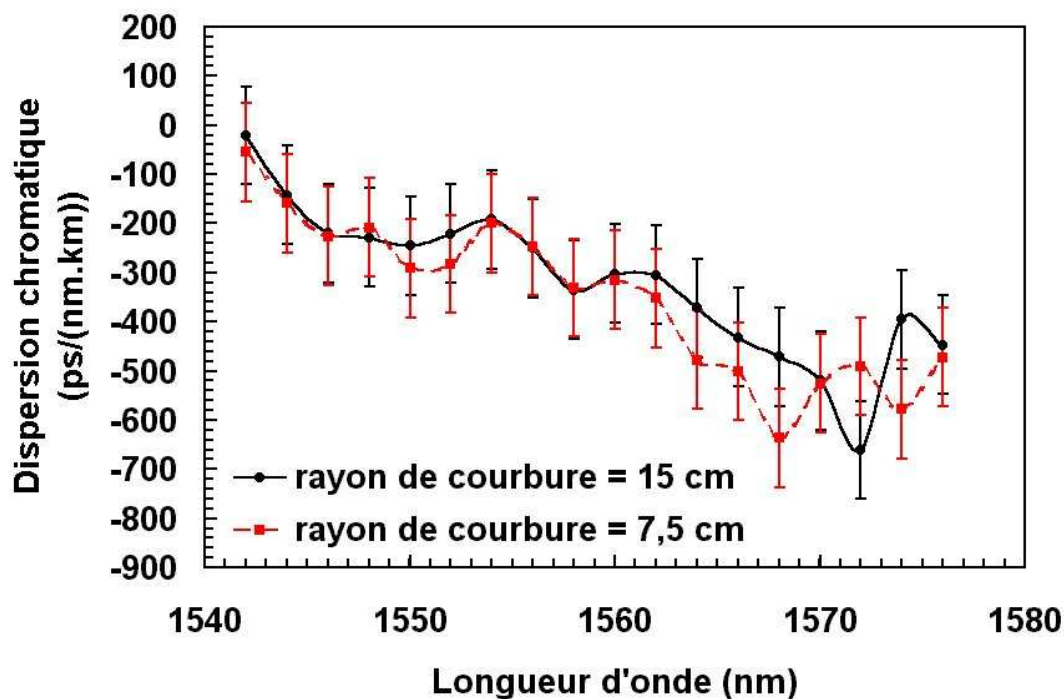


Figure 88. *Dispersion chromatique de la fibre mesurée pour $r_c = 15$ cm et $r_c = 7,5$ cm entre 1542 et 1576 nm*

Ici, le signal est assez amplifié pour sortir du bruit. Le détecteur de l'appareil arrive à repérer ce signal et peut donc évaluer la dispersion chromatique de cette fibre.

Tout d'abord, quel que soit le rayon de courbure imposé à notre fibre, on peut remarquer une légère oscillation de la courbe de dispersion chromatique provoquée par le fait que la fibre réalisée est dopée en ions erbium ce qui engendre l'existence d'une dispersion résonante.

Ici on voit que la position λ_0 de la dispersion chromatique minimale $D_{\text{chrom.}}$ est bien décalée vers les longueur d'onde basses quand le rayon de courbure diminue. En effet, dans le cas où le rayon de courbure est égal à 15 cm, la dispersion chromatique minimale de la fibre se situe à $\lambda_0 = 1572$ nm et vaut $D_{\text{chrom.}} = -661$ ps/(nm.km) alors que pour $r_c = 7,5$ cm, la dispersion minimale est $D_{\text{chrom.}} = -636$ ps/(nm.km) à $\lambda_0 = 1568$ nm.

Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, on remarque que les valeurs de λ_0 différent de celles données dans le paragraphe IV.3.C.b. En effet dans le cas où $r_c = 15$ cm, on trouvait $\lambda_0 = 1563$ nm, et pour $r_c = 7,5$ cm, λ_0 était égale à 1560 nm. Cependant, le décalage en longueur d'onde $\delta\lambda$ entre la position de λ_0 pour ces deux rayons de courbure est équivalent pour les deux expériences menées. Ici $\delta\lambda$ est égal à 4 nm (la précision des mesures est de ± 1 nm) alors que précédemment on l'avait évalué à 3 nm. L'écart de mesure entre les deux techniques est par conséquent simplement dû à l'utilisation de deux appareils de détection différents.

Enfin les résultats de mesure entre 1576 et 1600 nm sont représentés sur la figure 89.

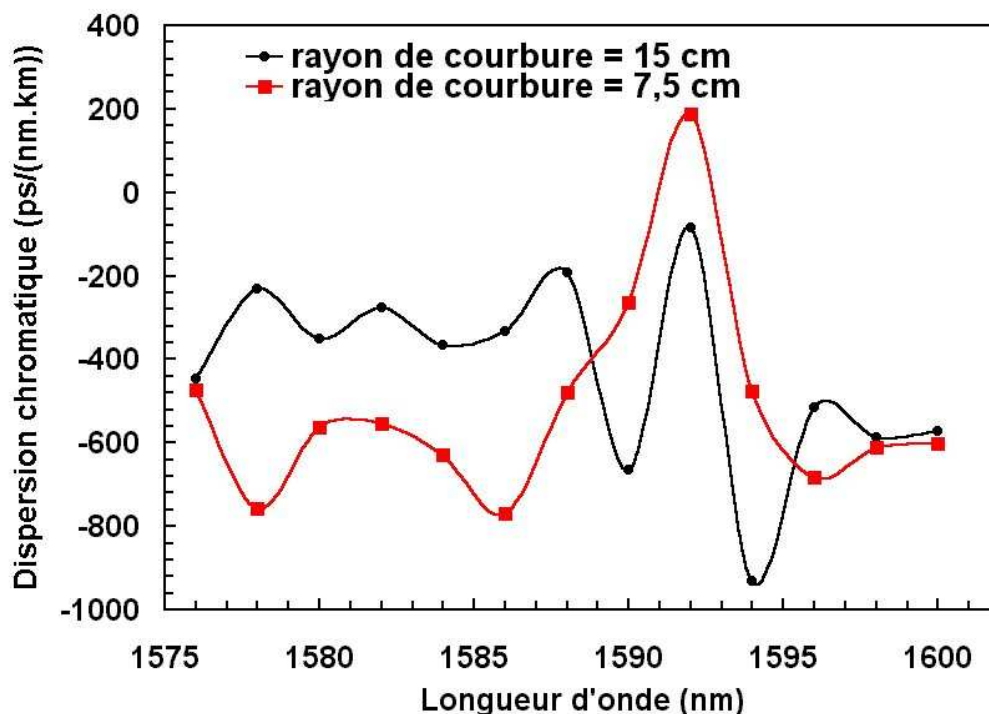


Figure 89. Mesure de dispersion chromatique de la fibre réalisée pour deux rayons de courbure entre 1576 et 1600 nm

Dans cette bande spectrale, on se trouve en fin de bande d'amplification et en bout du spectre de la DEL. Le signal est à nouveau noyé dans le bruit. Par conséquent cette figure ne nous donne pas d'information sur les valeurs de dispersion chromatique de la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques pour les longueurs d'onde allant de 1576 à 1600 nm mais elle nous fournit seulement des erreurs de mesure.

Grâce à ces mesures, nous venons de confirmer l'accord entre les résultats issus des expériences et des simulations dans la bande allant 1542 à 1578 nm. De plus la fibre enroulée sur une bobine de 15 cm de rayon a bien une forte dispersion négative à 1572 nm, et donc dans toute la bande C, ce qui est l'objectif que nous nous étions fixés. Enfin la diminution de la longueur d'onde de dispersion minimale par application d'une courbure constante sur toute la longueur de la fibre est expérimentalement confirmée.

Nous allons maintenant étudier la dispersion chromatique en fonction de différentes puissances de pompe injectées dans la fibre.

3) Mesure de la dispersion chromatique de la fibre réalisée en fonction de la puissance de pompe

On conserve la même technique de mesure. La fibre de longueur égale à $L = 10$ m est intégralement enroulée sur un tambour de rayon égal à 7,5 cm. On augmente la puissance de pompe, tout en continuant à la limiter afin d'éviter de détériorer le détecteur. Il est à noter que le gain ne vaut plus l'unité mais reste faible. Différentes mesures ont été réalisées et les résultats sont représentés sur la figure suivante.

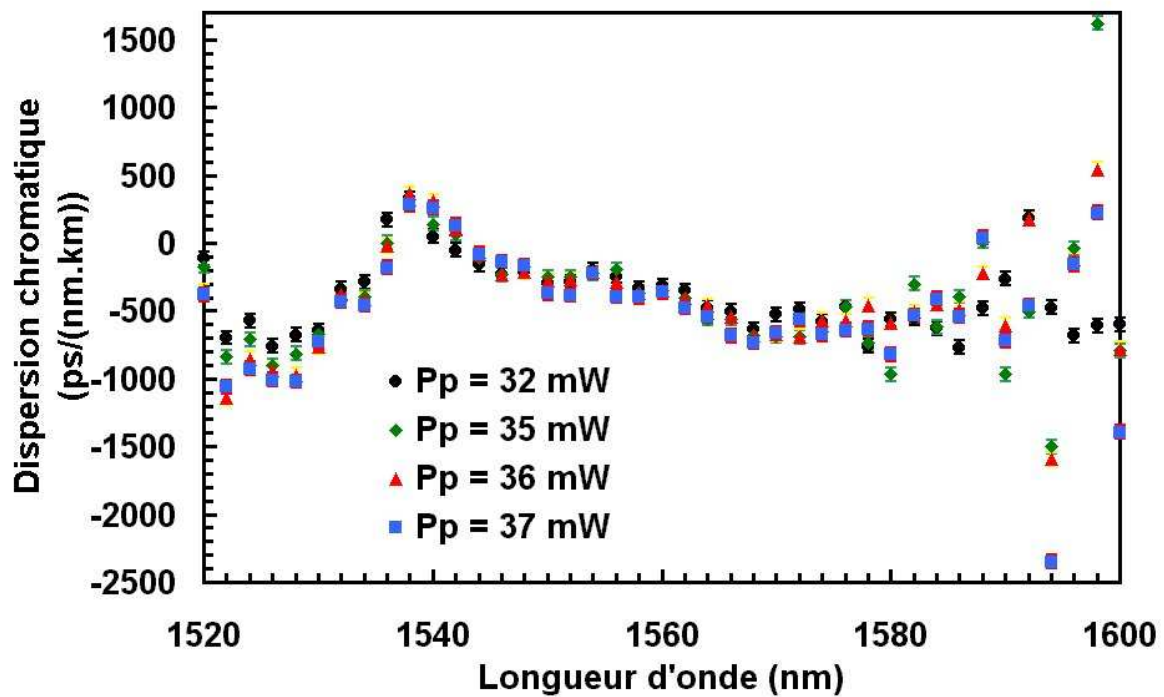


Figure 90. Mesure de dispersion chromatique de la fibre réalisée pour différentes valeurs de puissance de pompe

On se retrouve dans le même cas que dans le paragraphe précédent, la fibre n'est pas amplificatrice dans l'ensemble de la bande spectrale d'étude. Nous allons donc nous intéresser simplement à la plage de longueurs d'onde où les ions erbium sont assez pompés pour pouvoir amplifier le signal qui sort alors du bruit de mesure (les explications fournies dans le paragraphe précédent pour les deux autres bandes spectrales restent valables). La figure suivante représente les différentes mesures réalisées entre 1550 et 1576 nm.

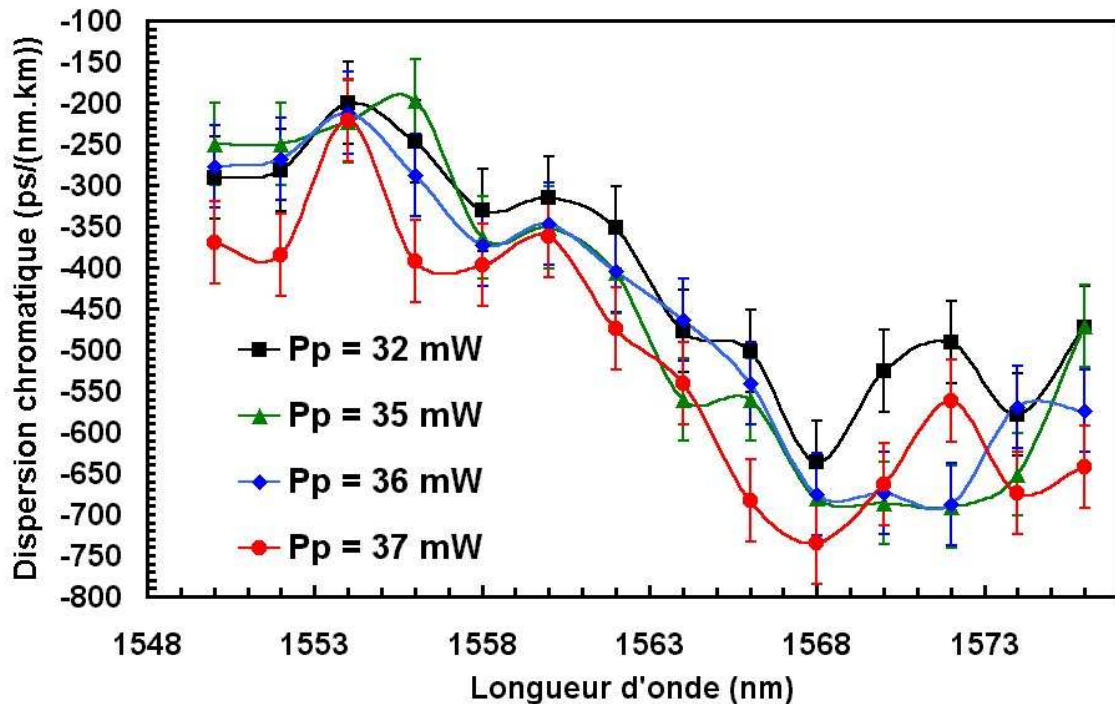


Figure 91. Dispersion chromatique mesurée pour différentes valeurs de puissances de pompe (32 mW, 35 mW, 36 mW et 37mW) entre 1550 et 1576 nm

Tout d'abord, quelle que soit la puissance de pompe injectée dans notre fibre, on remarque une légère oscillation de la courbe de dispersion chromatique provoquée par le présence d'une dispersion résonante du fait du dopage en erbium de la fibre.

L'étude de la position de λ_0 , longueur d'onde d'accord de phase, en fonction de la puissance de pompe injectée montre que pour des puissance égales à 32 et 37 mW, λ_0 se situe à 1568 nm. Les dispersions chromatiques minimales sont alors respectivement de - 636 et - 734 ps/(nm.km). Pour les deux autres puissances (35 et 36 mW), λ_0 est égale à 1570 nm, les dispersions chromatiques minimales respectives étant - 686 et - 694 ps/(nm.km). Comme la position de λ_0 ne doit pas varier en fonction de la puissance de pompe et que la précision de mesure est de ± 1 nm, on peut en conclure que la longueur d'onde d'accord de phase dans le cas où la fibre est enroulée intégralement sur une bobine de rayon égal à 7,5 cm est $\lambda_0 = 1569$ nm. De plus des mesures identiques ont été effectués pour la fibre intégralement enroulée sur une bobine de rayon 15 cm. La position de λ_0 , quelle que soit la puissance de pompe injectée dans la fibre reste inchangée, toujours égale à 1572 nm. On retrouve donc exactement le même écart entre la position de la longueur d'onde de dispersion minimale pour les deux rayons de courbure $\delta\lambda = 3$ nm qu'avec la mesure de la modification du spectre de gain en

fonction de l'enroulement. Pour chacune des puissances de pompe, on a obtenu une dispersion chromatique différente, la variation maximale étant de 92 ps/(nm.km). On peut donc conclure qu'il y a bien une variation de la dispersion chromatique en fonction de la puissance de pompe. Cependant des résultats complémentaires pourront être apportés par l'intégration d'un atténuateur dans le montage pour mesurer la dispersion pour de plus grande variation de puissance de pompe et donc sur de plus grande plage spectrale (le signal étant plus pompé pourra être amplifié de 1520 à 1570 nm). Ainsi on pourra vérifier si le comportement est bien identique à celui observé pour un EDFA classique [3-9].

IV Conclusion

Lors de ce troisième chapitre, il m'a fallu tout d'abord reprendre la modélisation du comportement des fibres dopées à l'erbium à deux cœurs concentriques. Je vous ai ensuite présenté les résultats de différentes expériences effectuées sur la fibre dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques. Les caractéristiques principales étudiées étaient son aptitude à amplifier des signaux autour de 1550 nm tout en permettant une compensation de la dispersion chromatique des fibres monomodes. Cette étude a été menée afin d'éliminer les difficultés rencontrées lors de l'optimisation des réseaux de télécommunications dans le choix de positionnement des amplificateurs par rapport aux compensateurs de dispersion chromatique et pour essayer de diminuer les coûts de fabrication de ces deux modules

Dans le premier paragraphe, je vous ai exposé la première étape de toute conception, la modélisation, qui permet de déterminer les paramètres optogéométriques de la fibre que l'on souhaitait réalisée.

La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée à la fabrication de cette fibre et la présentation de son profil d'indice de réfraction. Les premières expériences menées nous ont montré l'inadéquation de résultats expérimentaux et ceux évalués par la modélisation de l'amplification utilisée dans certaines publications. Pour bien exprimer le comportement en amplification des fibres dopées à l'erbium à deux cœurs concentriques, la théorie doit prendre

en compte que ces fibres sont faiblement multimodes et qu'elles ont un effet filtrant. Cette effet permet même d'étudier cette structure pour l'obtention d'un gain relativement plat.

Enfin la dernière partie présente la caractérisation de la fibre réalisée. J'ai montré que cette fibre est amplificatrice sur toute la bande C (de 1530 à 1565 nm) et propose un gain crête de 30 dB et une dispersion négative sur l'ensemble de la bande C (dispersion chromatique minimale, lorsque la fibre est intégralement enroulée sur un tambour de rayon égale à 15 cm, est d'environ 660 ps/(nm.km) à 1572 nm). Les résultats expérimentaux obtenus sont correctement prédits par les théories développées. Les erreurs observées sont dues aux imprécision du profil de réfraction de la fibre.

Conclusion et perspectives

La technique WDM de multiplexage en longueur d'onde, consistant à injecter simultanément dans la même fibre optique plusieurs signaux à des longueurs d'onde différentes, a permis dans les années 90 d'augmenter considérablement le débit des réseaux de télécommunications optiques. Ce progrès technique a été rendu possible grâce au contrôle des deux principaux effets pénalisants dans les transmissions longues distances à haut débit : l'atténuation linéique et la dispersion chromatique. L'amplificateur optique inséré dans la ligne permet de contrer les pertes en régénérant les signaux dans la bande spectrale allant de 1530 à 1565 nm appelée bande C (dans la norme recommandée par l'Union Internationale des Télécommunications). L'intérêt de cette plage réside dans le fait qu'elle correspond avec le

minimum d'atténuation des fibres utilisées. Le compensateur de dispersion chromatique permet, quant à lui, de contrôler l'étalement temporel des signaux qui se propagent dans ces fibres. En effet la plupart d'entre elles ont été optimisées pour fonctionner autour de 1300 nm et présentent une dispersion non nulle, d'environ 17 ps/(nm.km), dans la bande C. Cependant l'utilisation de deux modules distincts (amplificateur et compensateur de dispersion) n'est pas aisée et pose certains problèmes : leur positionnement respectif au sein de la ligne de transmission influe directement sur les qualités de transmission (effets non-linéaires) et l'emploi de plusieurs composants augmente le coût, le poids ainsi que l'encombrement.

L'objectif de cette thèse, qui s'inscrit dans le cadre d'un contrat de recherche franco-indien (CEFIPRA) en collaboration avec les laboratoires de l'I.I.T. de New Delhi et le L.P.M.C. de Nice, a donc été de proposer un nouveau type de fibre optique permettant de réaliser simultanément les deux fonctions d'amplification et de compensation de dispersion. J'ai choisi de concevoir une fibre à deux cœurs concentriques dont le cœur central est dopé à l'erbium. Notons que ces structures à double cœur sont depuis longtemps développées dans l'équipe d'Optique Guidée et Intégrée de l'I.R.C.O.M. pour les fortes dispersions négatives qu'elles permettent d'atteindre et qu'elles sont compatibles avec le dopage à l'erbium vis à vis de la technologie de fabrication.

Pour étudier cette structure particulière, je me suis attaché à la modélisation des effets de la dispersion chromatique des fibres multicouches à symétrie de révolution, au moyen d'un logiciel fondé sur la méthode matricielle développée par nos collègues de l'I.I.T. L'exploitation de ce logiciel m'a permis de définir un profil d'indice de réfraction théorique de fibre à deux cœurs concentriques présentant une forte dispersion négative et de calculer la distribution radiale des modes guidés dans celle-ci, donnée essentielle pour déterminer ensuite le gain d'amplification. A ce titre, j'ai considéré la théorie des EDFA basée sur la résolution des équations d'évolution spatio-temporelles des puissances optiques et des densités de population mises en jeu afin de développer un algorithme qui permette de déterminer entre autre leur gain. Les diverses expériences menées nous ont conduits à compléter la théorie permettant de calculer le gain d'amplification de telles structures. En effet ces fibres sont faiblement multimodes, le champ lumineux qui s'y propage est donc dépendant des modes présents avec leur poids et phase respectifs. Le calcul du facteur de confinement du signal et de la pompe doit par conséquent être effectué en tenant compte de cette population modale. De plus, les fibres optiques à deux cœurs concentriques se caractérisent par une fonction de

filtrage centrée à la longueur d'onde où la dispersion chromatique est la plus négative. Cet effet doit également être pris en compte dans les calculs.

La toute première fibre optique dopée à l'erbium à deux cœurs concentriques a été modélisée, fabriquée et caractérisée. Le dopage de celle-ci est assez important (de l'ordre de 750 ppm) et est situé dans son cœur central. La nature particulière de cette fibre m'a obligé à concevoir des bancs de mesures spécifiques notamment pour évaluer la dispersion chromatique. J'ai réalisé différentes mesures avec un tronçon de 10 m de cette fibre (longueur pour laquelle le gain est maximal dans l'ensemble de la bande C) qui ont montré l'obtention d'un gain crête de 30 dB pour une puissance de pompe de 150 mW sur cette plage spectrale. Par la suite j'ai confirmé la possibilité de modification de la courbe de gain de l'amplificateur en contrôlant son rayon de courbure. Enfin cette fibre possède une dispersion chromatique négative dans l'ensemble de la bande C (dispersion minimale à 1572 nm de l'ordre de - 700 ps/(nm.km)). L'ensemble des résultats de manipulation sont en accord avec ceux des simulations.

Les résultats encourageants de ces premières recherches effectuées sur des fibres dopées à l'erbium à deux cœurs concentriques devront être complétées. On pourrait parachever cette étude par une meilleure observation de l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la puissance de pompe. L'ajout d'un atténuateur dans le banc de mesure de dispersion permettrait d'étudier des cas où l'inversion de population est totale dans l'ensemble de la bande C et donc de vérifier si ces fibres se distinguent aussi des EDFA classiques par leur dispersion résonante. Une étude du bruit de ce type de dispositif devra compléter les recherches sur les fibres amplificatrices et compensatrices de dispersion chromatique.

Les prochaines préformes réalisées devront être beaucoup moins dopées et posséder une dispersion chromatique négative plus importante pour concevoir un vrai module compensateur de dispersion et amplificateur en travaillant sur des longueurs proche de la centaine de mètres. Il sera aussi judicieux de rechercher des profils qui permettent de réaliser une compensation large bande de la dispersion chromatique sur l'ensemble de la bande C.

Les premières simulations ont montrées que ces fibres dopées à l'erbium à deux cœurs concentrique offraient la possibilité d'obtenir des courbes de gain aplaties grâce au caractère filtrant des structures double cœur par un positionnement correct de la longueur d'onde de

dispersion minimale (déterminée par les paramètres optogéométriques) et l'utilisation d'une longueur de fibre adéquate (le gain, l'emplacement de la longueur d'onde centrale du filtre et sa largeur dépendent de cette longueur). Des contacts sont d'ailleurs en cours pour un nouveau contrat avec le CEFIPRA associant un partenaire industriel intéressé par le développement d'un tel produit.

Bibliographie

Chapitre I

[1-1] Gambling W.A., «**The rise and rise of Optical fibers**», *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n°6, p1084-1093, 2000.

[1-2] Borella M.S., Ramamurthy, Mukherjee B., «**Optical components for WDM lightwave networks**», *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, n°8, p1274-1307, 1997.

[1-3] Gautheron O., «**Les réseaux optiques sous-marin**», *Revue des Télécommunications d'Alcatel*, p171-179, 3^o trimestre 2000.

[1-4] Desurvire E., «**Erbium-doped fiber amplifiers, principles and applications**», édition Wiley Interscience, 1994.

[1-5] Gérome F., «**Etude des télécommunications hautes fréquences**», rapport de DEA de l'Université de Limoges, juillet 2002.

[1-6] Huss G., «**Interféromètres stellaires réalisés à partir de composants d'optique guidée et intégrée**», thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 2001.

[1-7] Mya T., Terunuma Y., Hosaka T., Miyoshita T. «**Ultimate low-loss single mode fibre at 1.55 μm** », *Electronics Letters*, vol. 15, p106-108, 1979.

[1-8] Lecoy P., «**Télécommunications sur fibres optique**», édition Hermès, 2^{ème} édition revue et augmentée, 1997.

[1-9] Srikant V., «**Broadband dispersion and dispersion compensation in high bit rate and ultra long haul systems**», *Proceedings OFC2001*, TuH1-1, 2001.

[1-10] Auguste J. L., «**Conception, réalisation et caractérisation d'une fibre à forte dispersion négative**», Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 2001.

[1-11] Olivier F. X., Zugno C., Thompson S., «**L'évolution des réseaux d'infrastructure DWDM à haut débit**», *Revue des Télécommunications d'Alcatel*, p181-193, 3^{ème} trimestre 2000.

[1-12] Lachance R. L., Painchaud Y., Doyle A., «**Fiber gratings and chromatic dispersion**», TeraXion, ICAPT2002, juin 2002.

[1-13] Eggleton B.J., Stephens T., Krug P. A., Dhosi G., Brodzeli Z., Ouellette F., «**Dispersion compensation using a fibre grating in transmission**», *Electronics Letters*, vol. 32, n°17, p1610-1611, 1996.

[1-14] Durkin M., Ibsen M. J., Cole M. J., Laming R. I., «**1 m long continuously-written fibre Bragg gratings for combined second and third-order dispersion compensation**», *Electronics Letters*, vol. 33, n°22, p1891-1893, 1997.

[1-15] Painchaud Y., Mailloux A., Chotard H., Pelletier E., Guy M. «**Multi-channel fiber Bragg gratings for dispersion and slope compensation**», *Proceedings of OFC2002*, p581-582, 2002.

[1-16] Painchaud Y., Chotard H., Mailloux A., Vasseur Y., «**Superposition of chirped fibre Bragg grating for third-order dispersion compensation over 32 WDM channels**», *Electronics Letters*, vol. 38, n°24, p1572-1573, 2002.

[1-17] Shirasaki M., «**Chromatic dispersion compensator using virtually imaged phased array**», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n°12, p1598-1600, 1997.

[1-18] Shirasaki M., «**Virtually imaged phased array**», *Fujitsu Scientific & Technical Journal*, n°8, p113-125, 1999.

[1-19] Shirasaki M., Cao S., «**Compensation of chromatic dispersion and dispersion slope using virtually imaged phased array**», *Proceedings of OFC2001*, TuS1-1, 2001.

[1-20] Ooi H., Nakamura K., Akiyama Y., Takahara T., Terahara T., Kawahata Y., Isono H., Ishikawa G., «**40 Gb/s WDM Transmission with virtually imaged phased array (VIPA) variable dispersion compensators**», *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 20, n°12, p2196-2203, 2002.

[1-21] Takiguchi K., Okamoto K., Moriwaki K., , «**Planar lighthwave circuit dispersion equalizer**», *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 14, n°9, p2003-2011, 1996.

[1-22] Takiguchi K., Kawanishi S., Takara H., Himeno A., Hattori K., «**Dispersion slope equaliser for dispersion shifted fiber using a lattice-form programmable optical filter on a planar lighthwave circuit**», *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 16, n°9, p1647-1656, 1998.

[1-23] Madsen C. K., Lenz G., Bruce A. J., Cappuzzo M. A., Gomez L. T., Scotti R. E., «**Integrated all-pass filters for tunable dispersion and dispersion slope compensation**», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n°12, p 1623-1625, 1999.

[1-24] Madsen C. K., Chandrasekhar S., Laskowski E. J., Bogart K., Cappuzzo M. A., Paunescu A., Stulz L. W., Gomez L. T., «**Compact integrated tunable dispersion compensator with a 4000 ps/nm tuning range**», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n°12, 1999.

[1-25] Thyagarajan K., Vardhney R.K., Palai P., Ghatak A.K., Goyal I.C., «**A novel design of a dispersion compensating fiber**», *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 8, n° 11, p1510-1511, 1996.

[1-26] Auguste J.L., Blondy J.M., Maury J., Marcou J., Dussardier B., Monnon G., Jindal R., Thyagarajan K., Pal B.P., «**Conception, realization, and characterisation of a very high negative chromatic dispersion fiber**», *Optical Fiber Technology*, vol. 8, p89-105, 2002.

[1-27] Auguste J. L., Jindal R., Blondy J. M., Clapeau M., Marcou J., Dussardier B., Monnom G., Ostrowsky D.B., Pal B.P., Thyagarajan K., «**-1800 ps/(nm.km) chromatic dispersion at 1.55 micrometer in dual concentric core fibre**», *Electronics Letters*, vol. 36, p1689-1690, 2000.

[1-28] Gnauck A. H., Garrett L.D., Danziger Y., Levy U., Tur M., «**Dispersion and dispersion-slope compensation of NZDSF over the entire C band using higher-order-mode fibre**», *Electronics Letters*, vol. 36, n°22, p1946-1947, 2000.

[1-29] Ramachandran S., Raybon G., Mikkelsen B., Yan M., Cowsar L., Essiambre R. J., «**1700 km transmission at 40 Gbit/s with 100 km amplifier spacing by higher-order-mode dispersion compensation**», *Electronics Letters*, vol. 37, n°22, p1352-1353, 2001.

[1-30] Ghalmi S., Ramachandran S., Monberg E., Wang Z., Yan M., Dimarcello F., Reed W., Wisk P., Fleminf J., «**Low-loss, all-fibre higher-order-mode dispersion compensators for lumped or multi-span compensation**», *Electronics Letters*, vol. 38, n°24, p1507-1508, 2002.

[1-31] Schawlow A.L., Townes C.H., «**Infrared and optical masers**», *Physical Review*, vol. 112, n°6, p1940-1949, 1958.

[1-32] Koester C.J., Snitzer E.A., «**Amplification in a fiber laser**», *Applied Optics*, vol. 3, n°10, p1182-1186, 1964.

[1-33] Stone J., Burrus C.A., «**Nd-doped SiO₂ lasers in end pumped fibre geometry**», *Applied Physics Letters*, vol. 23, p388-389, 1973.

[1-34] Poole S.B., Payne D.N., Fermann M.E., «**Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions**», *Electronics Letters*, vol. 21, n°17, p737-738, 1985.

[1-35] Mears R.J., Reekie L., Poole S.B., Payne D.N., «**Low-threshold tunable cw and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm**», *Electronics Letters*, vol. 22, n°3, p159-160, 1986.

[1-36] Mears R.J., Reekie L., Jauncey I.M., Payne D.N., «**Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm**», *Electronics Letters*, vol. 23, n°19, p1026-1028, 1987.

[1-37] Dussardier B., «**Fibres optiques dopées aux terres rares. Fabrication, caractérisation et amplification selective**», *Thèse de doctorat de l'Université de Nice Sophia Antipolis*, 1992.

[1-38] Roy P., «**Lasers déclenchés à fibres dopées à l'erbium pour applications à la télémétrie**», *Thèse de doctorat de l'Université de Limoges*, 1997.

[1-39] Townsend J.E., Poole S.B., Payne D.N., «**Solution doping technique for fabrication of rare earth**», *Electronics Letters*, vol. 23, n°7, p329-331, 1987.

[1-40] Bjarklev A., «**Optical fiber amplifiers : design and systems applications**», *édition Artech House*, 1993.

[1-41] Desurvire E., Simpson J.R., «**Evaluation of ⁴I_{15/2} and ⁴I_{13/2} Stark level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers**», *Optics Letters*, vol. 15, n°10, p547-549, 1990.

[1-42] Digonnet M.J.F., «**Rare earth doped fiber lasers and amplifiers**», édition *Marcel Dekker*, 1993.

[1-43] Février S., «**Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l'optimisation des systèmes de télécommunication de type «multiplexage dense en longueur d'onde»**», *Thèse de doctorat de l'Université de Limoges*, 2002.

[1-44] Desurvire E., Simpson J.R., «**Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single mode fiber**», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n°5, p835-8459, 1989.

[1-45] Leproux P., «**Conception et optimisation d'amplificateurs optiques de puissance à fibres double gaine dopées à l'erbium**», *Thèse de doctorat de l'Université de Limoges*, 2001.

[1-46] Kimura Y., Suzuki K., Nakazawa M., «**46,5 dB gain in Er³⁺-doped fibre amplifier pumped by 1,48 µm laser diodes**», *Electronics Letters*, vol. 25, n°4, 1989.

[1-47] Ellrich F., Zengerle R., «**Broadband optical fiber amplifier**», *Université de Kaiserslautern, SODC*, 2002.

[1-48] Boyoguéno Bendé A., Duguay M. A., Fortier P., «**Étude sur l'amplification en ligne des systèmes de communication optique**», *Congrès canadien en génie électrique et informatique*, p93-96, 1995.

[1-49] Jungkeun L., «**Roles of semiconductor laser amplifiers in WDM/TDM fiber optic communication**», *Communication de l'Université de Tokyo*, 17 janvier 1997.

[1-50] Joergensen C., Danielsen S. L., Vaa M., Mikkelsen B., Stubkjaer K. E., Doussiere P., Pommereau F., Goldstein L., Goix M., «**40Gbit/s all-optical wavelength conversion by semiconductor**», *Electronics Letters*, vol. 32, n°4, p367-368, 1996.

[1-51] Chernikov S. V., Zhu Y., Kashyap R., Taylor J. R., «**High gain, monolithic, cascaded fibre Raman amplifier operating at 1,3µm**», *Electronics Letters*, vol. 31, n°6, p472-473, 1995.

[1-52] Kani J., Jinno M., Oguchi K., «**Fibre Raman amplifier for 1520 nm band WDM transmission**», *Electronics Letters*, vol. 34, n°18, p1745-1747, 1998.

[1-53] Masuda H., Kawai S., Suzuki K. I., Aida K., «**1,65 μm band fibre Raman amplifier by wavelength-tunable amplified spontaneous emission light source**», *Electronics Letters*, vol. 34, n°24, p2339-2340, 1998.

[1-54] Chang D. I., Lee H. K., Kim K.H., «**Cascaded Raman fibre laser operating at 1,48 μm** », *Electronics Letters*, vol. 35, n°22, p1951-1952, 1999.

[1-55] Hansen P. B., Jacobovitz-Veselka G., Grûner-Nielsen L., «**Raman amplification for loss compensation in compensating fibre modules**», *Electronics Letters*, vol. 34, n°11, p1136-1137, 1998.

[1-56] Carena A., Cuuri V., Poggiolini P., «**On the optimisation of hybrid Raman/Erbium-doped fiber amplifiers**», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n°11, p1170-1172, 2001.

[1-57] Lewis S. A. E., Chernikov S. V., Taylor J. R., «**Triple wavelength pumped silica-fibre Raman amplifiers with 114nm bandwidth**», *Electronics Letters*, vol. 35, n°20, p1761-1762, 1999.

[1-58] Rothnie D. M., Midwinetr J. E., «**Improved standard fibre performance by positioning the dispersion compensating fibre**», *Electronics Letters*, vol. 32, n°20, p1907-1908, 1996.

[1-59] Breuer D., Küppers F., Mattheus A., Shapiro E. G., Gabitov I., Turitsyn S. K., «**Symmetrical dispersion compensation for monomode-fiber-based communication systems with large amplifier spacing**», *Optics Letters*, vol. 22, n°13, p982-984, 1997.

[1-60] Kaler R. S., Sharma A K., Kamal T. S., «**Comparison of pre-, post- and symmetrical dispersion compensation schemes for 10 Gbit/s NRZ links using standard and dispersion compensated fibers**», *Optics Communications*, n°209, p107-123, 2002.

Chapitre II

[2-1] Thyagarajan K., Diggavi S., Taneja A., Ghatak K. «**Simple numerical technique for the analysis of cylindrically symmetric refractive- index profile optical fibers**», *Applied Optics*, vol. 30, n° 27, p3877-3879, 1991.

[2-2] Morishita K., «**Numerical analysis of pulse broadening in graded index optical fibers**», *IEEE Transactions on Microwave and Technique*, vol. 29, n° 4, p348-352, 1981.

[2-3] Shenoy M.R., Thyagarajan K., Ghatak K. «**Numerical analysis of optical fibers using matrix approach**», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, n° 8, p1285-1290, 1988.

[2-4] Ajoy K., Ghatak K., Thyagarajan K., Shenoy M.R., «**Numerical analysis of planar waveguides using matrix approach**», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, n° 5, p660-667, 1987.

[2-5] Marcou J., Auguste J.L., Blondy J.M., «**Cylindrical 2D beam propagation method for optical structure maintaining a revolutionary symmetry**», *Optical Fiber Technology*, vol. 5, p105-118, 1999.

[2-6] Boucouvalas A.C., «**Coaxial optical fiber coupling**», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 3, n° 5, p1151-1158, 1985.

Chapitre III

[3-1] Palai P., Thyagarajan K., Pal B.P., «**Erbium-doped dispersion compensating fiber for simultaneous compensation of loss and dispersion**», *Optical Fiber Technology*, vol. 3, p149-153, 1997.

[3-2] Thyagarajan K., Kaur J., «**A novel design of an intrinsically gain flattened erbium doped fiber**», *Optics Communications*, n° 183, p407-413, 2000.

[3-3] Desurvire E., Zyskind J.L., Giles R.C., «**Design optimisation for efficient erbium-doped fiber amplifier**», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, n° 11, p1730-1741, 1990.

[3-4] Armitage J.R., «**Three level fiber laser amplifier : a theoretical model**», *Applied Optics*, vol. 27, n° 3, p4831-4836, 1988.

[3-5] Besley J.A., Love J.D., Peng G.D., «**Supermode analysis of fibre transmission**», *IEE Proc-Optoelectron*, vol. 144, n° 6, 1997.

[3-6] Marcuse D., «**Loss analysis of single-mode fibre splices**», *The Bell System Technical Journal*, vol. 56, n° 18, p703-718, 1977.

[3-7] Février S., Roy P., Pagnoux D., Auguste J.L., Blondy J.M., Marcou J., , «**12 nm FWHM 20 dB stop-band filter based on cascaded dual concentric core fibre filters** », *Electronics Letters*, vol. 37, n°18, p1113-1115, 1990.

[3-8] Février S., Auguste J.L., Blondy J.M., Marcou J., Peyrilloux A., Roy P., Pagnoux D., «**Accurate tuning of the highly-negative-chromatic dispersion wavelength into a dual concentric core fibre macro-bending** », *Conference on Optical Commuincation*, Copenhagen, Danemark, 2002.

[3-9] Cella R., Wood W., «**Measurement of chromatic dispersion in erbium doped fiber using low coherence interferometry**», », *Proceedings of OFMC*, p207-210, 2001.

Annexe 1

[A1-1] Desurvire E., Simpson J.R., «**Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers**», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, n°10, p1517-1527, 1990.

Annexe 3

[A3-1] Monerie M., «**Optique unimodale et mesures**», *Monographie*, chapitre 7.

[A3-2] Revue Technique Thomson-CSF., «**L'optique guidée monomode et ses applications**», *édition Masson*, 1985.

Listes des publications

Auguste J.L., Blondy J.M., Maury J., Marcou J., Dussardier B., Monnon G., Jindal R., Thyagarajan K., Pal B.P., «**Conception, realization, and characterisation of a very high negative chromatic dispersion fiber**», *Optical Fiber Technology*, vol. 8, p89-105, 2002 (papier invité).

Maury J., Auguste J.L., Blondy J.M., Dussardier B., Monnon G., «**Conception and characterization of a dual concentric core erbium-doped dispersion**», *en cours de publication à Optic Letters*.

Communications à des congrès nationaux.

Maury J., Auguste J.L., Blondy J.M., Dussardier B., Monnon G., «**Conception, et caractérisation d'une fibre amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique**», *21^{èmes} JNOG-Dijon*, 23-25 septembre 2002.

Annexe 1 : Modification de l'indice effectif de réfraction et dispersion résonante

La dispersion du matériau, aussi appelée dispersion de l'indice de réfraction traduit le fait que l'indice de réfraction du milieu varie en fonction de la longueur d'onde. Cette dispersion est provoquée par la réponse électronique du milieu à une excitation électromagnétique. Cependant le rayonnement laser créé au sein de l'amplificateur engendrent une dépendance supplémentaire de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde et de la puissance.

La théorie développée par H. A. Lorentz décrit la réponse des électrons ou des atomes soumis à une excitation par un champ électromagnétique à condition que l'on se place dans un modèle d'oscillateur harmonique. Dans ce modèle, la force de Lorentz induit une oscillation des électrons par rapport à leur position d'équilibre. Cela crée aussi une polarisation oscillante. Si x représente la position de l'électron, alors son mouvement est donné par l'équation différentielle :

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} + m_e \Omega \frac{dx}{dt} + \kappa x = eE(t) \quad (A1-1)$$

avec m_e , masse de l'électron, E , le champ électrique à la fréquence ω et Ω , un coefficient d'amortissement qui tient compte de la dissipation d'énergie, κ coefficient analogue à une constante d'élasticité.

La solution de cette équation est telle que :

$$x(t) = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Omega\omega} E(t) \quad (A1-2)$$

avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m_e}}$ fréquence de résonance électronique.

La densité de polarisation macroscopique du milieu dans le cas d'un atome à un électron est notée $P(t)$ et peut être écrite sous la forme :

$$P(t) = \epsilon_0 n^2 E(t) = \epsilon_0 [1 + \chi(\omega)] E(t) \quad (A1-3)$$

où n représente l'indice de réfraction et χ la susceptibilité électrique du milieu.

Des deux équations précédentes (A1-2) et (A1-3), on tire l'expression de l'indice de réfraction complexe du milieu :

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{\rho e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Omega\omega} = 1 + \frac{\rho e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Omega\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Omega^2\omega^2} \quad (\text{A1-4})$$

Cette équation nous montre que loin de la fréquence de résonance, la partie réelle de l'indice de réfraction augmente de manière monotone avec la fréquence et donc décroît avec la longueur d'onde. Dans le cas d'un milieu non dopé comme celui d'une fibre monomode standard, la résonance électronique est localisée autour de 100 nm. La partie réelle de l'indice de réfraction décroît monotoniquement dans la bande de longueur d'onde allant de 100 nm à 5000 nm en accord avec l'équation (A1-4). Au delà de 5000 nm, des phénomènes de résonances d'absorptions se produisent qui provoquent une augmentation de l'indice de réfraction. La combinaison de ces résonances induit un point d'inflexion ($d^2n/d\lambda^2$) vers 1310 nm qui peut être déplacé vers des longueurs d'onde plus grandes (dans la région de 1550 nm par exemple) grâce au contrôle de la dispersion du guide.

A l'inverse, l'équation (A1-4) nous montre que la partie imaginaire de l'indice de réfraction, correspondant à une susceptibilité imaginaire positive χ'' est maximale à la fréquence de résonance ω_0 . Or une susceptibilité imaginaire positive provoque l'absorption de puissance électromagnétique. La transmission dans le milieu est telle que :

$$T = \exp(-\gamma\chi''z) \quad (\text{A1-5})$$

avec γ constante. En accord avec l'équation (A1-4), les effets de l'absorption diminuent avec la fréquence. La susceptibilité électrique $\chi = n^2 - 1$ définie pour l'équation (A1-4) correspond au cas d'un milieu passif comme un verre de silice non dopé.

Dans le cas d'un milieu de longueur L comprenant des ions activateurs comme une fibre optique de silice dopée aux ions de terre rare, la polarisation des ions activateurs génère une susceptibilité atomique complexe $\chi = \chi' - i\chi''$. La partie réelle χ' de cette susceptibilité induit une variation $\delta n(\omega)$ de l'indice de réfraction du matériau hôte qui s'exprime ainsi :

$$\delta n(\omega) = \Gamma_s \frac{1}{2nL} \int_0^L \chi'(\omega, z) dz \quad (\text{A1-6})$$

A l'inverse, la partie imaginaire $-\chi''$ provoque une amplification de la lumière avec un gain de puissance $G(\omega)$ tel que :

$$G(\omega) = \exp \left\{ -\Gamma_s \frac{\omega}{nc} \int_0^L \chi''(\omega, z) dz \right\} \quad (\text{A1-7})$$

Une propriété des transformées d'Hilbert [A1-1] nous fournit une relation entre les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité atomique par une relation de Kramers-Kronig :

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{P.V} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (\text{A1-8})$$

La transformée d'Hilbert ou de Kramers-Kronig peut être calculée numériquement. On peut aussi faire une approximation de chaque section efficace expérimentale par une superposition linéaire de N fonctions lorentziennes L_i ($i = 1, \dots, N$) :

$$L_i = a_i \left(1 + \frac{4(\omega - \omega_i)^2}{\Delta\omega_i} \right) \quad (\text{A1-9})$$

Cette solution nous donne les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité complexe telles que :

$$\chi'(\omega) = \frac{nc}{\omega} \left\{ N_2 \sum_i 2a_i^e L_i^e(\omega) \frac{\omega - \omega_i^e}{\Delta\omega_i^e} - N_1 \sum_i 2a_i^a L_i^a(\omega) \frac{\omega - \omega_i^a}{\Delta\omega_i^a} \right\} \quad (\text{A1-10})$$

$$-\chi''(\omega) = \frac{nc}{\omega} \left\{ N_2 \sum_i a_i^e L_i^e(\omega) - N_1 \sum_i 2a_i^a L_i^a(\omega) \right\} \quad (\text{A1-11})$$

Les figures 92 et 93 nous montrent les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité atomique pour différentes valeurs de puissance de pompe normalisées q allant de 0 à 100 pour une fibre aluminosilicate dopée à l'erbium. La concentration en erbium est $\rho_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et l'indice de réfraction du matériau est égal à 1,46.

Ces deux figures nous montrent que, les signes, que ce soit de la partie réelle ou de la partie imaginaire, du cas où la fibre n'est pas pompée ($q = 0$) et de celui où on est proche d'une inversion totale ($q = 100$), sont inversés. Pour la partie réelle, le spectre est presque antisymétrique avec un point de symétrie à la longueur d'onde pic de 1530 nm. La partie imaginaire change de signe en passant du signe négatif (cas de la fibre non pompée) au signe positif (cas d'inversion totale).

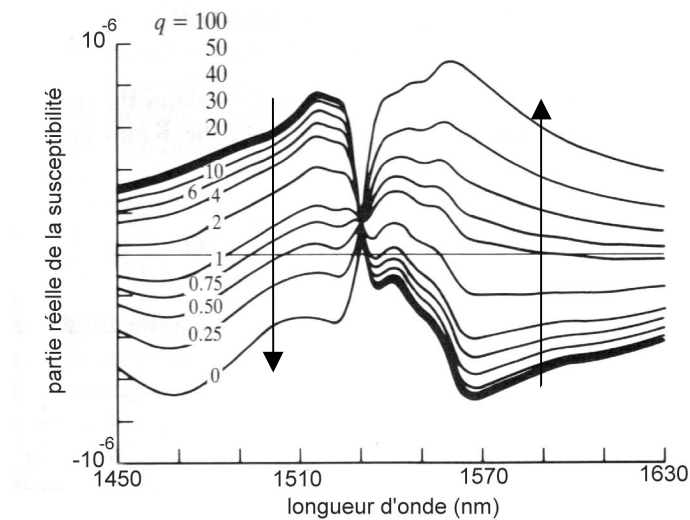


Figure 92. Spectre de la partie réelle χ' de la susceptibilité complexe d'une fibre aluminosilicate de pour différentes valeurs de puissance normalisée allant de $q = 0$ à 100 d'après [1-4]

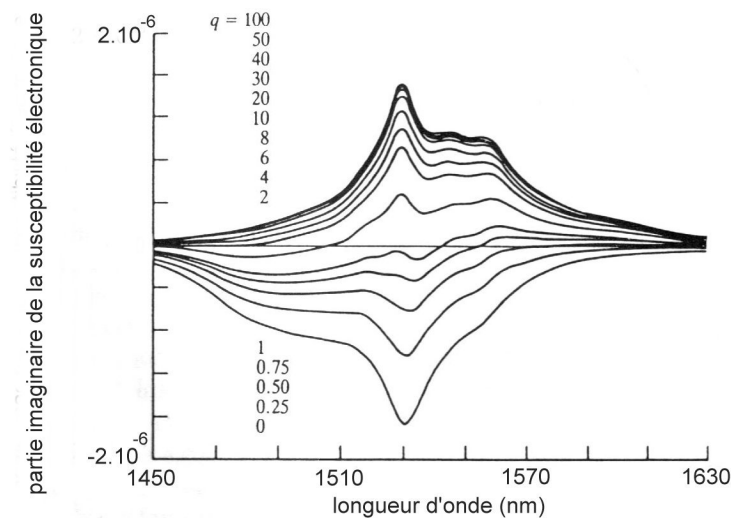


Figure 93. Spectre de la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité complexe d'une fibre aluminosilicate pour différentes valeurs de puissance normalisée allant de $q = 0$ à 100 d'après [1-4]

Des équations (A1-6) et (A1-10), on tire l'expression de la variation $\delta n(\omega)$ de l'indice de réfraction :

$$\delta n(\omega) = \frac{\Gamma_s c}{2nL} \left(\sum_i 2a_i^e L_i^e(\omega) \frac{\omega - \omega_i^e}{\Delta\omega_i^e} \frac{1}{L} \int_0^L N_2(z) dz - \sum_i 2a_i^a L_i^a(\omega) \frac{\omega - \omega_i^a}{\Delta\omega_i^a} \frac{1}{L} \int_0^L N_1(z) dz \right) \quad (\text{A1-12})$$

12)

Cette équation nous montre que l'évolution spectrale de la variation de l'indice de réfraction peut être calculée numériquement en connaissant les densités de population N_1 et N_2 des niveaux fondamental et métastable qui sont fonction de la position longitudinale z le long de la fibre et de la puissance de pompe normalisée $q(z)$.

Dans les télécommunications, ce n'est pas l'indice de réfraction qui est le paramètre de référence mais la dispersion du matériau, définie par la relation :

$$D_{\text{mat}}(\lambda) = -\frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (\text{A1-13})$$

Si l'indice de réfraction total est tel que :

$$n(\lambda) = n_H(\lambda) + \delta n(\lambda) \quad (\text{A1-14})$$

avec n_H indice de réfraction du matériau hôte en absence d'ions de terre rare.

Par conséquent on définit la dispersion du matériau totale comme étant la somme de la dispersion du matériau hôte en absence d'ions erbium $D_H(\lambda)$ et de la dispersion induite par les résonances atomiques (du dopage en erbium) $D_R(\lambda)$.

$$D_{\text{mat}}(\lambda) = D_H(\lambda) + D_R(\lambda) \quad (\text{A1-15})$$

La dispersion $D_R(\lambda)$ s'exprime ainsi :

$$D_R(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \delta n(\lambda)}{d\lambda^2} = -\frac{\lambda \Gamma_s}{2n_H c} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{d^2 \chi'(\lambda, z)}{d\lambda^2} dz \quad (\text{A1-16})$$

La figure 94 nous donne les évolutions spectrales de la variation de l'indice de réfraction $\delta n(\omega)$ et de la dispersion de résonance $D_R(\lambda)$ pour un EDFA aluminosilicate pour deux cas où les densités de population sont constantes : le cas où la fibre n'est pas pompée ($q=0$) et le cas où on a réalisé l'inversion complète de population ($q=100$). La concentration en erbium est de 10^{19}cm^{-3} , n est égal à 1,46.

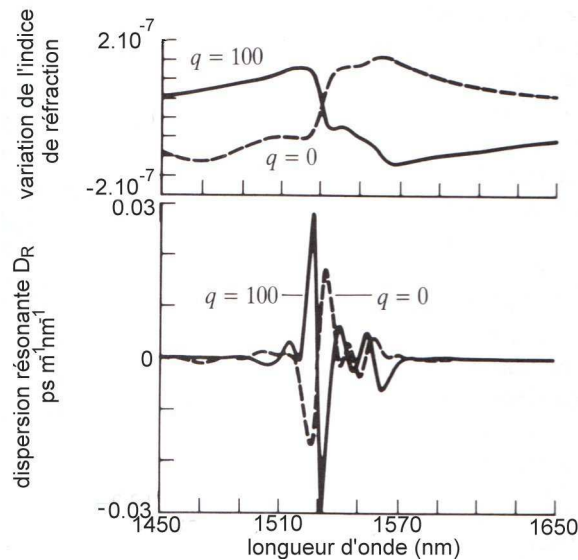


Figure 94. Spectre de variation d'indice de réfraction et de dispersion résonante pour le cas d'une fibre non pompée ($q = 0$) et pour le cas d'inversion totale ($q = 100$) correspondant à une fibre dopée à l'erbium aluminosilicate d'après [1-4]

Le spectre de la dispersion résonante comporte un certain nombre de pics et de creux de largeurs approximativement comprises entre 5 et 10 nm, avec un pic central proche de la longueur d'onde de pic égale à 1530 nm de la section efficace d'absorption. Pour les paramètres considérés dans l'exemple, la dispersion résonante maximale correspond à l'inversion totale de population dont la valeur avoisine $\pm 30 \text{ fs}/(\text{nm}\cdot\text{m})$ ce qui correspond à $\pm 30 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$. Des tests expérimentaux ont été réalisés sur une autre fibre dopée à l'erbium qui ont montré une variation maximale de la dispersion aux alentours de $\pm 60 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ [3-9].

Annexe 2 : Équations spatio-temporelles

Les différents paramètres que nous avons vus caractérisant les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium comme le gain ou le rapport signal à bruit sont définis à partir des puissances de signal, de pompe et de bruit d'ASE. Pour connaître le fonctionnement d'un amplificateur, il nous faut donc déterminer ces puissances. Pour cela nous allons donc revoir les phénomènes régissant l'amplification dans le cas de l'ion erbium fonctionnant avec trois niveaux d'énergie et définir les équations entrant en jeu au cours des différentes étapes de l'amplification. Nous donnerons dans un premier temps les probabilités des transitions possibles appelées taux de transitions nécessaires pour écrire les différentes équations. Puis nous expliquerons ce que sont les facteurs de confinement du mode optique de la fibre sur la zone dopée qui traduisent l'interaction entre les ions erbium et le signal ou mode de la fibre amplificatrice. Enfin nous définirons les 7 d'équations nécessaires à l'étude de l'amplification d'une fibre dopée à l'erbium [1-43].

I. Taux de transitions

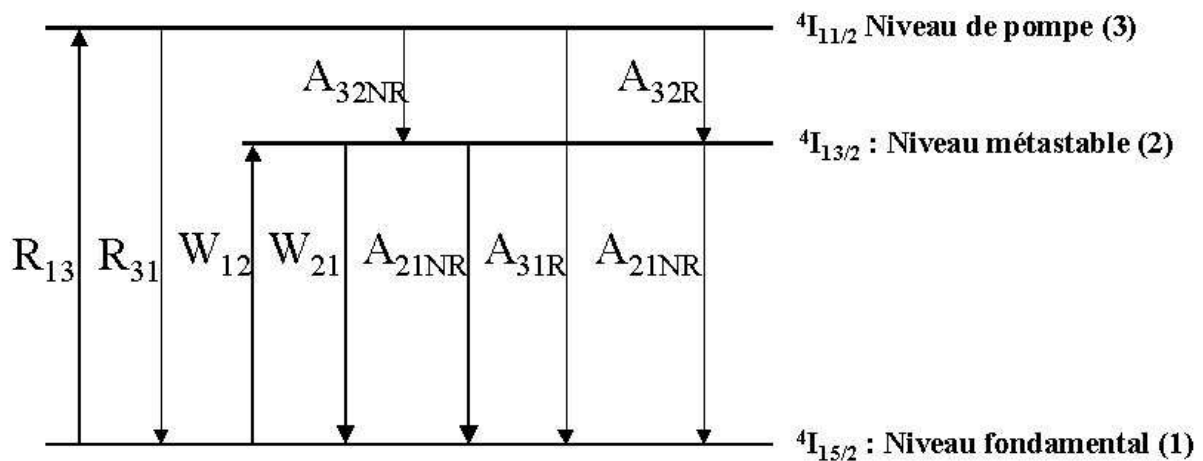


Figure 95. *diagramme des niveaux d'énergie de l'ion erbium correspondant à un système laser à trois niveaux*

La figure 95 nous donne le bilan de toutes les transitions possibles entre les différents niveaux d'énergie entrant en jeu au cours de l'amplification dans un système à trois niveaux.

Par définition les niveaux (1), (2) et (3) sont respectivement le niveau fondamental, métastable et de pompe. Le niveau (2) se caractérise par une durée de vie longue, notée τ , approximativement égale à 10 ms. La transition laser qui nous intéresse se produit entre les niveaux (1) et (2).

Soit R , W les transitions respectives entre ${}^4I_{15/2}$ et ${}^4I_{11/2}$ et entre ${}^4I_{15/2}$ et ${}^4I_{13/2}$. A représente une désexcitation spontanée. Les indices ij indiquent que la transition s'effectue du niveau i vers le niveau j . Les indices R et NR expriment si la transition est radiative ou non.

Le taux de pompage du niveau (1) vers (3) et le taux d'émission stimulée de (3) vers (1) sont respectivement R_{13} et R_{31} . Il existe deux possibilités de désexcitation pour le niveau (3), une radiative ($A_{3R} = A_{31R} + A_{32R}$) et l'autre non radiative A_{32NR} . La désexcitation du niveau 3 est supposée être essentiellement non radiative. A_{32R} est par conséquent négligeable devant A_{32NR} qui sera nommé A_{32} dans la suite de nos calculs. Les taux d'absorption et d'émission stimulée qui existent entre les niveaux (1) et (2) sont notés respectivement W_{12} et W_{21} . Les désexcitations, radiative et non radiative, à partir du niveau (2) sont appelées respectivement A_{21R} et A_{21NR} , avec $A_{21R} = 1/\tau$. Comme la désexcitation est essentiellement radiative, A_{21NR} sera négligée devant A_{21R} que l'on nommera A_{21} . Soit ρ la densité en ion erbium de la fibre. N_1 , N_2 et N_3 représentent respectivement les densités de population du niveau fondamental, métastable et de pompe. Par définition on a :

$$\rho = N_1 + N_2 + N_3 \quad (A2-1)$$

La variation temporelle des trois niveaux peut donc s'écrire :

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + A_{21}N_2 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + R_{31}N_3 \quad (A2-2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A_{32}N_3 - A_{21}N_2 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 \quad (A2-3)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (A2-4)$$

La désexcitation non radiative du niveau (3) est très rapide ce qui a pour conséquence que le taux A_{32} est très supérieur aux taux R_{13} et R_{31} . De plus cette désexcitation très rapide entraîne que la population du niveau (3) est négligeable devant celle des deux

autres niveaux. C'est la raison pour laquelle on considère que la population du niveau (3) est nulle.

II. Facteur de confinement

En règle générale, le dopage en erbium d'une fibre amplificatrice est réalisé dans le cœur de la fibre avec une distribution spectrale de concentration $\rho(r)$ telle que $\rho(r)$ est constante et égale à ρ pour un rayon inférieur à celui du cœur ; hors de cette région $\rho(r)$ est nulle.

Le facteur de confinement exprime la proportion du mode optique guidé dans la fibre interagissant avec les ions erbium. Comme la forme et la taille du mode varient en fonction du profil d'indice de réfraction et de la longueur d'onde, le facteur de confinement, lui aussi, est fonction de la longueur d'onde pour un profil donné. Les facteurs de confinement aux longueurs d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p sont respectivement notés Γ_s et Γ_p .

Les répartitions des puissances de signal, de pompe et de bruit d'ASE ne sont pas homogènes le long de la fibre. Les variations de ces puissances et des densités de population des différents niveaux d'énergie en fonction de z doivent être prises en compte pour modéliser le fonctionnement d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium pompé à 980 nm. Les 3 équations (A2-2), (A2-2) et (A2-4) doivent être réécrites en fonction des facteurs de confinement de pompe et de signal, des sections efficaces d'absorption et d'émission, et de la position z dans l'amplificateur.

III. Équation d'évolution longitudinale de la puissance de pompe

Dans le cas d'un système à trois niveaux d'énergie tel que l'ion erbium pompé à 980 nm, la ré-émission de photons de pompe est nulle. Seule l'absorption de photons de pompe est possible. Il existe des absorptions par des ions à l'état fondamental et à l'état excité mais il ne faut pas non plus omettre l'absorption par état excité. L'ESA est faible mais ne peut être négligée : on fera donc intervenir l'ESA grâce à un facteur constant en fonction de la longueur d'onde noté σ_{ESA} .

L'absorption des ions de pompe par des ions à l'état fondamental provoque la déplétion du niveau fondamental. Ici seul le taux de transition R_{13} contribue à cette variation temporelle de N_1 :

$$\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{\text{pompage}} = -R_{13}N_1 \quad (\text{A2-5})$$

Soit :

$$\frac{dN_1(t, z)}{dt} = -\sigma_a(\lambda_p) \frac{P_p}{hc/\lambda_p} N_1(t, z) \Gamma_p \quad (\text{A2-6})$$

avec $P_p \lambda_p / hc$ qui représente le nombre de photons de pompe incidents par unité de volume, P_p la puissance de pompe, Γ_p le facteur de confinement du mode fondamental sur la zone dopée en erbium à la longueur d'onde λ_p et σ_a la section efficace d'absorption.

Soit ΔX , le nombre de photons absorbés depuis le niveau fondamental dans un volume $S \cdot dz$, pendant l'intervalle de temps dt . dz et dt étant reliés par la vitesse de groupe, la variation de la puissance de pompe au travers de la surface S s'écrit :

$$dP_p = \frac{1}{S} \frac{\Delta X \cdot hc / \lambda_p}{dt} \quad (\text{A2-7})$$

La variation de densité de population à l'état fondamental, due seulement à l'absorption de photons de pompe, s'exprime en fonction de ΔX comme étant :

$$dN_1 = \frac{\Delta X}{S \cdot dz} \quad (\text{A2-8})$$

En remplaçant ΔX dans les équations (A2-28) et (A2-29), on obtient la variation temporelle de la densité de population N_1 :

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dP_p}{dz} \frac{1}{hc/\lambda_p} \quad (\text{A2-9})$$

En identifiant les expressions temporelles de N_1 tirées des équations (A2-6) et (A2-8), la variation longitudinale de la puissance de pompe s'écrit :

$$\frac{dP_p(z, t)}{dz} = -\sigma_a(\lambda_p) N_1(z, t) \Gamma_p P_p(z, t) \quad (\text{A2-10})$$

IV. Équations d'évolution longitudinale des puissances de signal et de bruit

Comme nous l'avons vu auparavant, dans les applications WDM, le signal se décompose en N canaux discrets ayant pour longueur d'onde λ_i avec i variant de 0 à $N - 1$ et pour puissance $P_s(z, t, \lambda_i)$. La puissance totale de $P_s(z, t)$ s'exprime donc par une somme telle que :

$$P_s(z, t) = \sum_{i=0}^{N-1} P_s(z, t, \lambda_i) \quad (\text{A2-11})$$

En suivant la même méthode qu'au paragraphe précédent pour le calcul de la variation longitudinale de puissance de pompe, nous allons déterminer l'évolution longitudinale de chacune des contributions individuelles à la puissance $P_s(z, t)$.

Les variation des contributions à la puissance totale du signal sont dues :

- à l'émission stimulée de photons à la longueur d'onde du signal, c'est-à-dire à λ_i , par des ions erbium entre les transitions (2) et (1). Ce taux de transition est noté W_{21} (voir figure 95).
- A l'absorption de photons de signal par des ions erbium se trouvant au niveau fondamental avec le taux W_{12} .

La variation longitudinale de la puissance totale signal s'écrit donc :

$$\frac{dP_s(z, t, \lambda_i)}{dz} = (\sigma_e(\lambda_i)N_2(z, t) - \sigma_a(\lambda_i)N_1(z, t))\Gamma_s(\lambda_i)P_s(z, t, \lambda_i) \quad (\text{A2-12})$$

avec i variant de 0 à $N - 1$.

Le calcul des puissances de bruit d'émission spontanée amplifiée (P_{ASE}^+ et P_{ASE}^-) est effectué sur un intervalle spectral correspondant à la largeur des sections efficaces d'émission et d'absorption autour de 1550 nm. Cette bande de longueurs d'onde est divisée en N sous-intervalles de largeur $\Delta\lambda$ constante. A chaque longueur d'onde λ_j correspondant à chacun de ces N sous-intervalles, on calcule la contribution élémentaire de puissance de bruit d'ASE copropagative et contrapropagative générée et amplifiée le long de la fibre dopée à

l'erbium. Les puissances totales de bruit sont calculées en sommant chacune des contributions élémentaires aux longueurs d'onde λ_j et s'exprime telles que :

$$P_{ASE^{+/-}}(z, t) = \sum_{j=0}^{N-1} P_{ASE^{+/-}}(z, t, \lambda_j) \quad (\text{A2-13})$$

Ces puissances sont dues :

- à l'émission spontanée de photons de bruit depuis le niveau (2) dans les deux états possibles du mode fondamental de la fibre dopée.
- à l'émission stimulée de photons de bruit au taux W_{21} .
- à l'absorption de photons de bruit au taux W_{12} .

La variation en z de la puissance de bruit s'écrit telle que (pour j de 0 à $N-1$) :

$$\begin{aligned} \frac{dP_{ASE^+}(z, t, \lambda_j)}{dz} &= 2hc / \lambda_j \sigma_e(\lambda_j) N_2(z, t) \Gamma(\lambda_j) + \\ &(\sigma_e(\lambda_j) N_2(z, t) - \sigma_a(\lambda_i) N_1(z, t)) \Gamma(\lambda_j) P_{ASE^+}(z, t, \lambda_j) \end{aligned} \quad (\text{A2-14})$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{ASE^-}(z, t, \lambda_j)}{dz} &= 2hc / \lambda_j \sigma_e(\lambda_j) N_2(z, t) \Gamma(\lambda_j) + \\ &(\sigma_e(\lambda_j) N_2(z, t) - \sigma_a(\lambda_i) N_1(z, t)) \Gamma(\lambda_j) P_{ASE^-}(z, t, \lambda_j) \end{aligned} \quad (\text{A2-15})$$

V. Équation d'évolution temporelle de la densité de population à l'état excité

Si on considère que la densité de population est nulle au niveau (3), la densité de population du niveau métastable s'exprime par :

$$N_2 = N_1 - \rho \quad (\text{A2-16})$$

L'équation (A2-3), donnée au paragraphe I, peut donc s'écrire telle que :

$$\frac{dN_2}{dt} = (W_{12} + R_{13})(\rho - N_2) - (W_{21} + \frac{1}{\tau})N_2 \quad (\text{A2-17})$$

avec W_{12} , R_{13} , W_{21} qui traduisent la présence des puissances de signal, de pompe et de bruit.

A partir des équations (A2-4) et (A2-5) calculées au paragraphe III, on tire l'expression de R_{13} :

$$R_{13} = \sigma_a(\lambda_p) \frac{P_P(z, t)}{hc/\lambda_p} \Gamma_P \quad (\text{A2-18})$$

De plus, de (A2-10) et (A2-11) on déduit les coefficients W_{12} et W_{21} :

$$W_{12} = \sum_{i=0}^{N_c-1} \frac{\sigma_a(\lambda_i)}{hc/\lambda_i} P_s(z, t, \lambda_i) \Gamma_s(\lambda_i) + \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\sigma_a(\lambda_j)}{hc/\lambda_j} (P_{ASE^+}(z, t, \lambda_j) + P_{ASE^-}(z, t, \lambda_j)) \Gamma_s(\lambda_j) \quad (\text{A2-19})$$

$$W_{21} = \sum_{i=0}^{N_c-1} \frac{\sigma_e(\lambda_i)}{hc/\lambda_i} P_s(z, t, \lambda_i) \Gamma_s(\lambda_i) + \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\sigma_e(\lambda_j)}{hc/\lambda_j} (P_{ASE^+}(z, t, \lambda_j) + P_{ASE^-}(z, t, \lambda_j)) \Gamma_s(\lambda_j) \quad (\text{A2-20})$$

Les équations (A2-10), (A2-12), (A2-14) et (A2-15) forment un système d'équations couplées par les expressions analytiques des taux de transitions R_{13} , W_{12} , W_{21} définis en (A2-18), (A2-19) et (A2-20). Ce système nous permet de connaître parfaitement³ le fonctionnement d'un système à trois niveaux comme les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium pompée à 980 nm.

³ En fait, il existe aussi des phénomènes pénalisants (absorption par état excité, relaxation croisée...) [1-43] qui limitent les performances des amplificateurs optiques. Ceux-ci sont pris en compte dans les calculs, en ajoutant un coefficient multiplicateur (égal à 0,95) à la puissance de signal.

Annexe 3 : Atténuation spectrale

L'atténuation spectrale, caractérisant les propriétés de transmission d'une fibre optique monomode, représente l'un des deux facteurs les plus pénalisant de la fibre avec la dispersion chromatique. Cette atténuation est la somme de divers contributions et dépend des matériaux utilisés et des caractéristiques optogéométriques de la fibre. Pour les télécommunications optiques, une faible valeur du coefficient d'atténuation linéique permet un accroissement de l'espacement entre les répéteurs, ce qui se traduit par conséquent par une meilleure fiabilité du système, il en définit même la portée dans l'établissement du bilan énergétique entrant dans la conception d'une liaison optique.

L'atténuation résulte d'une combinaison de diverses contributions [A3-1] : absorptions, diffusion, imperfections du guide (microcourbures), courbures, pertes aux connections. Cependant dans cette annexe, nous allons présenter que les pertes par absorption et diffusion qui représentent les pertes intrinsèques de la fibre.

I Pertes par absorption.

I.1. Absorption dans l'ultraviolet

Le processus d'absorption dans les verres exempts d'impuretés qui définit la limite inférieure de l'atténuation est lié à l'existence de champs locaux fonction de l'énergie des photons. Cette dépendance est régie par la règle d'Urbach [A3-2] :

$$\alpha(\omega) = A \exp\left[\frac{\sigma\hbar}{k_B T}(\omega - \omega_0)\right] \quad (\text{A3-1})$$

où : k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1,381 \text{ e-}23 \text{ J/K}$) ; T , température absolue (K) ; ω_0 , σ , A sont des paramètres liés au matériau de base ; h , constante de Planck ($6,626 \text{ e-}34 \text{ J.s}$).

De légères modifications des paramètres A et ω_0 apparaissent selon le type de dopant utilisé et leurs concentrations ; $\hbar\omega_0$ est relié à l'énergie de « gap » du matériau.

L'expression (A3-1) traduit le fait qu'une fibre placée dans un champ de température élevée voit son atténuation remonter.

En fait, les coefficients ω_0 , σ , A sont généralement liés à la longueur d'onde et aux champs électriques locaux microscopiques, ce qui permet de définir trois dépendances de l'absorption ultraviolette avec λ .

La partie de la bande d'absorption dans l'ultraviolet qui nous intéresse pour ce qui est de la modélisation de l'atténuation dans le proche infrarouge suit un loi du type d'Urbach qui s'écrit :

$$\alpha_{UV} = A_0 \exp[E - E_0] \quad (\text{dB / km}) \quad (\text{A3-2})$$

Cette formule est applicable lorsque l'on est dans la queue de la bande d'absorption ultraviolette du matériau ($\alpha_{UV} < 1 \text{ cm}^{-1}$).

L'insertion dans la silice d'un élément de dopage change les facteurs présents dans l'expression (2). Les oxydes métalliques pouvant modifier l'indice de la silice sont P_2O_5 , B_2O_3 , GeO_2 , Al_2O_3 , ... Parmi ceux-ci le plus employé est de loin l'oxyde de germanium. Or le germanium présente deux états stables d'oxydation Ge^{4+} et Ge^{2+} formant respectivement les composés GeO_2 et GeO dans la matrice SiO_2 . Ceux-ci sont caractérisés par l'existence de bandes d'absorption spécifiques liées à leurs bandes de transition électronique. Ainsi pour GeO_2 , nous avons une bande centrée sur 185 nm alors que deux autres bandes situées sur 242 nm (5,1 eV) et 330 nm sont spécifiques du composé GeO .

A partir de mesure donnant l'évolution du facteur de transmission en fonction de λ pour des matériaux massifs à base de silice dopée P.C. Schultz et J. Yuen ont obtenu pour les différentes bandes :

λ (μm)	A_0 (dB/km/p.p.b. en poids de métal Ge)	E_0 (eV)
0,185	1,474 e-11	0,268
0,242	6,33 e-23	0,0866
0,325	4,5 e-22	0,076

Bien que la présence des composés GeO soit favorisée par l'accroissement de température du dépôt (dû à une instabilité de GeO_2), ceux-ci affectent peu la transmission dans la fenêtre située dans le proche infrarouge et la part de GeO formé est typiquement du centième de pourcent en poids de germanium déposé.

Ce qui, ramené en pourcentage molaire de dopant, s'écrit en fonction de λ pour GeO_2 :

$$\alpha_{UV} = \frac{154,16x}{44,5x + 60} 10^{-2} \exp\left[\frac{4,631}{\lambda(\mu\text{m})}\right] \text{ (dB / km)} \quad (\text{A3-3})$$

$$\text{avec } x = \frac{C(\text{dopant})}{100}$$

La différence d'indice obtenue sur fibre est reliée au pourcentage molaire du dopant inséré dans la silice.

I.2 Absorption dans l'infrarouge

Ces pertes sont dues à des phénomènes de vibration et de rotation des molécules.

- PROPRIETES DE LA SILICE

Le matériau de base qui n'est autre qu'un verre de silice, présente, comme nous l'avons vu dans le paragraphe VII.1 du chapitre I, une structure du type tétraédrique (SiO_4) et différents modes vibrationnels d'une telle configuration altèrent les propriétés de transmission des fibres optiques à base de silice dans la fenêtre spectrale située dans l'infrarouge.

Cependant des états de dégénérescence des fréquences de vibrations peuvent être observés, ce qui implique l'existence pour les fréquences harmoniques d'une superposition de mécanisme d'absorption.

- PROPRIETES DU DOPANT GeO_2

L'insertion de l'oxyde de germanium dans la silice a pour conséquence de déplacer légèrement les pics de bande d'absorption caractéristiques des modes vibrationnels de SiO_4 .

L'apparition d'un pic centré à $11,4 \mu\text{m}$ traduit le mode d'oscillation de la liaison Ge-O-Ge tandis que la liaison Si-O-Ge est caractérisée par une longueur d'onde de vibration située à $9,8 \mu\text{m}$.

Ainsi si on considère que l'atténuation spectrale due à l'absorption infrarouge est de la forme :

$$\alpha_{IR} = D_1 \exp\left(\frac{D_2}{\lambda}\right) \text{ (dB / km)} \quad (\text{A3-4})$$

Les coefficients D_1 et D_2 sont proches de ceux spécifiques de l'absorption infrarouge de la silice non dopée. On a :

$$\alpha_{\text{IR}} = 7,81e11 \exp\left(-\frac{48,48}{\lambda}\right) \text{ (dB / km)} \quad (\text{A3-5})$$

I.3 Absorption spécifique des radicaux OH⁻

Le dipôle OH⁻ excité peut être assimilé à un oscillateur amorti.

Le train d'onde associé au champ rayonné ou absorbé par la raie i est défini comme étant :

$$e(t) = A_i e^{-t/\tau_i} e^{j\omega_i t} \quad (\text{A3-6})$$

avec τ_i constante d'amortissement qui caractérise la largeur de la raie d'absorption.

La transformée de Fourier de ce train d'onde s'exprime alors ainsi :

$$E(\omega) = \frac{A_i \tau_i^2}{1 + \tau_i^2 (\omega - \omega_i)^2} = \frac{B_i^2}{1 + \tau_i^2 (\omega - \omega_i)^2} \quad (\text{A3-7})$$

Au voisinage du pic d'absorption i , la densité spectrale en puissance normalisée de l'absorption est donc :

$$|E(\omega)|^2 = \frac{B_i^2 \Delta\omega_i^2}{\Delta\omega_i^2 + (\omega - \omega_i)^2} \quad (\text{A3-8})$$

avec $\Delta\omega_i$ demi-largeur de la bande d'absorption i à mi-hauteur.

La distribution est de type lorentzienne et l'ensemble des raies spécifiques aux modes vibrationnels de la liaison OH⁻ peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha_{\text{OH}} = \sum_i \frac{B_i^2 \Delta\omega_i^2}{\Delta\omega_i^2 + (\omega - \omega_i)^2} \quad (\text{A3-9})$$

où $\omega_i = 2\pi c / \lambda_i$.

Une modélisation de ces pertes, à partir de données expérimentales peut être réalisée.

II Perte par diffusion

Tous les matériaux transparents diffusent le rayonnement (mis à part les cristaux parfaits de très grande pureté). Ceci est provoqué par des fluctuations de densité et de concentration de dopage dues au gel de la matière pendant l'élaboration du matériau.

Suivant les caractéristiques des inhomogénéités, on rencontre plusieurs lois de diffusion :

- Si la longueur d'onde est très inférieure à la taille des inhomogénéités, la diffusion est indépendante de la longueur d'onde et dirigée principalement sur l'axe de propagation.
- Si les inhomogénéités ont des dimensions voisines de la longueur d'onde, l'énergie diffusée varie en λ^{-2} et le lobe de diffusion est dirigé dans la direction de propagation (diffusion de Mye).
- Si la longueur d'onde est très supérieure à la taille des inhomogénéités, le rayonnement diffusé varie en intensité en λ^{-4} , la diffusion est de type Rayleigh. C'est la seule contribution dans le cas des fibres optiques de silice.

Pour les fibres optiques à un seul dopant, les fluctuations de densité induisent des pertes de diffusion qu'on modélise par la relation :

$$\alpha_d = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (n^2 - 1)kT\beta \quad (\text{A3-10})$$

avec T température de vitrification (environ 1800°), β coefficient de compressibilité isotherme (égal à $6,9 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{J}$ pour SiO_2).

A ces pertes peuvent s'ajouter celles liées à des processus de diffusion non linéaire type Brillouin ou Raman.

III Perte intrinsèque de propagation

La fibre n'est pas homogène radialement. Il paraît évident que la diffusion ne sera pas la même dans le cœur que dans la gaine. D'autre part, la concentration d'impureté est souvent inhomogène. Par exemple, les ions hydroxyles, piégés pendant la phase de rétreint dans le

procédé de fabrication MCVD, ne se retrouve qu'au centre du cœur. Pour une fibre à symétrie de révolution, l'atténuation totale se calcule par conséquent telle que :

$$\alpha = \frac{\int_0^{\infty} \alpha(r) |\Psi^2(r)| r dr}{\int_0^{\infty} |\Psi^2(r)| r dr} \quad (\text{A3-11})$$

$\alpha(r)$ représente l'atténuation totale (absorption et diffusion) en puissance à la distance r du centre de la fibre.