

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

BADJI MOKHTAR-ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار- عنابة

Faculté des Sciences
Département de Physique

Année: 2009

Laboratoire de Physique des Rayonnements

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de
MAGISTER

Thème:

Etude et optimisation des différents paramètres d'un amplificateur à fibre optique dopée avec des ions de terres rares

Option: Optique Non Linéaire

Par

M^r Badreddine Boubir

DIRECTEUR DE MEMOIRE: Abdessetar El Akrmî Prof. Université de Annaba
Devant le jury :

Président: Abdellaziz Doghmane

Prof. Université de Annaba

Examineurs :

Mokhtar Ghers

Prof. Université de Annaba

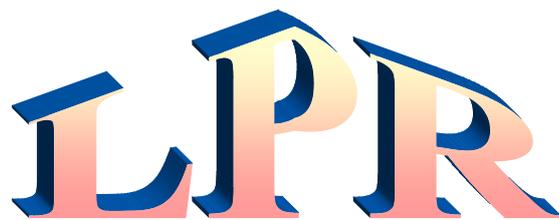
Houria Triki

M.C. Université de Annaba

Yamina Hamaïzi

M.C. Université de Annaba

LABORATOIR



Physique des Rayonnements
Optique non linéaire

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique des Rayonnements du département de physique de l'université de Badji Mokhtar Annaba. J'adresse tout d'abord mes remerciements au Professeur Abdessetar El Akrmi, qui m'a accueilli au sein du laboratoire et qui m'a honoré en m'encadrant pour réaliser cette thèse de magistère, et je tiens à le remercier pour ces précieux conseils et sa patience.

Mes remerciements vont aussi aux : M.K. Rabia et H. Triki, qui ont été toujours là pour m'aider et me soutenir.

Je remercie également mes deux collègues et amis : Daoui Abdelkader et Grain Redouan, qui m'ont accompagné durant ses années et qui ont été toujours là pour me donner un coup de main.

Je profite de cette occasion qui m'est donnée pour adresser mes sincères remerciements à mes parents qui sont à la base de tous, et pour leur dire que sans eux je ne serai jamais arrivé là, sans leurs amours, leurs infinies patiences et leurs valeureux conseils. Sans oublier bien sûr mes frères : Salim, Sofiane et Akram, et ma sœur bien aimée Amira.

Je n'oublierai certainement pas non plus de remercier tous mes amis : C. Adel, B. Soufiane et B. A.Kader (plus de 15 ans d'amitié, ça compte !!!).

Enfin, je tiens à remercier ceux qui ont toujours été là pour moi, et surtout ma fiancée « Ahlem » qui m'a accompagné, écouté, supporté et épaulé durant ces années.

ملخص:

يهدف مشروع البحث هذا إلى دراسة المضخم بالألياف البصرية المزودة بعنصر الأربيوم (Er^{+3}). الهدف الأول من هذا البحث هو الوصول إلى أداة يمكنها توقع مقومات مثل هذه المضخمات. أولاً، تم تطوير هذه الأداة التصويرية رقمياً عن طريق برنامج MATLAB. تم تصميم هذا النموذج بطريقة عامة بحيث يمكن تطبيقه على جميع أنواع المضخمات اللييفية و الليزر الليفي، بحيث تكون البنية الطاقوية للمادة المزود بها الليف البصري معروفة. ثانياً، و بعد مقارنة و تأكيد هذا النموذج أو الأداة التصويرية مع المراجع العلمية، أحد من الخصائص الأساسية في المضخمات اللييفية المزودة بالأربيوم: **المكسب**، تم دراسته و تصويره عن طريق أدواتنا التصويرية، النتائج المحصل عليها اظهرن لنا بأن مكسب المضخم يتأثر بعدة عوامل، نذكر منها: طول الليف البصري، طول الموجة للمضخة الليزرية، قوة المضخة الليزرية، كثافة الأربيوم و نصف قطر قلب الليف البصري.

Résumé :

Le présent projet de recherche porte sur l'étude d'un amplificateur à fibre à dopée à l'erbium. Le but premier du projet est de concevoir un outil de simulation capable de prédire adéquatement les performances de tels amplificateurs.

Tout d'abord, un outil de simulation permettant de modéliser l'amplification de la lumière dans une fibre optique dopée est développée et implémenté numériquement sous MATLAB. Ce modèle est conçu de façon générale et s'applique à tout type d'amplificateur et de laser à fibre où la structure énergétique du dopant est connue.

Ensuite, après que nous avons préalablement validé notre modèle avec la littérature, une des caractéristiques les plus importantes de l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) : le Gain, est simulé et analysé par notre outil de simulation. Les résultats de simulation prouvent que le gain de l'amplificateur à fibre optique dopée Erbium est affecté par certains paramètres tels que la longueur de fibre, la longueur d'onde de pompe, la puissance de pompe, la densité des ions d'Erbium et la géométrie de la fibre optique (le rayon du cœur).

Abstract:

This present project of research focuses on the study of a fiber amplifier doped erbium. The prime purpose of the project is to design a simulation tool able to predict adequately the performance of such amplifiers.

First of all, a simulation tool for modeling the amplification of light in a fiber optic doped is developed and implemented numerically with MATLAB. This model is designed in a general way and applies to any type of amplifier and laser fiber where the structure of energy dopant is known.

Then, after we have previously validated our model with the literature, one of the most important characteristics of the Erbium doped fibers amplifier (EDFA) : the Gain, is simulated and analyzed by our simulation tool. The simulation results show that the gain of the Erbium doped fibers amplifier is affected by certain parameters such as the length of the fiber, the wavelength of pump, the power of pump, the density of Erbium ions and geometry of the fiber (The radius of the fiber heart).

Tables Des Matières

o Remerciements	i
o Résumé	ii
o Abstract	ii
o ملخص	iii
o Introduction générale	1

Chapitre 1 : Télécommunications par fibres optiques

I. Historique	4
II. La fibre optique.....	5
II.1. Fabrication des fibres	7
II.1.1. Méthode M.C.V.D	7
II.1.2. Etirage de la préforme	9
II.2. Différents types des fibres optiques	10
II.2.1. Fibre multimode à saut d'indice.....	10
II.2.2. Fibre multimode à gradient d'indice.....	10
II.2.3. Fibre monomode	11
II.3. Le signal optique.....	11
II.3.1. Dispersion chromatique.....	11
II.3.2. La dispersion modale de polarisation (PMD)	13
II.3.3. Atténuation	15
II.4. Les effets non linéaires.....	17
II.4.1. Effet Kerr.....	17
II.4.1.1. Auto-modulation de phase (SPM, Self Phase Modulation).....	18
II.4.1.2. Modulation de phase croisée (XPM, Cross Phase Modulation).....	18
II.4.1.3. Mélange à quatre ondes (FWM, Four Wave Mixing).....	19
II.4.2. Effets Raman et Brillouin	19

II.4.2.1. L'effet Raman	19
II.4.2.2. L'effet Brillouin.....	21
III. Composants optiques pour les télécommunications à haut débit	22
III.1. WDM (Multiplexage en longueur d'onde).....	22
III.2. Les Diodes Laser	24
III.3. Les isolateurs	27
III.4. Les coupleurs	28
III.5. Les filtres optiques.....	29

Chapitre 2 : Amplificateurs optiques pour les télécommunications à haut débit

I. Introduction	31
II. Caractéristiques Des Amplificateurs Optiques.....	32
II.1. Amplificateurs optiques à semi-conducteurs (AOSC).....	32
II.2. Amplificateurs à fibres optiques.....	33
II.2.1. Amplificateurs à fibre dopée terres rares	33
II.2.2. Amplificateurs à effet non-linéaires (Raman, Brillouin).....	35
III. Utilisation Des Amplificateurs Optiques	36
IV. Conclusion	37

Chapitre 3 : Les fibres dopées aux ions de terres rares

I. Structure vitreuse des fibres optiques standard	39
II. Fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares	40
II.1. Dopage en phase vapeur.....	41
II.2. Dopage en phase liquide.....	43
II.3. Etirage de la préforme	44
III. Les ions terres rares	46

III.1. Introduction	46
III.2. Propriétés optique des ions terres rares.....	47
III.2.1. Mécanismes de relaxation dans le cas des ions Er^{3+}	49
III.2.1.1. Interaction des ions avec un rayonnement électromagnétique (Mécanismes radiatifs).....	49
III.2.1.2. Mécanismes non-radiatifs.....	54
IV. Comportement spectral des fibres optiques dopées à l'Erbium.....	54
IV.1. Effet stark.....	54
IV.2. Élargissement homogène	55
IV.3. Élargissement inhomogène	55
IV.4. Fluorescence	57
IV.5. Sections efficaces d'absorption et d'émission	58

Chapitre 4 : Fonctionnement et modélisation des amplificateurs à fibres optiques dopées Erbium (EDFA)

I. Introduction	61
II. Configuration des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium.....	61
II.1. Schéma classique d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium.....	61
II.2. Autre types de pompage optique	62
III. Equations d'évolution et modélisation	65
III.1. Pompage à 980nm	65
III.2. Pompage à 1480nm	69
III.3. Description de la propagation du pompage et du signal dans la fibre dopée	71
III.4. Efficacité de conversion quantique et efficacité de conversion de la puissance de pompe.....	75
IV. Simulation de l'amplificateur à fibre dopée Erbium	76
IV.1. Le Gain en fonction de (L, P_p)	78
IV.2. Le Gain en fonction de (r, P_p)	79
IV.3. Le Gain en fonction de (ρ_{Er}, P_p)	81

<i>IV.4. Le bruit (ASE)</i>	82
<i>V. Conclusion</i>	83
• <i>Conclusion générale</i>	85
• <i>Appendix A</i>	86
• <i>Référence</i>	89

Liste Des Figures :

Chapitre I

Figure II : Principe du guidage par réflexion totale interne	6
Figure II.1.1. Fabrication de préforme par le procédé MCVD	8
Figure II.1.2. Schéma d'une tour de fibrage	9
Figure II.2.1 : La fibre à saut d'indice	10
Figure II.2.2 : La fibre à gradient d'indice	10
Figure II.2.3 : La fibre monomode.....	11
Figure II.3.1 : Dispersion chromatique dans une fibre optique	11
Figure II.3.2.1 : Illustration de la dispersion intermodale	13
Figure II.3.2.2 : Fibres à maintien de polarisation	14
Figure II.3.3.1 : Profil de l'atténuation spectrale de la fibre optique faite de silice	15
Figure II.3.3.2 : Raccordement de fibres	17
Figure II.4.2.1 : Illustration de la diffusion Raman spontanée.....	19
Figure III.1. Principe d'une liaison WDM	23
Figure III.2.1. Interactions lumière matière	24
Figure III.2.2. Deux types de cavités laser	25
Figure III.2.3. Spectre d'un laser semiconducteur Fabry-Pérot	26
Figure III.2.4. Réseaux de Bragg - Structure et spectre d'un laser DFB	27

Chapitre II

Figure II.1 : Configuration de base d'un amplificateur optique à semi-conducteur	32
Figure II.2.1 : Principe d'un amplificateur a fibre optique dopée	34
Figure III.1 : Configuration des amplificateurs optiques	36

Chapitre III

Figure I.1. Élément tétraédrique silicate de la silice vitreuse	39
Figure II.1 : (a) opération de dépôt. (b) Opération de rétreint	41
Figure II.2 : Incorporation de terres rares dans une préforme	42
Figure II.3 : Dopage en phase liquide	44
Figure II.4 : Synoptique d'une tour de fibrage	45

<i>Figure III.1 : position des lanthanides dans le tableau périodique</i>	46
<i>Figure III.2 : Niveaux énergétiques des ions de terres rares trivalents</i>	48
<i>Figure III.2.1 : Les principaux mécanismes d'interaction rayonnement-matière</i>	49
<i>Figure IV.1 : Effet Stark sous l'action d'un champ électrique cristallin</i>	54
<i>Figure IV.3.a : Représentation en deux dimensions de la répartition des ions Erbium dans une matrice de silice</i>	56
<i>Figure IV.3.b : Effet de l'élargissement inhomogène en fonction des variations aléatoires du champ cristallin selon le site</i>	56
<i>Figure IV.4 : Fluorescence de la transition $4I13/2 \rightarrow 4I11/2$ dans quatre différentes matrices hôtes</i>	57
<i>Figure IV.5 : Sections efficaces d'émission et d'absorption de la transition $4I13/2 \rightarrow 4I11/2$ d'une fibre germanosilicate dopée à l'Erbium</i>	59

Chapitre IV

<i>Figure II.1 : schéma classique d'un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium</i>	61
<i>Figure II.2.1 : (a) pompage contra-propagatif, (b) pompage bidirectionnel</i>	62
<i>Figure II.2.2 : Spectre d'absorption de l'ion Erbium</i>	63
<i>Figure II.2.3 : Niveaux d'énergie mis en jeu pour un pompage</i>	64
<i>Figure III.1 : Diagramme d'énergie de l'ion Erbium et taux de transition entre les niveaux lors d'un pompage à 980nm</i>	66
<i>Figure III.2 : Diagramme d'énergie de l'ion erbium et des taux de transition entre les niveaux lors d'un pompage à 1480nm</i>	69
<i>Figure III.3 : Evolution du gain et de l'efficacité de conversion quantique en fonction de la puissance du signal d'entrée dans le cas d'un amplificateur optique</i>	76
<i>Figure IV.1 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $L=10$ à 60 m, pour un pompage à 980nm</i>	78
<i>Figure IV.2 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $L=10$ à 70 m, pour un pompage à 1480nm</i>	78
<i>Figure IV.3 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $r = 1$ à $4 \mu\text{m}$, pour un pompage à 980nm</i>	80
<i>Figure IV.4 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $r = 1$ à $4 \mu\text{m}$, pour un pompage à 1480nm</i>	80

<i>Figure IV.5 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $\rho_{Er} = 1.8.10^{24}$ à $4.2. 10^{24} m^2$ avec un pas de $0.8 m^2$, pour un pompage à 980 nm</i>	<i>81</i>
<i>Figure IV.5 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $\rho_{Er} = 1.8.10^{24}$ à $4.2. 10^{24} m^2$ avec un pas de $0.8 m^2$, pour un pompage à 980 nm</i>	<i>82</i>
<i>Figure IV.7 : variation du bruit en fonction de la puissance de pompage à deux longueurs d'ondes 980 nm et 1480 nm.....</i>	<i>83</i>

Introduction générale

Introduction générale

Notre travail s'inscrit dans le cadre des télécommunications par fibres optiques à haut débit où l'information transite sous la forme d'impulsions lumineuses dans le guide d'onde que constitue la fibre. Les tous premiers systèmes de communication par fibre optique utilisaient des fibres multimodes. La portée était limitée par la dispersion modale, due aux différentes vitesses de propagation des nombreux modes de la fibre, plutôt qu'à l'atténuation. Il était donc nécessaire de régénérer périodiquement le signal, à l'aide de répéteurs opto-électroniques impliquant une détection du signal lumineux, un traitement électronique complet incluant une resynchronisation puis une remise en forme du signal et enfin un transfert de l'information sur une nouvelle porteuse optique. Avec l'avènement des fibres monomodes dont la dispersion chromatique pouvait être compensée en alternant des tronçons de dispersion de signes opposés, le facteur limitant la portée était plutôt lié à l'atténuation, tout du moins pour des débits allant jusqu'à 10 Gbit/s (génération actuelle). Dès lors il ne devenait plus nécessaire de régénérer complètement le signal, et une simple amplification linéaire devait suffire. Il est alors clairement apparu à certains qu'une amplification optique directe pourrait constituer une alternative plus simple aux répéteurs-régénérateurs optoélectroniques dont la complexité et le coût augmentent très rapidement avec l'accroissement du débit par canal. Par ailleurs, la fabuleuse largeur de bande optique des fibres (environ 20 000 THz) autorise un multiplexage massif en longueur d'onde par la technique "WDM" (wavelength division multiplexing). Le record atteint au laboratoire est de 1000 canaux à 10 Gbit/s par canal sur des distances supérieures à 1000 km. Même, si une telle prouesse relève encore du laboratoire, un seul amplificateur optique direct permet aujourd'hui d'amplifier simultanément sans distorsions un multiplex de 100 canaux multiplexés spectralement, et ainsi d'éviter un ensemble de 100 régénératrices optoélectroniques associées à un multiplexeur-démultiplexeur. On comprend dès lors l'enjeu de cette nouvelle technologie. Il y a plusieurs types d'amplificateurs, les plus utilisés sont les amplificateurs à fibre dopée aux terres rares qui est l'objet de notre étude.

Le principe de fonctionnement de l'amplificateur à fibre dopée terre rare est l'effet LASER (l'émission stimulée). La fibre dopée est stimulée par une pompe

LASER (Diode LASER) à une longueur d'onde définie par le matériau (Terres rares) du quelle est dopée la fibre. Généralement on utilise l'Erbium car il a une amplification autour de 1550 nm, longueur d'onde qui coïncide avec le minimum d'atténuation des fibres utilisées.

En 1985, une équipe de chercheurs à l'Université de Southampton démontra que l'on pouvait amplifier la lumière dans une fibre optique autour de 1540 nm avec l'ion d'erbium Er^{3+} [Reekie 1985][40]. Bien que le concept d'effet laser dans une fibre optique n'était pas nouveau [Koester 1964][41], cette nouvelle fenêtre d'amplification dans la fibre optique, coïncidant avec une plage d'haute transmission des fibres de silice, ouvrait la porte à une révolution dans les télécommunications optiques. Ainsi, plusieurs recherches s'amorcèrent sur l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) pour découvrir rapidement que ce type d'amplification permettait un gain élevé [Kimura 1989][42], une forte puissance de saturation [Desurvire 1989][43], un gain indépendant de la polarisation [Giles 1989, p.651][44], une forte isolation entre les canaux [Giles 1989, p.880] et un faible facteur de bruit [Giles 1989, p.367]. Par-dessus tout, cet amplificateur peut tout simplement être fusionné ou connecté à un lien de fibre optique et ne limite plus le taux de transmission puisque le signal n'a plus à être régénéré électroniquement. C'est ainsi que seulement onze ans après cette découverte, le premier lien transocéanique utilisant des EDFA était installé à travers l'Atlantique par AT&T et plusieurs autres s'ajoutèrent ensuite.

L'avènement des systèmes de télécommunications les plus performants, densément multiplexés en longueur d'onde (DWDM) n'a été rendu possible que grâce au développement des amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA). Les EDFA, placés directement dans la ligne de transmission, permettent de compenser, par une voie purement optique, les pertes dues à l'atténuation dans la fibre optique sur toute la bande passante des canaux multiplexés, et de s'affranchir ainsi des répéteurs électroniques conventionnels.

Par conséquent, suite aux demandes de l'industrie de la télécommunication, il est intéressant d'investiguer en profondeur la simulation et la caractérisation d'un amplificateur à fibre dopée terres rares (Erbium) dans le cadre d'un mémoire de magistère. L'objectif précis de cette mémoire de magistère est alors de développer un outil de simulation capable de prédire adéquatement les performances expérimentales d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium. Ainsi, cette mémoire est divisé en quatre chapitres pour atteindre cet objectif :

Le premier chapitre intitulé « *Télécommunications par fibres optiques* » est consacré aux généralités sur les télécommunications par fibres optiques, les techniques de fabrication des fibres optiques, ces différents types ainsi que les différents effets affectant la propagation d'un signal optique au sein d'une fibre à savoir la dispersion chromatique, le PMD, l'atténuation et les effets non linéaires.

Dans le deuxième chapitre : « *Amplificateurs optiques pour les télécommunications à haut débit* », nous donnons les différents types des amplificateurs optiques, leurs caractéristiques physiques et les domaines d'utilisation.

Le chapitre trois : « *Les fibres dopées aux ions de terres rares* » présente les méthodes expérimentales utilisées pour la réalisation des fibres optiques dopées aux ions de terres rares, la famille des terres rares et les techniques de dopage spécifique à eux, les propriétés optiques de l'ion Erbium (spectroscopie) et le Comportement spectral des fibres optiques dopées à l'Erbium.

Le chapitre quatre : « *Fonctionnement et modélisation des amplificateurs à fibres optiques dopées Erbium (EDFA)* » est consacré à l'étude des différents paramètres affectant l'amplification optique dans l'EDFA, nous présentons l'ensemble des résultats numériques obtenue concernant la variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour des différents paramètres physiques visés.

Chapitre 1 :
Télécommunications par fibres
optiques

Chapitre 1 : Télécommunications par fibres optiques

I. Historique :

Les premiers câbles sous-marins servant à communiquer entre continents ont été les câbles télégraphiques, installés depuis les temps de la guerre de Sécession. Leur ont succédé les câbles coaxiaux, pour acheminer les conversations téléphoniques. Le premier câble coaxial reliant les deux cotés de l'Atlantique, posé en 1955, correspondait à 48 lignes téléphoniques [1].

Depuis, que de chemin parcouru grâce aux fibres optiques! Une seule paire de ces minces et longs cheveux de verre, qui véhiculent l'information sous forme d'impulsions de lumière, transmet simultanément près de 500 000 conversations téléphoniques d'un continent à l'autre, soit une distance de 6000 à 10000 km.

L'idée de fabriquer des fibres en verre de silice suffisamment pur pour transporter la lumière sur de grandes distances a fait son chemin dès la fin des années 1960. La lumière envoyée dans le cœur de la fibre se réfléchit sur ses parois, ce qui a pour conséquence de guider le faisceau lumineux le long de la fibre, même lorsque celle-ci est courbée.

La concrétisation de cette idée a pris du temps: il a fallu des innovations technologiques successives touchant à la fois le support matériel "les fibres optiques" et la manière d'y envoyer et faire circuler l'information. Il a également fallu développer des sources laser miniatures (les diodes laser) et des dispositifs de réception (photodiodes), ainsi que l'électronique numérique des circuits intégrés. En 1968, le chercheur anglais K.C. Kao découvrit que les pertes de la silice fondue pouvaient être inférieures à 20 dB/km dans l'infrarouge proche. Peu après, les chercheurs de la Corning, des Bell Téléthon Laboratoires, et d'autres laboratoires, montrèrent que des fibres, en verre ou en silice dopée, pouvaient être fabriquées avec des longueurs de plusieurs kilomètres et des pertes de l'ordre du dB/km [2].

En 1979, des pertes de 0.2 dB/km ont même été mesurées à une longueur d'onde de 1,55 μm , ce qui signifiait qu'une séparation source - détecteur (sans

répéteur) de plus de 100 km était alors possible. En raison de ces résultats relatifs aux pertes, et des progrès réalisés, il paraissait alors probable que, dans un avenir proche, la transmission d'information par voie optique serait économiquement viable.

Aussi, pour les communications à longue distance, les liaisons radio par satellite sont longtemps restées la règle et n'ont cédé le pas devant les câbles optiques qu'à la fin des années 1980.

Mais aujourd'hui, l'essentiel des communications intercontinentales passe par des câbles optiques sous-marins qui, déposés sur le fond des océans, tissent une véritable toile sur la planète. Les fibres optiques ont ainsi complètement remplacé des câbles coaxiaux [2].

II. La fibre optique

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé (différence de quelques millièmes) que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux (en raison du phénomène de réflexion totale interne). L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection.

Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Ce rayon se propage alors jusqu'à l'autre extrémité de la fibre optique sans perte, en empruntant un parcours en zigzag. La propagation de la lumière dans la fibre peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée.

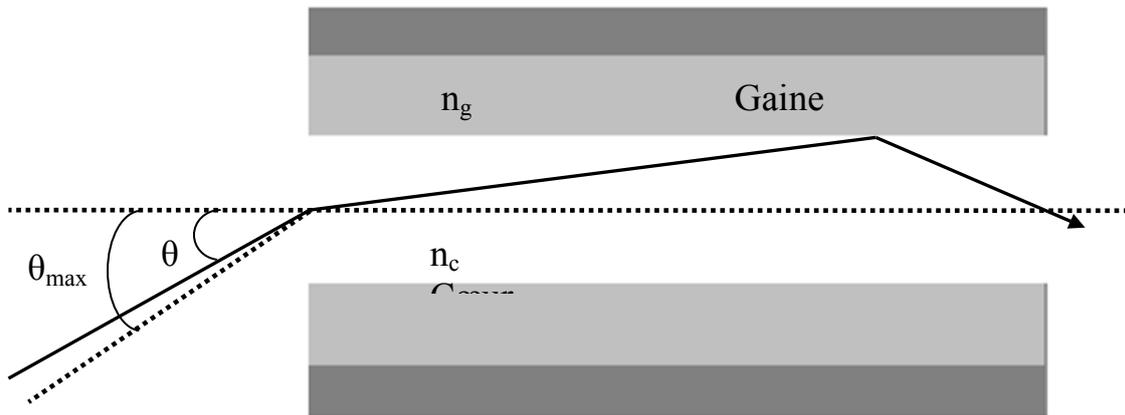


Figure II : Principe du guidage par réflexion totale interne

Une fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

- la différence d'indice normalisé, qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine :

$$\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_c}$$

où n_c est l'indice de réfraction du cœur, et n_g celui de la gaine.

- l'ouverture numérique de la fibre (*numerical aperture*), qui est concrètement le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre pour que la lumière puisse être guidée sans perte, mesuré par rapport à l'axe de la fibre. L'ouverture numérique est égale à :

$$\sin \theta_{\max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

Il existe plusieurs types de fibre optique. Dans la fibre à saut d'indice, l'indice de réfraction change brutalement entre le cœur et la gaine. Dans la fibre à gradient d'indice, ce changement d'indice est beaucoup plus progressif. Dans les fibres à cristaux photoniques, l'écart d'indice entre les différents matériaux (en général la silice

et l'air) est beaucoup plus important. Dans ces conditions, les propriétés physiques du guidage diffèrent sensiblement des fibres à saut d'indice et à gradient d'indice.

Dans le domaine des télécommunications optiques, le matériau privilégié est la silice très pure car elle présente des pertes optiques très faibles. Quand l'atténuation n'est pas le principal critère de sélection, on peut également mettre en œuvre des fibres en matière plastique.

Un câble de fibres optiques contient en général plusieurs paires de fibres, chaque fibre conduisant un signal dans chaque sens.

II.1.Fabrication des fibres

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 la plus utilisée.

II.1.1. 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.

A l'une des extrémités du tube (figure II.1.a(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 II.1.a(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.

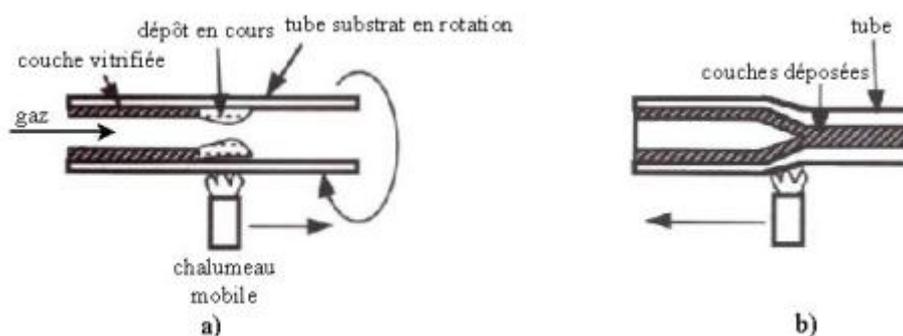


Figure II.1.1. Fabrication de préforme par le procédé MCVD.

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.

II.1.2. 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 II.1.2.

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 II.1.1(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 II.1.1(b)).

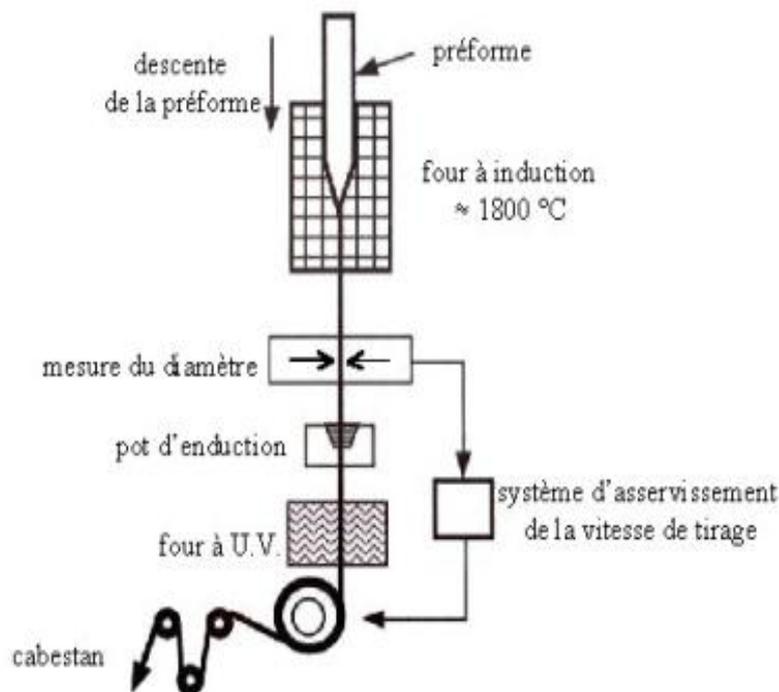


Figure II.1.2. Schéma d'une tour de fibrage

Comme nous l'avons déjà noté dans le paragraphe **II.1.1**, la fibre optique est une homothétie de la préforme dont l'équation de fibrage est la suivante :

$$v \cdot d^2 = V \cdot D^2$$

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.

II.2. Déférents types des fibres optiques :

II.2.1. Fibre multimode à saut d'indice :

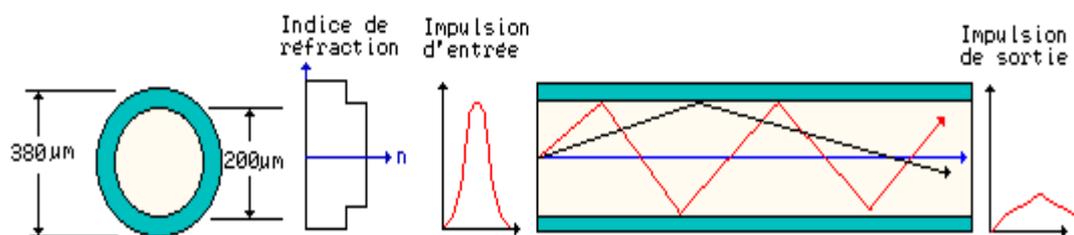


Figure II.2.1 : La fibre à saut d'indice

Les fibres à saut d'indice présentent un cœur transparent d'indice constant, et une gaine sombre, il y a alors réflexion du rayon lumineux à la frontière entre les deux matériaux. Cependant, le chemin optique varie, ce qui est gênant puisqu'un même signal se retrouve étendu à la sortie.

II.2.2. Fibre multimode à gradient d'indice :

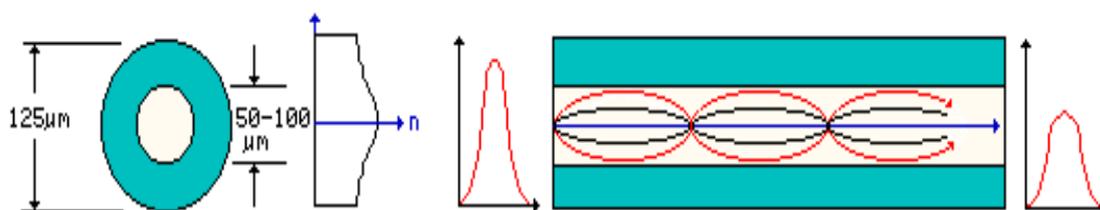


Figure II.2.2 : La fibre à gradient d'indice

Ici l'indice varie peu à peu du centre à la gaine, la forme de la trajectoire est plus sinusoïdale car le rayon est dévié au fur et à mesure qu'il s'éloigne du centre.

La variation de chemin optique est ici plus faible car le cœur a un diamètre moindre. L'étalement du signal est moins important grâce à la variation de l'indice.

II.2.3. Fibre monomode :

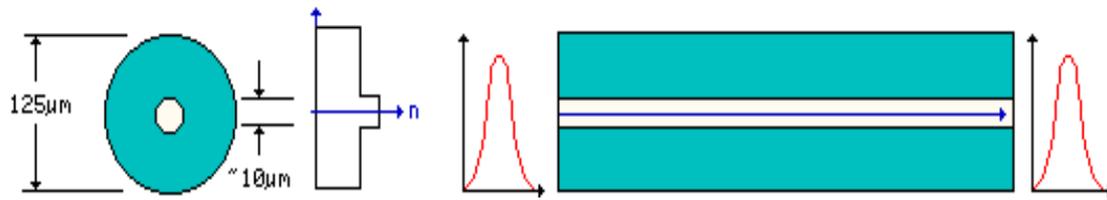


Figure II.2.3 : La fibre monomode

Dans une fibre monomode, on obtient un seul mode grâce à la très faible dimension du cœur (diamètre de $10\ \mu\text{m}$ et moins). Ainsi le chemin de la lumière est imposé, il n'y en a qu'un seul : celui du cœur.

II.3. Le signal optique :

II.3.1. Dispersion chromatique :

La dispersion chromatique exprimée en $\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, caractérise l'étalement temporel du signal lié à sa largeur spectrale (deux longueurs d'ondes différentes ne se propagent pas exactement à la même vitesse).

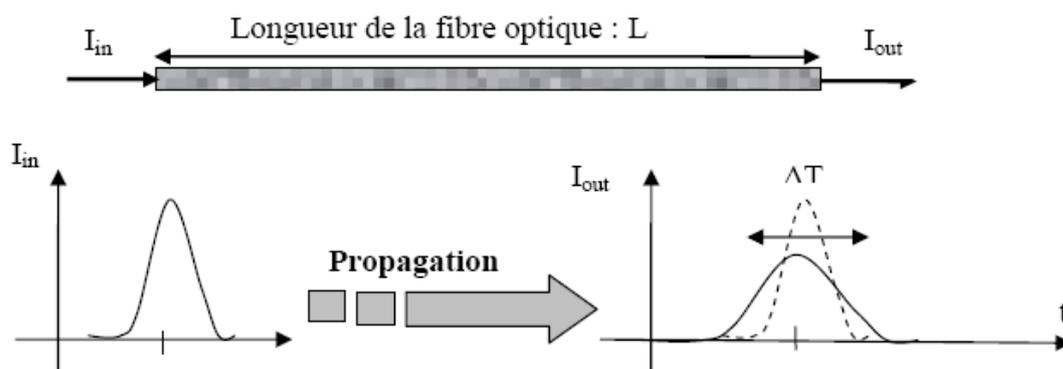


Figure II.3.1 : Dispersion chromatique dans une fibre optique

Cette dispersion dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets: la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide, liée à la forme du profil d'indice. Il est donc possible de la minimiser en adaptant le profil. La

dispersion propre au matériau est due à la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde.

Une impulsion de rayonnement est un paquet d'ondes dont la vitesse de groupe est donnée par $V_g = d\omega/dk$. Puisque : $\omega = 2\pi\nu$ et $k = 2\pi/\lambda$ cette vitesse s'écrit :

$$v_g = \frac{dv}{d(1/\lambda)} = -\lambda^2 \frac{dv}{d\lambda}$$

Compte tenu de la relation $v=c/n$, V_g s'écrit :

$$v_g = -c\lambda^2 \left(-\frac{1}{n\lambda^2} - \frac{1}{n^2\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \right) = \frac{c}{n} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)$$

Si la largeur spectrale du rayonnement est λ , l'étalement de la vitesse de groupe est $v = (dv_g/d\lambda) \lambda$, soit :

$$\Delta v_g = \frac{c\lambda}{n^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} - \frac{2}{n} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) \Delta\lambda$$

Il en résulte que l'étalement dans le temps d'une impulsion brève, après un trajet d'une distance L dans le matériau, est donnée par :

$$\Delta\tau = \left| \frac{L\Delta v_g}{v_g^2} \right| = \left| \frac{L\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda \right|$$

Pour corriger la dispersion chromatique, on fait appel à un réseau de Bragg à pas variable. Un réseau de Bragg à pas constant se comporte comme un filtre pour une longueur d'onde donnée. Mais, avec un réseau à pas variable, on travaille sur toute une bande spectrale, on ralentit les longueurs d'onde les plus rapides. Doue, en optimisant la variation continue du pas du réseau, le signal issu de celui-ci retrouve sa forme d'origine.

II.3.2. La dispersion modale de polarisation (PMD) :

Les paramètres opto-géométriques d'une fibre dite idéale sont à symétrie de révolution dans une section droite. Cependant en réalité, des imperfections de fabrication ou des contraintes mécaniques conduisent à briser cette symétrie. Par conséquent, le cœur central peut alors présenter une légère ovalisation qui va entraîner des contraintes radiales différentielles engendrant ce qu'on appelle une biréfringence. Dans ce cas là, la dégénérescence entre les modes électromagnétiques est levée. Donc, pour le mode fondamental linéairement polarisé LP₀₁ d'une fibre anisotrope, les deux modes électromagnétiques qui le composent voyagent à des vitesses de phase différentes et donnent lieu à un élargissement de l'impulsion (Figure II.3.2.1).

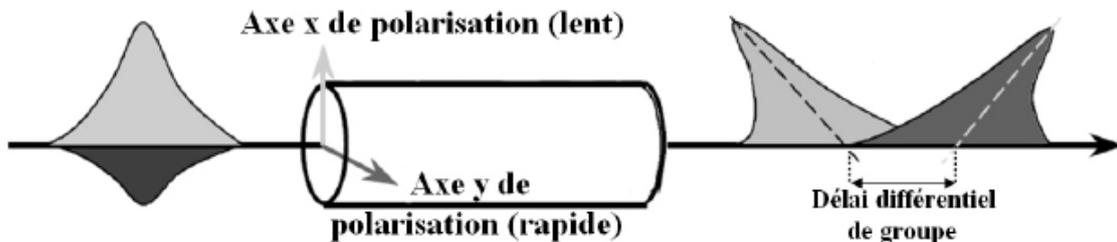


Figure II.3.2.1 : Illustration de la dispersion intermodale.

La biréfringence traduit cette différence d'indice effectif et s'écrit :

$$B = \left| n_e^x - n_e^y \right|$$

La longueur de battement entre ces deux modes électromagnétiques notée L_B correspondant à la distance de propagation entre deux accords de phase de ces modes, est déduite de la biréfringence :

$$L_B = \lambda/B$$

La biréfringence renseigne donc sur la capacité d'une fibre à maintenir un état de polarisation injecté mais elle est aussi à l'origine de la dispersion modale de polarisation appelée communément PMD (pour Polarization Mode Dispersion). En effet, l'existence de deux modes de polarisation (pour le LP₀₁) entraîne une dispersion de type intermodal exprimée en ps/km^{1/2} et définie par :

$$PMD = -\frac{1}{c} \left(\lambda \frac{dB}{d\lambda} - B \right)$$

Il faut noter que cette dispersion est aléatoire dans le temps et l'espace puisque les contraintes accidentelles locales vont dépendre des vibrations, de la température, du vieillissement donnant naissance à une biréfringence locale dont les axes et les amplitudes varient dans le temps. C'est pourquoi la biréfringence locale est traitée de façon statistique. De plus, il existe entre les deux polarisations un effet de couplage analogue au couplage des modes entraînant la non conservation d'un état initial de polarisation pour un mode donné au cours de la propagation (hormis fibres spéciales dites à maintien de polarisation). La valeur de cette dispersion est faible, mais pas forcément négligeable devant la dispersion chromatique. Pour les fibres modernes standards, la PMD est typiquement de l'ordre de $0,05\text{ps}/\text{km}^{1/2}$.

Plusieurs corrections existent :

- Des fibres à maintien de polarisation comme les fibres à cœur elliptique ou les fibres PANDA ou TIGER

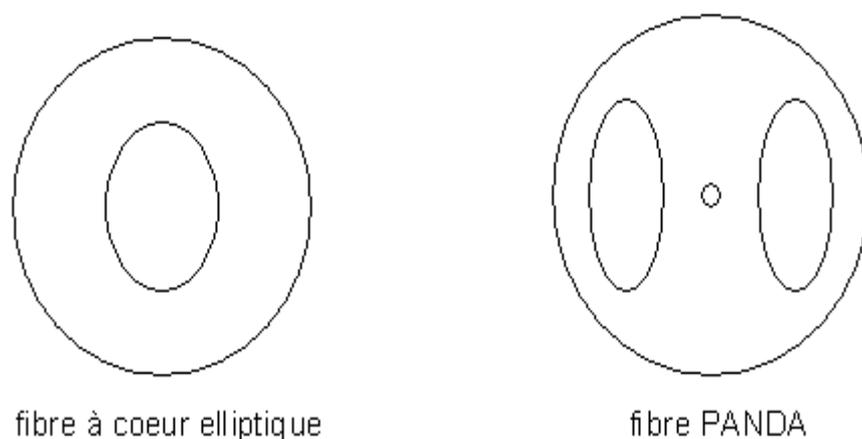


Figure II.3.2.2 : Fibres à maintien de polarisation

Avec ces fibres, on peut contrôler la polarisation le long de la fibre.

La perte de polarisation est utile (eh oui !) pour l'utilisation des fibres comme capteurs : lorsque la fibre subit des contraintes, le signal est modifié et on peut l'analyser.

II.3.3. Atténuation :

Bien que très performantes les fibres optiques subissent des atténuations lors de la propagation du signal. L'atténuation se mesure en dB/km et elle varie en fonction de

la longueur d'onde et correspond à des pertes en lignes dues à différents phénomènes de propagation (Figure II.3.3.1):

- **La diffusion** : Les verres utilisés en général dans les fibres optiques sont des matériaux amorphes (structures désordonnées) comportant donc de nombreux agrégats de matière incohérents. Au niveau macroscopique, ces éléments, lorsqu'ils sont illuminés, diffusent la lumière dans toutes les directions. Une partie de cette lumière est réinjectée dans le guide sous une forme différente de la lumière incidente et correspond à la conversion de modes. Une autre partie est réinjectée à l'inverse de propagation dans la guide et correspond à une puissance lumineuse rétrodiffusée. Une partie enfin ne peut être guidée et est éliminée dans la gaine. Si la première partie crée une perturbation de la capacité en transmission, les deux autres apparaissent comme des pertes et contribuent donc à l'atténuation (Figure II.3.3.1).

Selon la forme et la densité des agrégats vitreux, les lois de la diffusion peuvent varier. Dans les fibres courantes (silice dopée), la loi obtenue correspond à une diffusion uniforme (de Rayleigh). Elle varie en fonction de la longueur d'onde selon une loi en $1/\lambda^4$ [4].

- **L'absorption** par les impuretés (OH): En effet une fibre de silice, quoique très purifiée, n'est pas parfaite et les atomes d'impuretés vont avoir plusieurs effets perturbateurs dont l'absorption purement et simplement du photon par un électron de l'atome, avec transformation finale de l'énergie lumineuse du photon en chaleur.

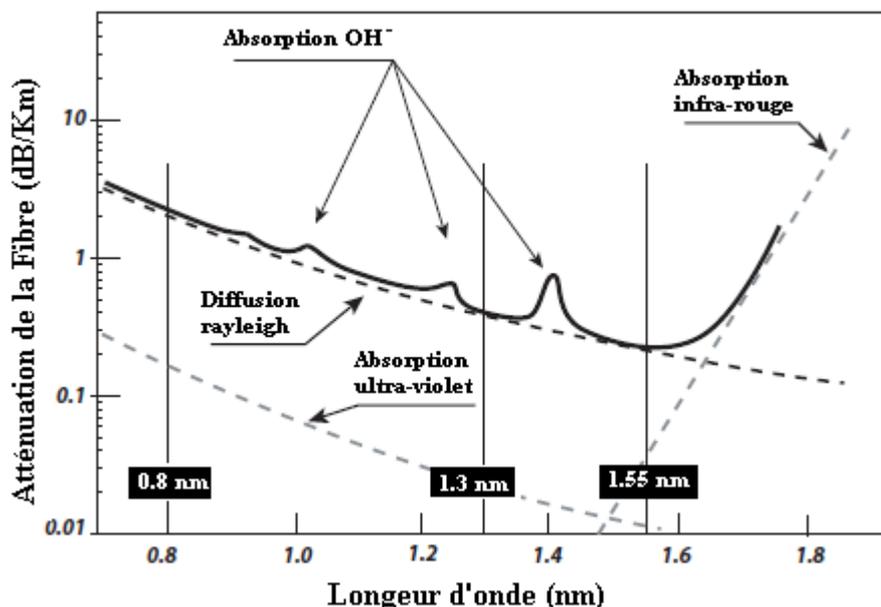


Figure II.3.3.1 : Profil de l'atténuation spectrale de la fibre optique faite de silice

Trois fenêtres spectrales avec une atténuation assez faible apparaissent (flèches noires sur la figure II.3.3.1).

- ✓ La fenêtre à 0.8 nm correspond à une atténuation de 2.5dB/Km en moyenne et a été historiquement la première utilisée.
 - ✓ La fenêtre à 1.3 nm, d'atténuation moindre (0.7dB/Km en moyenne) est intéressante, car il est possible de compenser la dispersion du matériau par les dispersions du guide et donc obtenir de meilleures performances en capacité de transmission tout en améliorant les distances.
 - ✓ La fenêtre à 1.55 nm est intéressante pour les applications à très longue distance (0.2dB/Km de pertes pour les fibres monomodes).
- **Dispersion modale et bande passante** : Lors de la propagation de la lumière, une même impulsion peut se propager par plusieurs chemins à la fois. Du coup, une impulsion émise très brève (pic étroit) sera reçue sur un temps plus long (tache plus large): c'est la dispersion modale. Plus la largeur des pic de réception est grande moins on peut rapprocher des impulsions dans le temps si non il y a risque de chevauchement à la réception. Donc plus les images sont

étroits plus la bande passante est grande et plus la vitesse de transmission est rapide [5].

➤ **Raccordements** : Il y a deux manières de mettre bout à bout deux fibres, par épissure (fusion) c'est un raccord définitif ou par connecteur pour les raccords démontables. Dans les deux cas (surtout le deuxième), cela entraîne, d'après la figure II.3.c.1, des pertes à cause de:

- une séparation longitudinale,
- un désalignement radial,
- un désalignement angulaire,
- une excentricité des cœurs,
- une ellipticité des cœurs.

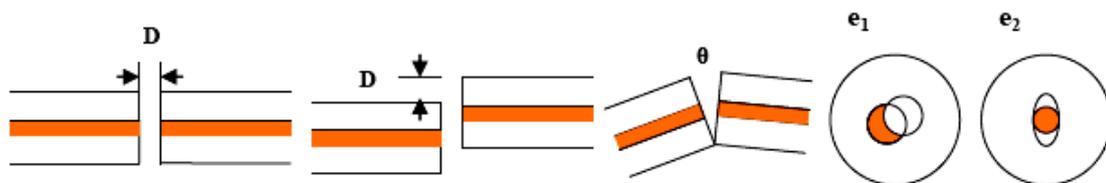


Figure II.3.3.2 : Raccordement de fibres

II.4. Les effets non linéaires :

Les systèmes de télécommunication sur fibre optique sont conçus dans l'hypothèse d'une transmission linéaire, les effets non-linéaires sont alors des effets parasites qui dégradent les performances quand les puissances véhiculées deviennent élevées. Aujourd'hui les systèmes de transmission à haut débit et grande distance utilisent des amplificateurs de puissance à l'émission, ce qui conduit à des puissances injectées dans la fibre très élevées et des effets non-linéaires non négligeables.

II.4.1. Effet Kerr :

L'effet Kerr en optique géométrique est une extension des lois de réfraction de la lumière lors de la propagation de cette lumière dans des milieux d'indices variables.

L'indice de réfraction n peut alors s'exprimer sous la forme d'une fonction non-linéaire, du champ électrique E (anisotropie du matériau) :

$$n = n_0 + n_2 |E|^2$$

Cet effet prend une importance considérable dans l'industrie des télécommunications. Une première conséquence de l'effet Kerr se traduit par de l'auto-modulation de phase, de la modulation de phase croisée et du mélange à quatre ondes.

II.4.1.1. Auto-modulation de phase (SPM, Self Phase Modulation) :

La variation de l'indice de réfraction en fonction de la puissance présente localement dans la fibre, induit une modulation de phase parasite qui, sous l'effet de la dispersion chromatique, se traduit par un élargissement de l'impulsion et donc la création d'interférences entre symboles. Elle est bien sûr liée à la puissance injectée.

II.4.1.2. Modulation de phase croisée (XPM, Cross Phase Modulation) :

L'indice de réfraction vu par le signal se propageant dans un canal est modifié par les impulsions se propagent dans les autres canaux. Quand une impulsion est transportée dans un canal, elle subit une modulation de phase et se retrouve, après croisement, affectée d'un déphasage proportionnel à la puissance du signal interférant. Ce déphasage constant n'a pas d'influence ensuite sur la suite de la propagation, sauf dans le cas où le croisement se fait dans un amplificateur de ligne. Dans ce cas en effet, l'impulsion interférant voit sa puissance variée à la traversée de l'amplificateur et le signal perturbé est donc affecté d'un déphasage dépendant du temps, ce qui entraînera une déformation sous l'effet de la dispersion chromatique. La grandeur significative est la longueur de battement (walk-off) qui peut-être reliée à la durée des impulsions T , la dispersion chromatique D , et l'écart spectral $\Delta\lambda$ entre chaque canal est donné par :

$$L_{wo} = \frac{T}{D \cdot \Delta\lambda} \quad (1)$$

Selon (1), l'impulsion s'élargit d'autant plus vite que la dispersion est grande !

II.4.1.3. Mélange à quatre ondes (FWM, Four Wave Mixing) :

Si deux ondes se propagent dans la fibre, la non-linéarité induit une modulation de phase croisée, ainsi que des phénomènes connus sous le nom de mélange à trois ou quatre ondes, sources d'intermodulation entre les différents canaux d'un système de transmission utilisant plusieurs longueurs d'ondes. Le battement de deux canaux aux fréquences f_1 et f_2 engendre des produits d'intermodulation aux fréquences $2f_1-f_2$ et $2f_2-f_1$ dont l'effet est particulièrement néfaste lorsqu'une de ces fréquences est égale à celle d'un autre canal multiplex.

II.4.2. Effets Raman et Brillouin :

L'étude de ces effets étant complexe, nous n'en présenterons que les conséquences principales.

II.4.2.1. L'effet Raman :

C'est le plus connu des effets non linéaires. Il s'agit d'une interaction "photon-phonon", c'est à dire d'échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du matériau. Ici on parle de phonons optiques qui correspondent à des vibrations internes aux édifices moléculaires dont le milieu est constitué.

L'effet le plus probable est la fusion d'un photon "pompe" (w_1, β_1) en un autre photon (w_2, β_2) et un phonon optique (w_{ph}, β_{ph}). On parle alors de diffusion Raman spontanée. La loi de dispersion de ces phonons fait que l'accord des β est automatiquement réalisé permettant d'écrire :

$$w_2 = w_1 - w_{ph} = w_1 - w_R \quad (2)$$

Un décalage vers une fréquence basse, c'est à dire vers une longueur d'onde plus élevée dite longueur d'onde stokes se produit. Le décalage en fréquence w_R correspond à environ 13THz pour la silice.

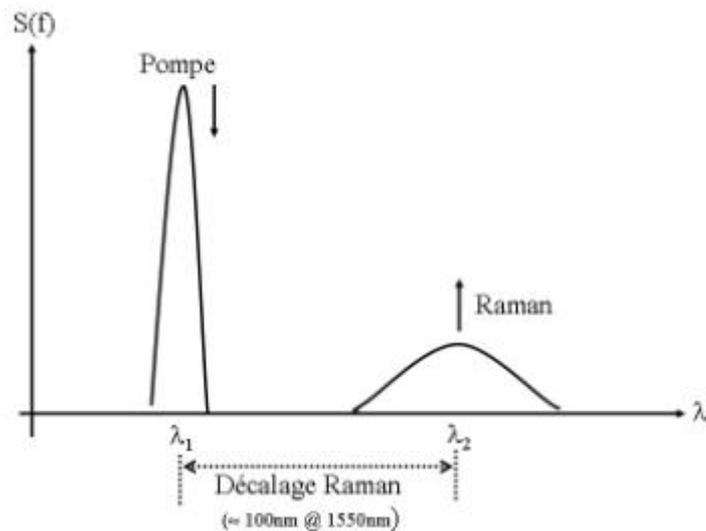


Figure II.4.2.1 : Illustration de la diffusion Raman spontanée

Parallèlement, l'absorption d'une vibration a lieu et se traduit par un décalage vers une longueur d'onde plus basse dite longueur d'onde anti-stokes :

$$\omega'_2 = \omega_1 + \omega_{ph} = \omega_1 + \omega_R \quad (3)$$

Il est à noter que l'onde anti-stokes est plus faible que l'onde stokes, qui du fait de l'agitation thermique créant les phonons, augmente rapidement avec la température T .

Il nous faut faire la distinction entre la diffusion de Raman spontanée et la diffusion de Raman stimulée (SRS pour Stimulated Raman Scattering). Pour observer ce dernier phénomène malgré la faible valeur du "gain Raman" G_R dans la silice, il faut :

- Une forte densité de puissance $I_0 = P_p/A_{\text{eff}}$ de l'onde pompe (donc avec une très faible section de guidage A_{eff}).
- Une grande longueur d'interaction L_{eff} (donc l'utilisation d'un grand tronçon de fibre)
- Une faible atténuation α .

Ces conditions seront remplies si en sortie la puissance de l'onde pompe est égale à la puissance du signal (notion de puissance seuil de pompe). Une estimation de cette "puissance seuil de pompe" est donnée par :

$$P_{seuil} = \frac{16 \alpha}{|G_R|} A_{eff} \quad (4)$$

La diffusion Raman spontanée à un seuil d'apparition relativement élevé ($\approx 500\text{mW}$ pour un canal unique) et on peut la considérer négligeable, c'est surtout la diffusion stimulée qu'il faut contrôler pour les applications WDM à cause d'éventuels problèmes de diaphonie. La solution sera de réduire fortement la puissance de chaque canal.

II.4.2.2. L'effet Brillouin :

La diffusion Brillouin est de même nature que la diffusion Raman, mais l'interaction se fait avec des "phonons acoustiques" qui correspondent aux ondes sonores dans le milieu.

La disparité entre la vitesse de la lumière et la vitesse du son (rapport $\approx 5.10^4$) fait qu'un accord de phase n'est possible que si les deux photons vont en sens inverse (effet de rétro-diffusion) et si le décalage en fréquence des deux photons est très faible (environ 11GHz). On a alors :

$$\omega_2 = \omega_1 - \omega_{ph} \quad (5)$$

La diffusion Brillouin spontanée prend effet pour de faibles puissances, autour de 2 à 3mW. Il faut noter, que si la largeur spectrale du signal dépasse la largeur de bande du Brillouin (soit 50MHz ce qui est plutôt aisé) à atteindre alors le seuil d'apparition du Brillouin sera repoussé à 100mW.

De la même façon que pour l'effet Raman, à forte puissance pompe, la diffusion Brillouin devient stimulée : il y a apparition d'un spectre de raies et celles-ci sont amplifiées avec un "gain Brillouin" G_B beaucoup plus élevé que le gain Raman . Le seuil de puissance pompe où apparaît le phénomène a été estimé par :

$$P_{seuil} = \frac{21 \alpha}{|G_B|} A_{eff} \quad (6)$$

Remarque essentielle :

La combinaison des effets linéaires et non-linéaires, joue un rôle essentiel. En effet l'auto-modulation de phase se traduit par une modulation de fréquence parasite, avec augmentation de la fréquence instantanée à l'avant de l'impulsion. Dans les conditions de dispersion normale ($\beta_2(\lambda_s)$ positif), la tête de l'impulsion se propage encore plus rapidement tandis que l'arrière se propage encore plus lentement. La dispersion chromatique et l'effet Kerr se conjuguent pour élargir l'impulsion. En revanche dans les conditions de dispersion anormale ($\beta_2(\lambda_s)$ négatif), l'avant de l'impulsion se trouve ralenti tandis que l'arrière est accélérée : les deux effets jouent en sens inverse et on peut imaginer qu'ils se compensent exactement, ce qui entraînerait alors que l'impulsion ne se déformerait pas au cours de la propagation (soliton). Dans ce régime de propagation particulière, la dispersion chromatique et les effets non-linéaires ne sont plus des facteurs de dégradation, mais au contraire des effets du milieu de propagation dont la propagation conduit à la non-déformation des signaux transmis.

III. Composants optiques pour les télécommunications à haut débit :**III.1. WDM (Multiplexage en longueur d'onde) :**

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 [6].

La figure III.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.

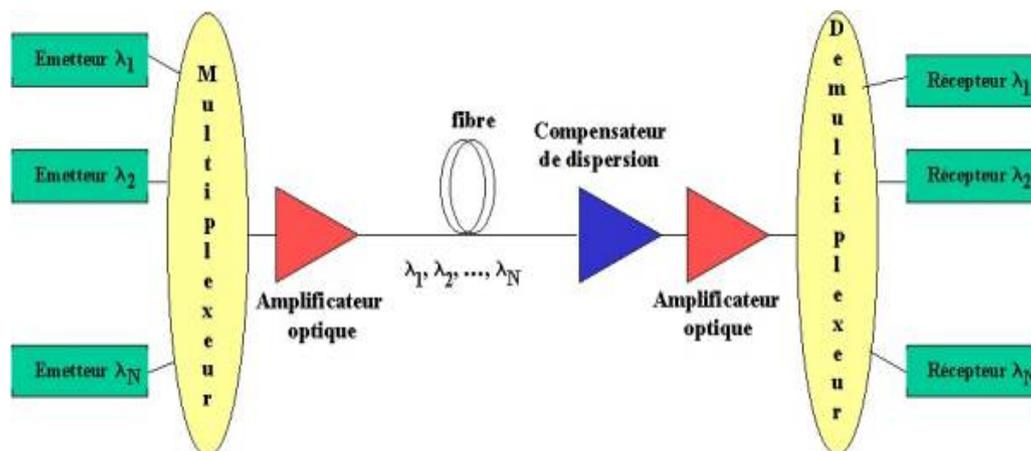


Figure III.1. Principe d'une liaison WDM

Comme la fibre optique de silice a son minimum d'atténuation dans la troisième fenêtre optique (autour de 1550 μm), 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 μm (appelée bande C) [7]. 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 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 multipléxés 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.

III.2. Les Diodes Laser :

Une diode laser est un composant capable de produire un rayonnement cohérent par émission stimulée (figure III.2.1) comme l'indique l'acronyme dont le mot LASER est issu : Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation.

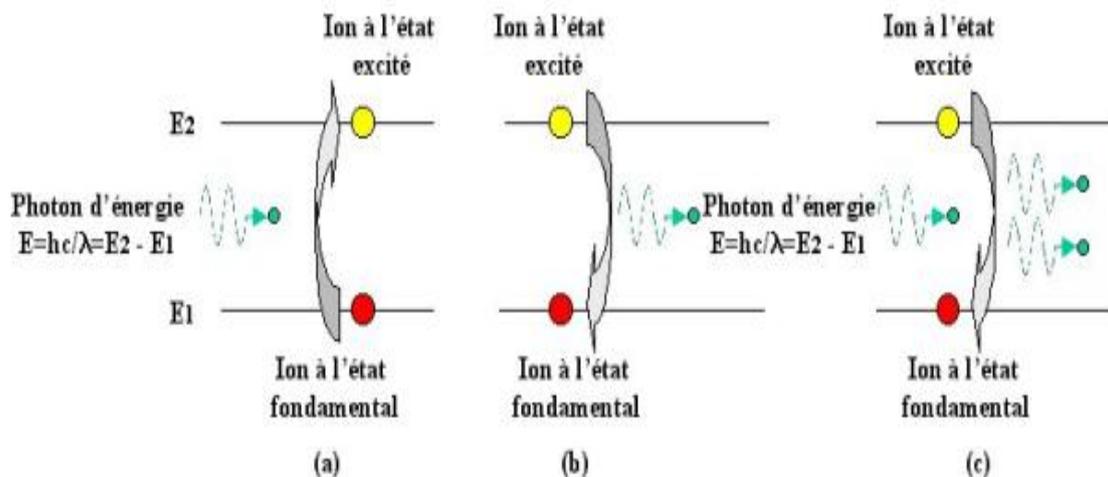


Figure III.2.1. Interactions lumière matière : (a) absorption, (b) émission spontanée, (c) émission stimulée

En pratique, il s'agit de faire passer un signal lumineux plusieurs fois dans un amplificateur grâce à une boucle de contre-réaction. Le système permettant la circulation est généralement appelé résonateur ou cavité (résonante). Deux résonateurs typiques sont illustrés en [figure III.2.2](#). On parle de cavité linéaire lorsque

l'ensemble des composants constituant le laser sont sur une même ligne (cas (a) de la [figure III.2.2.](#)) et de configuration en anneau sinon (voir cas (b) [figure III.2.2.](#)).

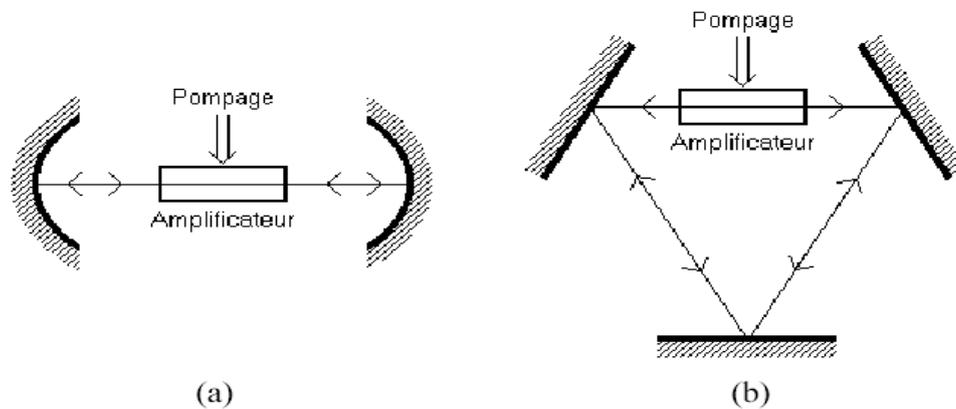


Figure III.2.2. Deux types de cavités laser : (a) résonateur Fabry-Pérot
(b) laser en anneau

Pour obtenir l'effet laser, il est nécessaire d'apporter un minimum d'énergie (pompage), sous forme électrique ou optique afin qu'à chaque tour, le gain introduit par l'amplificateur dépasse les pertes subies au niveau des miroirs et lors de la propagation dans la cavité. Le niveau d'énergie où il y a exacte compensation des pertes par le gain est appelé seuil du laser. Puisqu'en général les sources optiques n'exploitent pas l'émission produite avant l'effet laser, on cherche à réduire au maximum ce seuil afin de limiter la consommation d'énergie. Une fois l'effet laser obtenu, on constate que certaines ondes bien déterminées, qui se propagent dans la cavité, sont favorisées tandis que d'autres sont atténuées ([figure III.2.3.](#)). Les ondes favorisées portent le nom de modes longitudinaux. On dispose d'un mode longitudinal à chaque fois que la phase accumulée lors d'un aller-retour dans la cavité, est un multiple de 2π , c'est-à-dire lorsque la distance optique d'un tour de la cavité correspond à un multiple entier de la longueur d'onde du signal lumineux [8].

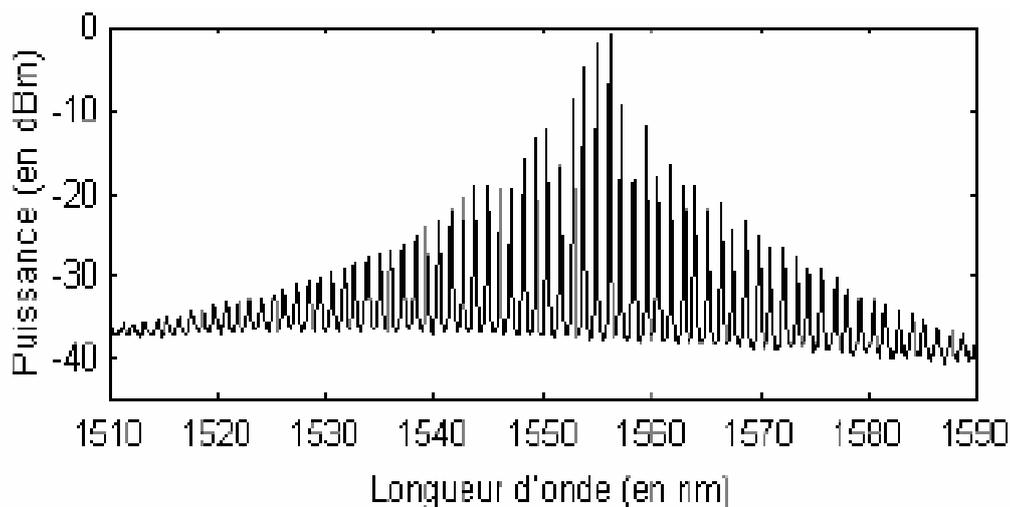


Figure III.2.3. Spectre d'un laser semiconducteur Fabry-Pérot[8]

Pour les systèmes WDM, on souhaite disposer soit d'une source multi-longueurs d'onde dont les canaux sont bien définis, soit de sources monomodes, c'est-à-dire présentant un seul mode longitudinal émis. La méthode la plus utilisée est une source monomode qui permette ainsi d'augmenter les distances entre répéteurs.

Deux approches sont cependant envisageables : soit le laser émet dans le plan de la jonction p-n et on parle d'émission par la tranche soit il émet perpendiculairement à celle-ci et on parle d'émission verticale. Les lasers monomodes considérés sont alors respectivement : les lasers à contre-réaction distribuée (ou DFB pour Distributed FeedBack) et les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL pour Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser).

Pour ne conserver qu'un seul mode, l'idée est d'utiliser le principe des réseaux de Bragg, permettant de filtrer et de ne laisser passer qu'une seule longueur d'onde, comme l'illustre la figure ci-dessous, figure III.2.4.

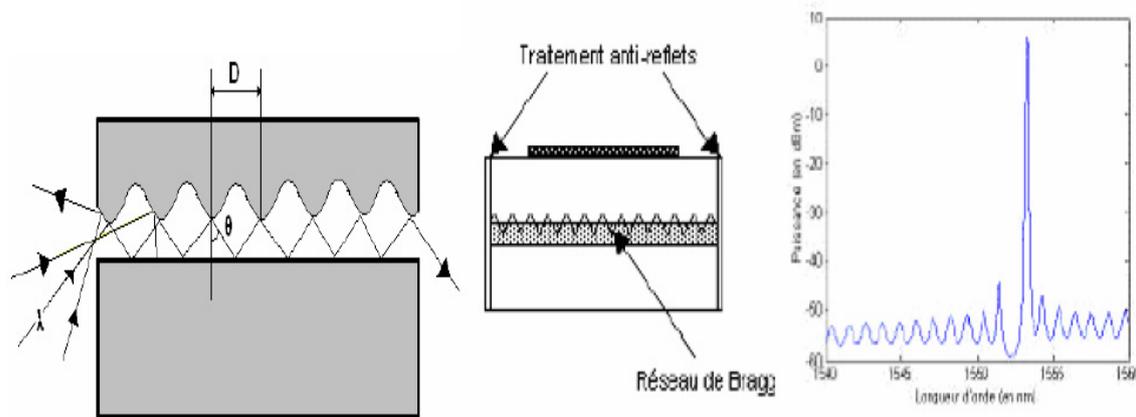


Figure III.2.4. Réseaux de Bragg - Structure et spectre d'un laser DFB[8]

Une évolution de ces techniques dans les systèmes actuels est de les rendre accordable, comme les lasers à multiples électrodes et à multiples sections par exemple. Il est ainsi possible de s'accorder de manière continue ou discontinue en émission, et d'oscillateur local en réception permettant de sélectionner la longueur d'onde souhaitée ou le canal souhaité.

III.3. Les isolateurs :

En optique comme en électricité, un isolateur est un dispositif passif non réciproque qui a une faible atténuation dans un sens et une forte atténuation dans l'autre sens. Il a donc une entrée et une sortie. Dans les systèmes de télécommunications par fibre optique, les isolateurs sont le plus souvent employés pour atténuer la lumière issue des réflexions parasites, qui, par exemple en revenant dans le laser, vient troubler son fonctionnement. Les occasions d'avoir des réflexions tout au long de la ligne sont fréquentes (un connecteur optiquement mal adapté, une extrémité de fibre mal coupée, ...). Ces réflexions intempestives augmentent le bruit de ces lasers.

Les isolateurs sont également utilisés dans les amplificateurs optiques à fibre dopée afin de les empêcher de résonner et de se transformer en lasers s'il y a réflexion.

Ils existent plusieurs types d'isolateurs optiques. Citons juste les isolateurs à polariseurs et les isolateurs à prisme de rutile. Sans détailler leur fonctionnement,

l'isolateur à polariseurs est constitué de deux polariseurs et un rotateur de Faraday composé d'un matériau dia- ou paramagnétique. Les polariseurs, dont les axes passants sont décalés de 45° , sont situés à l'avant et à l'arrière du rotateur. Ce dernier, soumis à un certain champ magnétique, fait subir une rotation de 45° à la lumière qui le traverse. Ainsi, dans un sens, le second polariseur dont l'axe est orienté comme la nouvelle vibration décalée, permet le passage de la lumière alors que dans l'autre sens, la lumière se présente au second polariseur avec un angle de 90° et ne peut passer.

Le principe de fonctionnement d'un isolateur à prismes de rutile est différent. La biréfringence du rutile fait qu'un rayon incident se sépare à son entrée dans le cristal en deux rayons. Ces deux rayons sont polarisés à angle droit. Dans le sens passant, les angles des prismes sont tels que les rayons doivent se focaliser dans la fibre. Et dans l'autre sens, ils se focalisent en des points hors du cœur de la fibre.

Les pertes d'insertion sont liées à l'absorption dans les différents éléments. Elles ne dépassent pas 2,5 dB. Le taux d'isolation dépend soit de la précision sur les angles des prismes dans un cas, soit du taux d'extinction des polariseurs ainsi que de la précision de l'orientation de ces polarisateurs dans l'autre cas. Une isolation supérieure à 40 dB est tout à fait possible.

III.4. Les coupleurs :

Dans les réseaux de fibres optiques, les coupleurs permettent de distribuer le signal optique vers plusieurs fibres ou inversement, acheminer le signal venant de plusieurs fibres vers une seule. Le principe de base est celui du couplage par onde évanescente entre deux fibres dont les coeurs sont très proches. Le champ électromagnétique s'étend au delà des coeurs. De ce fait, la lumière qui se propage dans un guide sent la présence de l'autre guide et se transfère progressivement dans l'autre guide. Si les guides sont identiques, la totalité de la lumière passe dans le second guide après une longueur d'interaction L_{inter} . Si cette région d'interaction est supérieure à L_{inter} , la lumière repasse dans le premier guide.

III.5. Les filtres optiques :

Le filtrage a pour but de limiter l'occupation spectrale d'un signal. La séparation spectrale est réalisée en réfléchissant une certaine gamme de longueurs d'onde et en transmettant les autres. On caractérise donc le filtre par sa bande passante, c'est-à-dire le domaine de fréquences (ou de longueurs d'onde) pour lequel il laisse passer la lumière et par sa bande atténuée, c'est-à-dire le domaine de fréquences (ou de longueurs d'onde) pour lesquelles il réfléchit la lumière incidente. Ces deux domaines spectraux peuvent être très larges notamment pour les filtres passe-haut et passe-bas.

Chapitre 2 :
Amplificateurs optiques pour les
télécommunications à haut débit

Chapitre 2 : Amplificateurs optiques pour les télécommunications à haut débit

I. Introduction

Les tous premiers systèmes de communication par fibre optique utilisaient des fibres multimodes. La portée était limitée par la dispersion modale, due aux différentes vitesses de propagation des nombreux modes de la fibre, plutôt qu'à l'atténuation. Il était donc nécessaire de régénérer périodiquement le signal, à l'aide de répéteurs opto-électroniques impliquant une détection du signal lumineux, un traitement électronique complet incluant une resynchronisation puis une remise en forme du signal et enfin un transfert de l'information sur une nouvelle porteuse optique. Avec l'avènement des fibres monomodes dont la dispersion chromatique pouvait être compensée en alternant des tronçons de dispersion de signes opposés, le facteur limitant la portée était plutôt lié à l'atténuation, tout du moins pour des débits allant jusqu'à 10 Gbit/s (génération actuelle)[9]. Dès lors il ne devenait plus nécessaire de régénérer complètement le signal, et une simple amplification linéaire devait suffire. Il est alors clairement apparu à certains qu'une amplification optique directe pourrait constituer une alternative plus simple aux répéteurs-régénérateurs optoélectroniques dont la complexité et le cout augmentent très rapidement avec l'accroissement du débit par canal. Par ailleurs, la fabuleuse largeur de bande optique des fibres (environ 20 000 THz) autorise un multiplexage massif en longueur d'onde par la technique "WDM" (wavelength division multiplexing). Le record atteint en laboratoire est de 1000 canaux à 10 Gbit/s par canal, sur des distances supérieures à 1000 km. Même si une telle prouesse relève encore du laboratoire, un seul amplificateur optique direct permet aujourd'hui d'amplifier simultanément sans distorsions un multiplex de 100 canaux multiplexés spectralement, et ainsi d'éviter un ensemble de 100 régénératrices optoélectroniques associées à un multiplexeur-démultiplexeur. On comprend dès lors l'enjeu de cette nouvelle technologie [10].

II. Caractéristiques Des Amplificateurs Optiques

Il existe plusieurs types d'amplificateurs optiques, Ces amplificateurs se répartissent, en fonction du milieu qui les compose, en deux catégories : les amplificateurs à semi-conducteurs et ceux à fibres optiques.

Nous ne nous intéresserons, dans le cadre de cette thèse, qu'au deuxième type d'amplificateur.

II.1. Amplificateurs optiques à semi-conducteurs (AOSC)

L'élément fondamental d'un amplificateur optique à semi-conducteurs (AOSC) est une hétérostructure, c'est à dire une jonction p-n à l'intérieur de laquelle est insérée une couche d'environ 0,1 mm d'un matériau semi-conducteur de bande interdite plus faible que celles des zones avoisinantes mais de structure cristalline très proche (figure II.1). Cette couche centrale, aussi appelée zone active, sert à confiner à la fois les porteurs de charge (électrons et trous) et les photons créés. Si l'on utilise des matériaux de bande interdite directe et qu'on injecte des porteurs par polarisation de la jonction dans le sens direct, le passage d'un photon de longueur d'onde correspondant à la bande interdite de la zone active provoque l'émission de photons à la même longueur d'onde par recombinaison radiative d'électrons avec des trous [11].

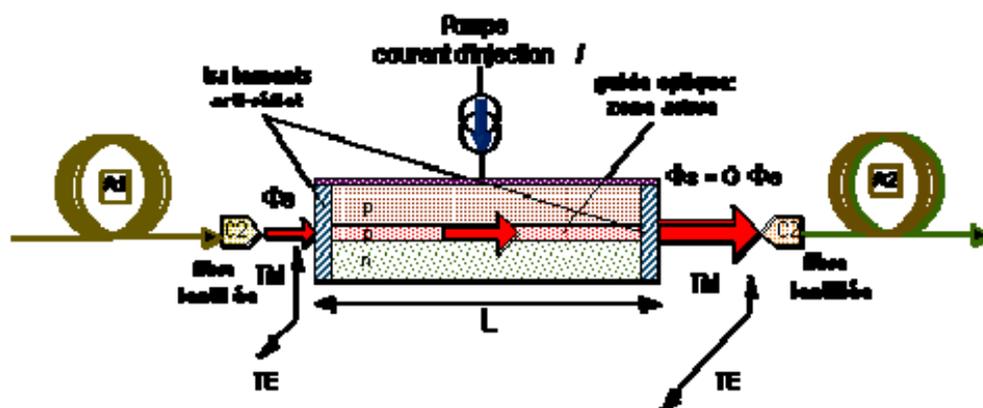


Figure II.1 : Configuration de base d'un amplificateur optique à semi-conducteur.

L'amplification du signal optique résulte alors de cette production de photons, connue sous le nom d'émission stimulée. Les matériaux utilisés, combinés à des propriétés du laser permettent d'avoir une amplification de 30 dB sur une bande spectrale supérieure à 70 nm, en particulier, lorsque la zone active n'est pas faite d'un seul matériau mais d'un empilement de plusieurs semi-conducteurs constituant une structure à multi-puits quantiques (un puits quantique étant une couche de matériau d'épaisseur de l'ordre de 1 à 10nm).

Ces dernières caractéristiques feront de bons amplificateurs en ligne (entre émetteur et récepteur) dans l'absence des effets non linéaires. En effet, la saturation du gain et le mélange à quatre-ondes peuvent être obtenus de façon efficace dans ces composants, ce qui crée des distorsions de signal et une diaphonie inter-canal importantes dans les systèmes multicanaux.

A cela, deux autres inconvénients s'ajoutent: la dépendance relativement importante du gain des matériaux à la température et un couplage non idéal avec les fibres optiques [12].

Actuellement, les amplificateurs optiques à semi-conducteurs font l'objet de recherches pour des applications à des fonctions de traitement tout optique du signal (régénération, démultiplexage temporel, transposition de fréquence), pour lesquelles on cherche à exploiter les non-linéarités de gain très rapides, cause des distorsions des signaux mentionnés plus haut.

II.2. Amplificateurs à fibres optiques :

Les amplificateurs à semi-conducteurs possèdent des gains et des bandes passantes intéressantes mais les effets non linéaires ne les rendent pas attractifs pour l'amplification en ligne. Pour corriger ces inconvénients et éviter les problèmes de couplage avec la fibre, la recherche d'amplificateurs basés sur les fibres optiques a été favorisée. Les différents travaux permettent de démontrer que l'amplification dans les fibres peut être de natures distinctes.

Soit, comme précédemment, l'amplification est de type émission stimulée et l'on a affaire à un amplificateur à fibre dopée, soit elle provient de l'interaction

photons/phonons (effet Raman ou Brillouin) et l'on parle alors d'amplificateurs non linéaires.

II.2.1. Amplificateurs à fibre dopée terres rares :

Les amplificateurs à fibre dopée ont été introduits dès 1964 [13] et commercialisés au début des années 1990. Il s'agit de morceaux de fibres optiques de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres dans le cœur desquelles ont été ajoutés des ions de terre rare à une concentration de 0.1 % environ (figure II.2.1). Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir du gain sur la fenêtre spectrale «C» qui couvre les longueurs d'onde de 1528 à 1563 nm. Lorsqu'un signal laser de longueur d'onde plus faible (980 ou 1480 nm) dit signal de pompe est envoyé dans la fibre, les dopants passent dans un état de plus haute énergie (approximativement 1.27 eV) dit excité. Le passage d'un photon dans la bande de gain stimule les ions excités à relâcher des photons de même longueur d'onde, même phase, même état de polarisation, et même directivité spatiale que le photon incident et on retrouve le phénomène d'amplification par émission stimulée [13]. La nature de la radiation (relaxation d'ions) fait que la dynamique de ce milieu est généralement plus lente que celle des amplificateurs à semi-conducteur. Cependant, le gain est quasi indépendant de la température.

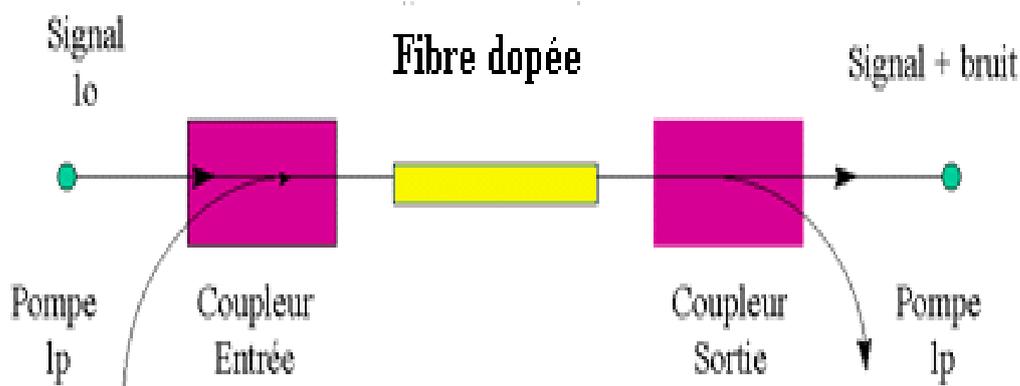


Figure II.2.1 : Principe d'un amplificateur à fibre optique dopée

La capacité d'amplification multicanaux de ces amplificateurs et les augmentations de débit de transmission tend à accroître la bande d'amplification et, en conséquence, à développer des amplificateurs à gain plat pour les bandes : "bande L" la plage de longueur d'onde entre 1569 et 1603 nm, "bande S" la plage de longueur d'onde entre 1460 et 1530 nm, ou pour la région autour de 1310 nm. Des solutions prometteuses à base d'ions erbium et de filtres de Bragg utilisant d'autres matrices que la silice [14], ont été proposées pour la bande L. D'autres terres rares ont aussi été incluses notamment les ions praséodyme pour la région autour de 1310 nm, les ions thulium pour la bande «S» [15]. On souligne, de plus, que, par nature, l'émission stimulée amplifie tout signal dont la longueur d'onde est dans la bande de gain. En particulier, les photons produits par la relaxation des atomes excités en l'absence de photon incident (*dite émission spontanée*) créent un signal en sortie de l'amplificateur appelé émission spontanée amplifiée (ASE). Cette ASE peut pénaliser les transmissions où plusieurs amplificateurs sont mis en cascade.

II.2.2. Amplificateurs à effet non-linéaires (Raman, Brillouin) :

Contrairement aux deux précédents types d'amplificateurs que nous avons introduits, l'amplification dans ces composants ne repose pas sur une émission stimulée mais sur l'utilisation d'un des phénomènes NL non-résonnants : les effets Raman ou Brillouin.

L'utilisation volontaire d'un laser de pompe émettant un signal de forte puissance dont la direction et la longueur d'onde sont choisies en fonction du type d'amplification (Raman ou Brillouin) désiré permet de provoquer les transferts d'énergie et conduit à la réalisation d'amplificateurs optiques non-linéaires. Cependant, la faible efficacité de la conversion de puissance fait que de grandes distances de propagation (>1 km) sont généralement requises.

L'écart de 11 GHz entre la longueur d'onde pompe et le signal (dans le cas d'une diffusion Brillouin) a restreint l'utilisation des amplificateurs à effet Brillouin au développement de quelques sources optiques. Au contraire, les amplificateurs à effet Raman sont des alternatives intéressantes aux amplificateurs à fibre dopée tant pour l'amplification à 1,3 μm qu'à 1,55 μm et font partie de l'arsenal des techniques utiles, entre autre, pour l'aplanissement du gain d'amplificateurs large bande ou la

compensation des effets Raman dans les réseaux WDM à 1,55 μm . Leur pompage est souvent réalisé en combinant l'émission laser de plusieurs lasers à semi-conducteurs de longueurs d'onde différentes afin d'obtenir la distribution spectrale du gain désirée (uniforme ou non).

III. Utilisation Des Amplificateurs Optiques

Le choix d'un amplificateur optique doit cependant se faire en fonction de son rôle. Il peut servir d'amplificateur de puissance en émission (booster), de préamplificateur en réception ou d'amplificateur en ligne. Selon l'utilisation qui en est faite, les paramètres diffèrent. On demandera par exemple à un amplificateur de puissance d'être capable de délivrer une puissance de sortie élevée et ses caractéristiques de bruit seront assez peu critiques, tandis qu'un préamplificateur doit être le moins bruyant possible. L'amplificateur en ligne sera un compromis à tout cela afin à la fois de ne pas dégrader la qualité du signal transmis et allonger la distance de transmission.

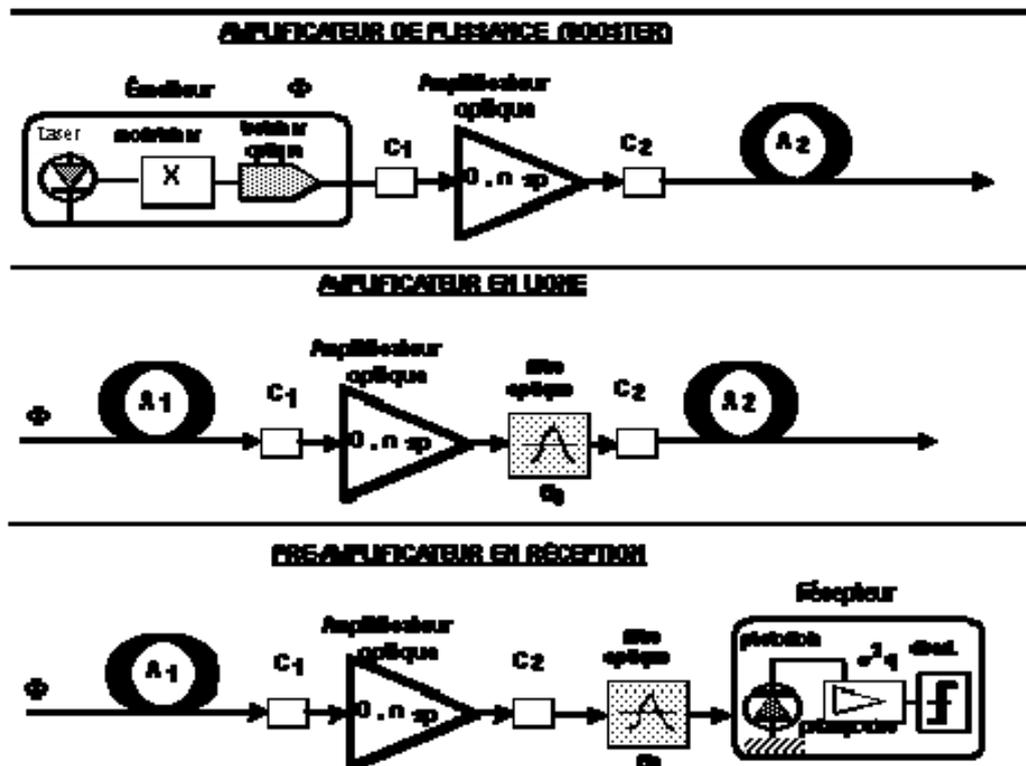


Figure III.1 : Configuration des amplificateurs optiques (A_1 et A_2 représentent les fibres optiques).

IV. Conclusion

L'amplificateur à semi-conducteur n'apparaît que très peu dans un système de transmission, car il présente aujourd'hui des caractéristiques assez peu favorables, au regard des EDFA. On notera cependant qu'il est le meilleur candidat à 1,55 μm .

L'apparition de ces derniers a néanmoins eu des conséquences fondamentales. Ils ont permis de fabriquer un milieu de propagation sans perte sur une très grande distance dans les systèmes de transmission travaillant à 1,55 μm . En les insérant périodiquement, ils trouvent leur application dans les liaisons sous-marines. Ils introduisent de plus faibles pertes d'insertion, une faible distorsion du signal, un gain plus important et sont insensibles à la polarisation de la lumière incidente contrairement aux AOSC. Ceci conduit à préférer les EDFA. Leur plus gros défaut est leur limite à amplifier uniquement autour de 1550 nm. Ce type d'amplificateur sera retenu dans ce mémoire de magistère.

Chapitre 3

Les fibres dopées aux ions de terres rares

Chapitre 3 : Les fibres dopées aux ions de 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.

I. 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 [16]. 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 I.1).

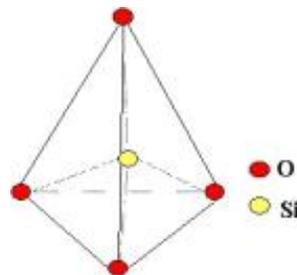


Figure I.1. Élément tétraédrique silicate de la silice vitreuse

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.

II. Fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares

Les fibres optiques sont fabriquées en étirant à très haute température (environ 1800°C) une préforme qui se présente comme un barreau de silice cylindrique de quelques centimètres de diamètre dont le profil opto-géométrique est homothétique à l'échelle macroscopique de la fibre que l'on souhaite réaliser. Le diamètre typique d'une fibre étirée est de 125µm. Avant de décrire les procédés d'incorporation des ions de terres rares au sein de cette préforme, nous allons rappeler les différentes étapes de fabrication des préformes en silice passives [17].

Une fibre optique classique est constituée d'une gaine optique et d'un coeur central dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de la gaine. Les modifications d'indice de la silice peuvent être obtenues en incorporant divers dopants dans la matrice vitreuse. Ainsi, le germanium, l'aluminium ou le phosphore permettent d'augmenter l'indice de réfraction du matériau tandis que le fluor ou le bore le diminuent.

La silice peut être obtenue soit par oxydation (réaction A.1) soit par hydrolyse à la flamme (réaction A.2) d'un chlorure, suivant les réactions :



La méthode la plus couramment utilisée pour la fabrication des préformes est la méthode MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition) [18]. On dispose d'un tube en silice mis en rotation autour de son axe à l'intérieur duquel sont envoyés des flux de gaz nécessaires aux réactions A.1 et A.2. Ces gaz réagissent entre eux pour créer un dépôt de silice sur les parois internes du tube. L'énergie nécessaire à cette réaction est apportée par la flamme d'un chalumeau en translation sous ce tube. Dans un second temps, le dépôt est vitrifié (figure II.1.(a)). Cette technique permet de contrôler très précisément l'indice des couches déposées en jouant sur la concentration des dopants dans les gaz envoyés. La distribution radiale de l'indice est représentative de celle attendue dans le coeur de la fibre finale. L'un des inconvénients de la méthode est que le tube a tendance à se déformer sous l'effet de la chaleur, ce qui peut nuire à la régularité de l'épaisseur des couches déposées. Lorsque la phase de dépôt est

achevée, le tube est loin d'être rempli. Le tube est alors très fortement chauffé à l'aide du chalumeau tandis qu'une légère dépression est créée à l'intérieur. Sous l'effet de la chaleur et grâce à la chute de pression, le tube s'effondre sur lui-même : c'est l'opération de rétreint (figure II.1.(b)).

On peut cependant noter qu'il existe d'autres méthodes de fabrication des préformes telles que la Plasma Chemical Vapour Deposition (PCVD) ou encore l'Outside Vapour Phase Oxidation (OVPO) qui sont essentiellement exploitées au Japon, et qui ont pour principal avantage de produire des préformes de grande section en vue de l'étirage de très grandes longueurs de fibres [19].

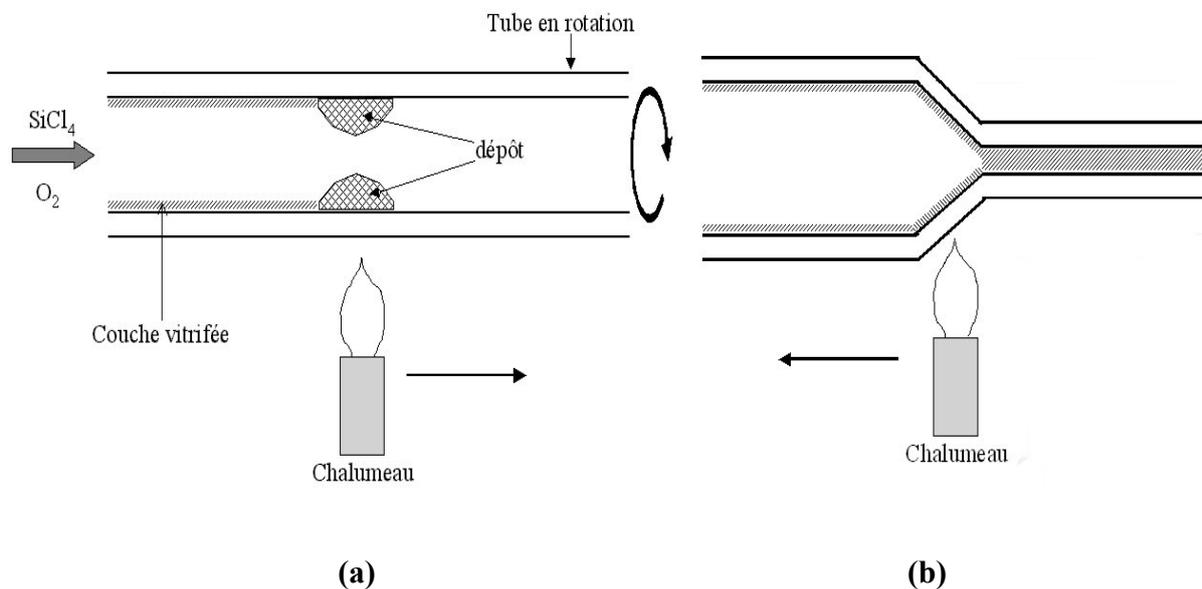


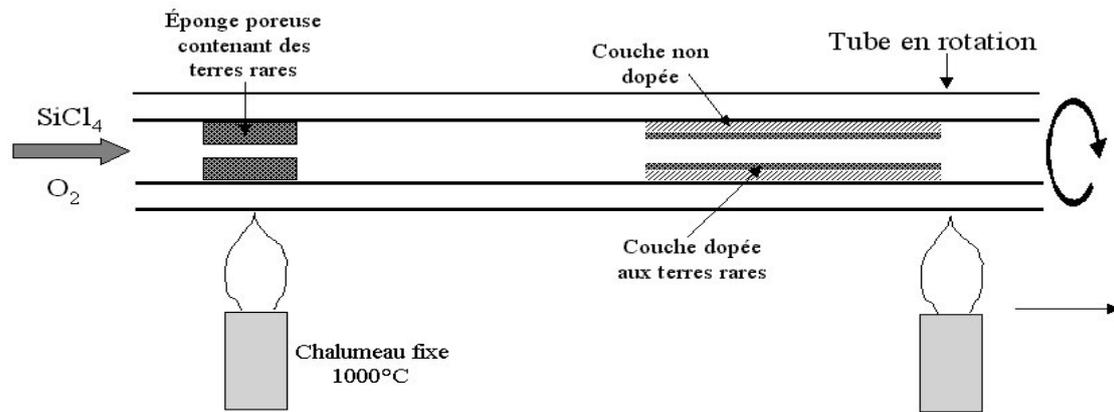
Figure II.1 : (a) opération de dépôt. (b) Opération de rétreint [20].

Les procédés courants de dopage aux terres rares s'appuient sur la MCVD. Nous allons présenter ici deux méthodes permettant de réaliser une préforme dont la région centrale est dopée aux terres rares.

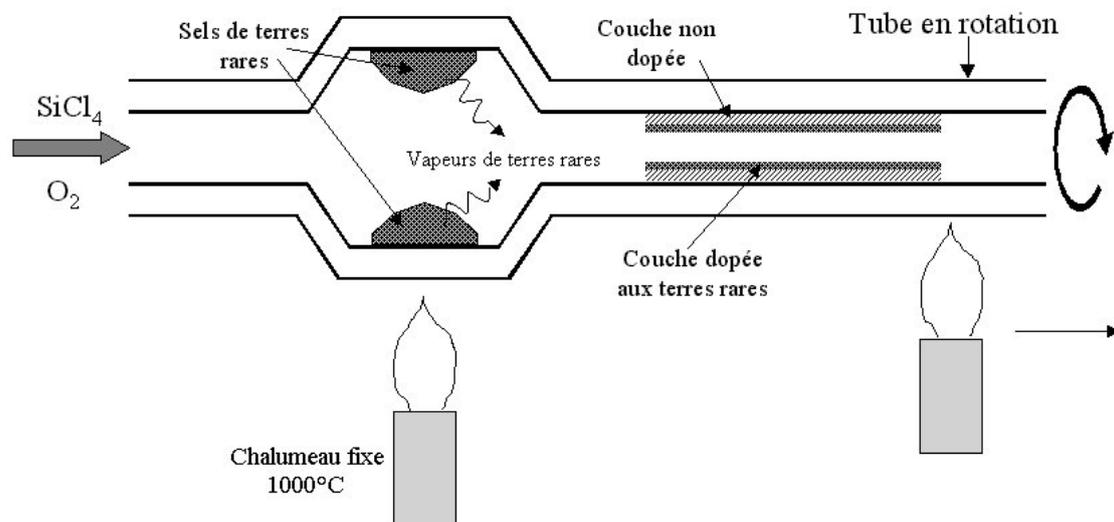
II.1. Dopage en phase vapeur :

La gaine optique en silice pure correspond aux premières couches déposées par MVCD suivant le procédé expliqué précédemment. Le dopage aux terres rares a lieu au moment du dépôt des couches destinées à constituer le cœur. Les terres rares peuvent être incorporées dans une éponge de silice poreuse placée en amont du flux gazeux (figure II.2.(a)) [21]. Sous l'action d'une source de chaleur (de l'ordre de

900°C), l'éponge dégage des vapeurs de terres rares qui se mélangent au flux gazeux. Ce mélange gazeux crée un dépôt qui est ensuite vitrifié sur les parois du tube. Il est également possible de placer des sels fondus de terres rares dans une chambre en amont du tube (figure II.2.(b)) [22]. Une nouvelle fois, c'est l'action de la chaleur sur ces sels qui permet le dégagement de vapeurs de terres rares.



(a)

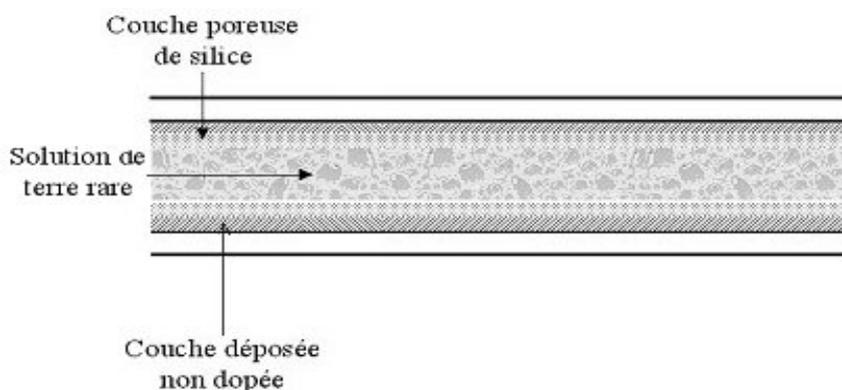
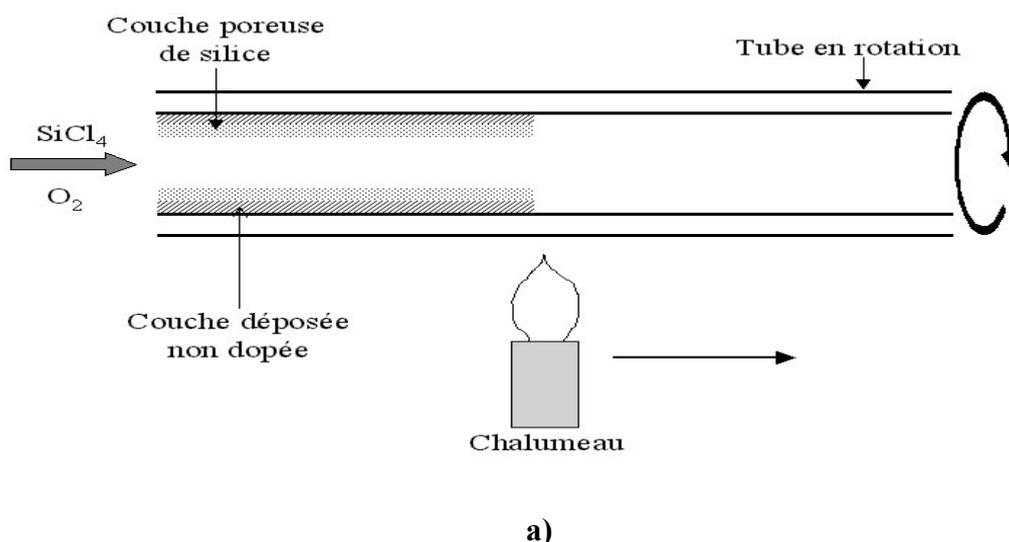


(b)

Figure II.2 : Incorporation de terres rares dans une préforme : (a) à l'aide d'une éponge de silice poreuse, (b) en utilisant des sels de terres rares placés dans une chambre [23].

II.2. Dopage en phase liquide :

Une deuxième technique de dopage nécessite tout d'abord le dépôt d'une couche poreuse de silice. Cette porosité est obtenue en utilisant une plus faible température que la normale lors de l'étape de vitrification (figure II.3.a)). Une solution contenant les ions de terres rares est ensuite drainée dans le tube durant quelques heures afin que les terres rares puissent s'incorporer à la silice poreuse (figure II.3.b)). Le tube est ensuite séché, à très forte température, à l'aide d'un mélange gazeux composé de Cl_2 et de O_2 (figure II.3.c)) [24]. Cette méthode permet également de réaliser des codopages aluminium/terres rares. Il faut préciser que l'étape de séchage est très importante et doit être opérée avec soin. En effet, si le séchage n'est que partiellement réalisé, des ions OH^- restent dans la préforme et ces ions affecteront les performances de la fibre optique notamment en terme de pertes linéiques (pertes de fond).



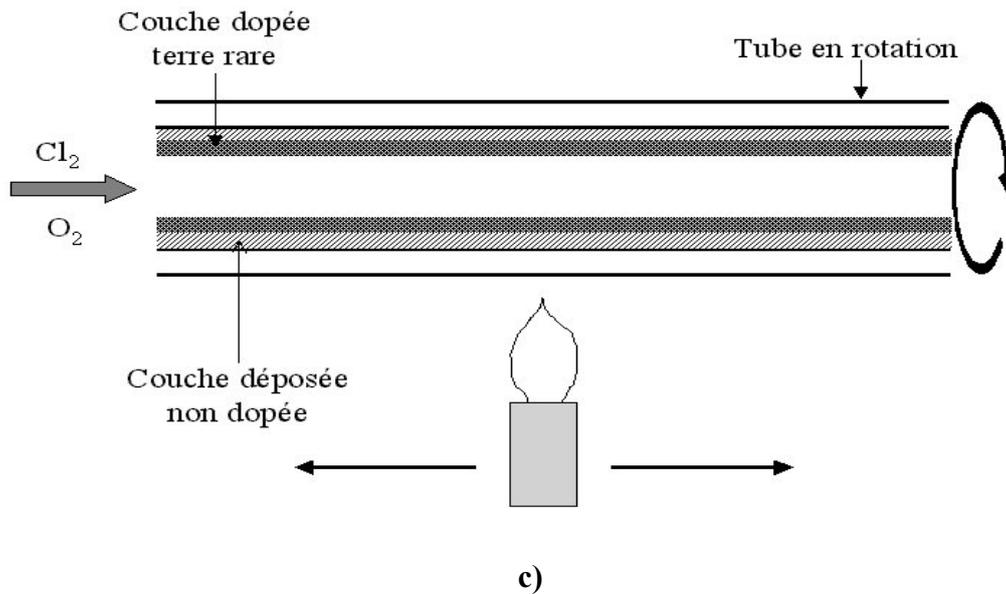


Figure II.3 : Dopage en phase liquide : **a)** dépôt d'une couche poreuse, **b)** introduction d'une solution de terres rares, **c)** opération de séchage ([23] et [25]).

Quelle que soit la technique de dopage aux terres rares utilisée, une fois le dépôt terminé, la préforme subit une opération de rétreint telle que nous l'avons présentée plus haut dans ce paragraphe.

II.3. Etirage de la préforme

Dans cette partie nous allons brièvement présenter le principe de l'étirage d'une préforme à l'aide d'une tour de fibrage (figure II.4) [19].

La préforme est installée verticalement au sommet d'un bâti de plusieurs mètres de hauteur (la tour de fibrage). Son extrémité inférieure plonge au centre d'un four à induction cylindrique creux placé sous une atmosphère d'argon. La température du four est portée à environ 1800°C (température proche de celle de la fusion de la silice). Sous l'action de la chaleur, la silice se ramollit et le bout de la préforme (appelé « goutte ») se détache en entraînant un fil de silice qui constitue la fibre. Cette dernière passe ensuite dans un mesureur de diamètre qui permet de contrôler son diamètre extérieur. Ce « fil » est fixé sur un tambour de traction et on agit sur la vitesse de fibrage et/ou sur la vitesse de descente de la préforme afin d'ajuster ce diamètre aux dimensions souhaitées. Un système d'asservissement permet de

maintenir constant le diamètre de la fibre durant l'étirage. La fibre est ensuite enduite d'une résine qui est ensuite polymérisée à la traversée d'un four à UV. Cette résine constitue la gaine mécanique qui a pour but principal de protéger la fibre optique de facteurs fragilisant comme l'humidité. Elle lui confère aussi une grande résistance mécanique. Enfin, elle est choisie avec un indice supérieur à celui de la silice ce qui permet d'évacuer et d'absorber l'énergie lumineuse parasite qui pourrait être couplée dans la gaine (vidage de gaine).

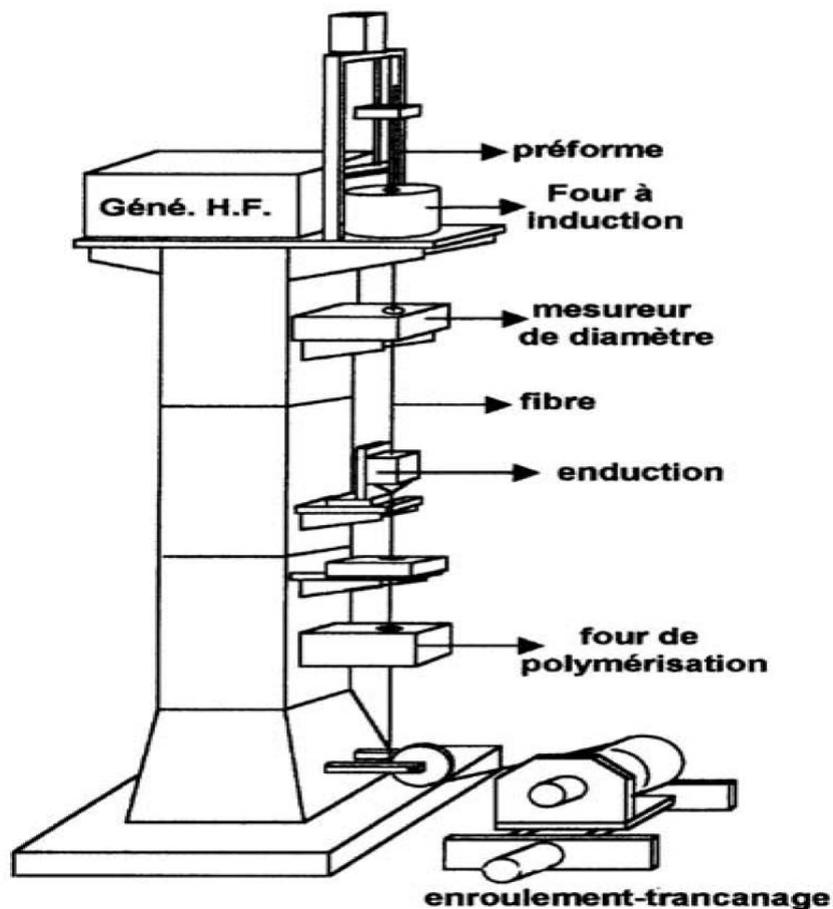


Figure II.4 : Synoptique d'une tour de fibrage

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

III. Les ions terres rares

III.1. Introduction

Le lanthane et les lanthanides forment une série de quinze éléments métalliques de propriétés chimiques très semblables, que l'on désigne par "terres rares". Dans la classification périodique des éléments, les lanthanides occupent, avec le lanthane, une seule et même case du tableau; cette particularité résulte de leur structure électronique, qui est identique pour les couches extérieures et ne diffère d'un élément au suivant que par addition d'un électron dans la couche profonde **4f** (d'où le nom d'éléments **4f** que leur donnent parfois les physiciens).

¹ H				
³ Li	⁴ Be			
¹⁹ K	²⁰ Ca	²¹ Sc	²² Ti	
³⁷ Rb	³⁸ Sr	³⁹ Y	⁴⁰ Zr	
⁵⁵ Cs	⁵⁶ Ba	⁵⁷ La	⁷² Hf	

⁵⁸ Ce	⁵⁹ Pr	⁶⁰ Nd	⁶¹ Pm	⁶² Sm	⁶³ Eu	⁶⁴ Gd	⁶⁵ Tb	⁶⁶ Dy	⁶⁷ Ho	⁶⁸ Er	⁶⁹ Tm	⁷⁰ Yb	⁷¹ Lu
------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------	------------------

Figure III.1 : position des lanthanides dans le tableau périodique

Leur structure électronique est celle du Xénon: $[1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6]$, à laquelle s'ajoutent deux électrons 6s, des électrons 4f et éventuellement un électron 5d. Dans les matériaux solides on les retrouve sous forme d'ions trivalents de configuration $[Xe] 4fN$, correspondant au remplissage progressif de la couche 4f du système périodique des éléments.

La principale caractéristique des terres rares est le phénomène de contraction des sous-couches 4f. Sous l'influence d'un important puits de potentiel à proximité du noyau, l'extension spatiale des fonctions propres diminue au début de la famille des lanthanides. Ceci a pour effet d'attirer vers les couches plus internes les électrons 4f, qui seront ainsi protégés de l'extérieur par les couches externes 5s et 5p.

La contraction de l'orbitale 4f, connue sous le nom de "contraction des lanthanides", fait la particularité de ces ions et se reflète dans bon nombre de leurs propriétés. Les transitions issues des niveaux d'énergie de cette configuration incomplète 4f, engendrent des longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge.

III.2. Propriétés optique des ions terres rares :

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.

Intéressons-nous plus particulièrement à l'ion Erbium Er^{3+} , seule terre rare active à des longueurs d'onde comprenant la bande C (bandes conventionnelles de 1530 à 1565 nm) et donc seul ion traité par la suite. La transition ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 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+} .

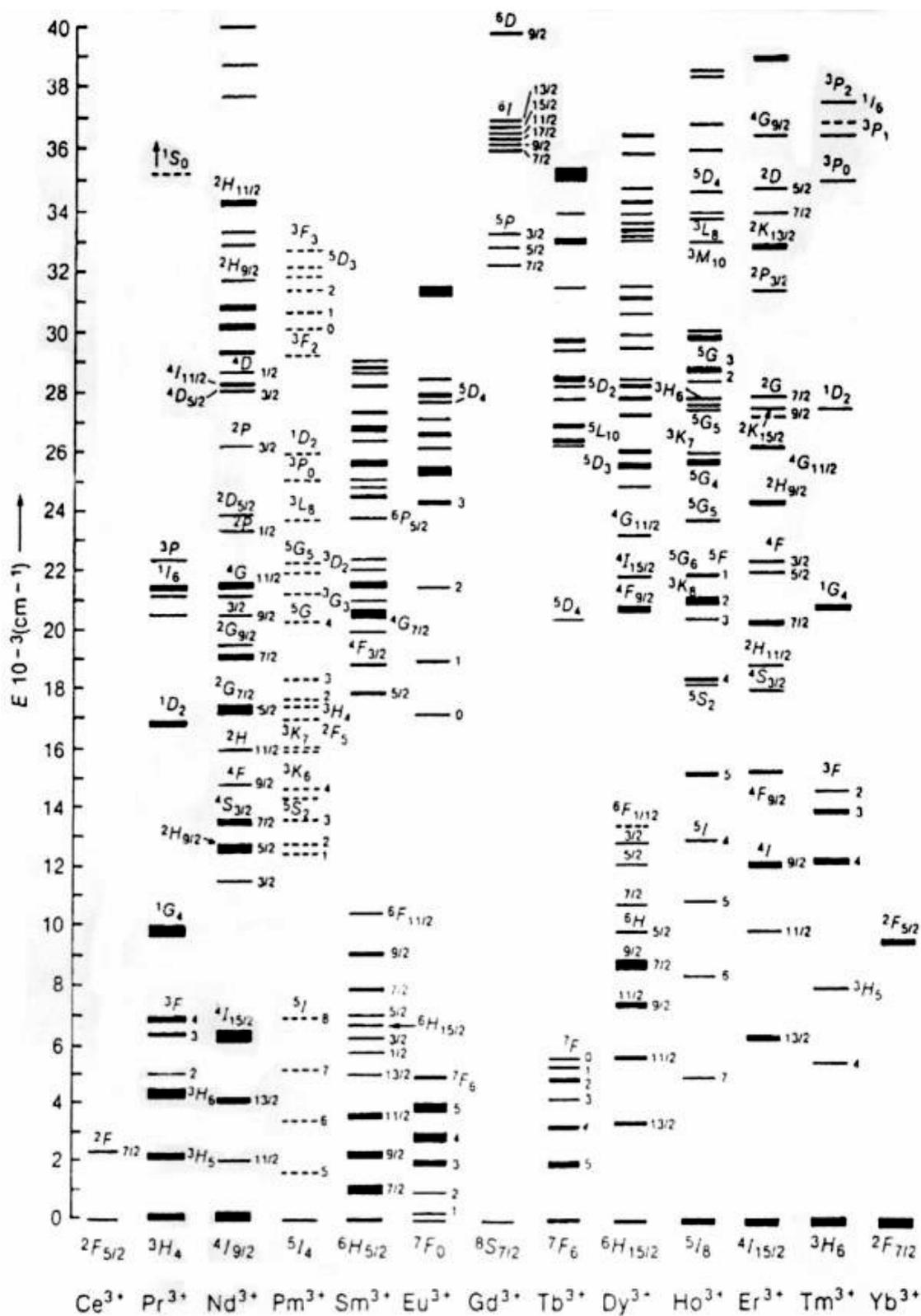


Figure III.2 : Niveaux énergétiques des ions de terres rares trivalents [26]

III.2.1. Mécanismes de relaxation dans le cas des ions Er^{3+}

A l'origine du phénomène d'amplification optique se trouve l'interaction des ions terre rare avec un rayonnement électromagnétique. Cette interaction donnera naissance à des transitions entre les différents niveaux d'énergie des ions, qui peuvent être classifiées en deux catégories suivant le fait qu'elles soient accompagnées ou non par l'échange d'un photon (quantum d'énergie lumineuse):

- Transitions radiatives
- Transitions non-radiatives

Par la suite nous allons passer en revue les principaux mécanismes appartenant à chacune de ces deux catégories de transitions et qui sont susceptibles d'avoir une quelconque influence sur la réalisation de l'amplification optique dans les fibres dopée.

III.2.1.1. Interaction des ions avec un rayonnement électromagnétique (Mécanismes radiatifs)

Dans ce paragraphe nous allons rappeler brièvement les différents processus d'interaction rayonnement matière que l'on peut rencontrer dans une fibre dopée. Considérons un rayonnement électromagnétique composé de photons d'énergie $h\nu$, traversant une fibre dopée par des ions terres rares.

Pour la suite N_1 et N_2 représentent les populations de deux niveaux énergétiques quelconque "1" et "2" d'un ion, E_1 et E_2 étant leurs énergies respectives, avec: $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$.

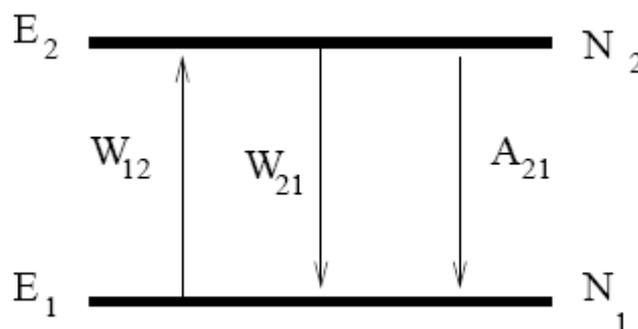


Figure III.2.1 : Les principaux mécanismes d'interaction rayonnement-matière.

Où W_{12} est le taux de transition due à l'absorption (**a**), W_{21} est le taux de transition due à l'émission stimulée (**b**) et A_{21} est le taux de transition due à l'émission spontanée (**c**).

Au cours de leur propagation dans le matériau, les photons peuvent être absorbés par les ions terres rares, qui passent ainsi dans un niveau d'énergie supérieur. Les ions excités vont ensuite retomber sur le niveau énergétique de départ en rendant le surplus d'énergie sous forme d'un photon. Tous ces phénomènes ont comme caractéristique commune l'absorption ou l'émission d'un photon. Ce sont donc des mécanismes radiatifs.

Par la suite nous allons étudier ces mécanismes plus en détail, en révélant la signification de chaque paramètre introduit par la figure III.2.1.

a) Absorption

L'absorption d'un photon est le mécanisme qui fait passer un ion du niveau "1" au niveau "2" (figure III.2.1). Ce processus peut être modélisé de deux manières différentes suivant si on s'intéresse à l'évolution de l'intensité du faisceau incident au cours de la propagation ou à l'évolution du nombre d'ions excités au cours du temps.

Dans les deux cas de figure nous devons introduire la section efficace d'absorption, σ^a , qui est le coefficient de proportionnalité entre la probabilité d'absorption W_{12} d'un photon et le nombre N_1 d'ions par unité de volume dans l'état fondamental. Si nous considérons le modèle physique simple d'une collision élastique entre les ions et les photons, dans lequel les ions dopants seraient des disques à deux dimensions, la section efficace d'absorption pourrait être interprétée comme étant l'aire de ces disques, "vue" par les photons incidents. Ce paramètre a donc les dimensions d'une surface.

L'intensité du faisceau laser incident diminue au cours de la propagation à travers le milieu absorbant:

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = \sigma^a I(z) N_1$$

L'évolution de la population du niveau "2" au cours du temps permet de définir la probabilité d'excitation par unité de temps W_{12} :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \sigma^a D N_2(t) = W_{12} N_2(t)$$

Où D représente le débit de photons par unité de surface, c'est à dire le nombre de photons qui traversent la section droite en une seconde $D = I / h\nu$. La probabilité de transition peut également être définie à l'aide du coefficient d'Einstein B_{12} (exprimé en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{J}^{-1}$):

$$W_{12}(\nu) = B_{12} \rho(\nu)$$

Où $\rho(\nu)$ est la densité d'énergie par unité de surface du faisceau incident (en $\text{J} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$).

b) Émission spontanée

Même s'ils ne sont soumis à aucune action extérieure les ions ne restent pas indéfiniment dans l'état excité. Ils reviennent spontanément dans leur état d'énergie minimum, l'état fondamental, en rendant le surplus d'énergie sous forme d'une émission de lumière. Ce phénomène est appelé l'émission spontanée et fait passer les ions du niveau "2" vers le niveau "1" (figure III.2.1). La durée moyenne pendant laquelle les ions restent dans l'état excité s'appelle **la durée de vie** (en s) de l'état excité. Il s'agit d'une grandeur statistique dont la définition est:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} t_i$$

Où nous supposons que N_0 est le nombre d'ions dans l'état excité à l'instant $t = 0$.

Ce processus définit une probabilité de désexcitation spontanée par unité de temps: A_{21} (ou coefficient d'Einstein):

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2$$

Dans ce cas simple d'un système à deux niveaux la durée de vie s'exprime finalement comme:

$$\tau_{rad} = \frac{1}{A_{21}}$$

Cette expression coïncide avec la définition de la durée de vie radiative, qui est introduite dans le cas plus général où d'autres processus de désexcitation dits non radiatifs, c'est à dire ne faisant pas intervenir l'émission d'un photon, peuvent apparaître.

c) Émission stimulée

L'émission stimulée est un phénomène quantique directement induit par l'interaction entre un ion dans un état excité et un faisceau laser présentant des photons d'énergie correspondant à la transition $2 \rightarrow 1$ (figure III.2.1). Au passage d'un de ces photons l'ion, initialement dans le niveau excité, se désexcite en émettant un photon identique au photon exciteur (même longueur d'onde, même direction, même phase et même polarisation). Par analogie avec l'absorption nous pouvons modéliser ce phénomène de manière purement statistique en introduisant une probabilité d'émission, à l'aide du coefficient d'Einstein B_{21} :

$$w_{21}(\nu) = B_{21}\rho(\nu)$$

Nous pouvons également introduire la section efficace d'émission (en cm^2):

$$\frac{dN_2}{dt} = -w_{21}N_2 = -\frac{\sigma^e I_p}{h\nu} N_2$$

Où I_p est l'intensité du faisceau incident (W/cm^2).

Il est de déterminer les sections efficaces d'absorption à partir d'un spectre d'absorption, qui fournit une information quantitative. Par contre, les spectres d'émission fournissent toujours des informations relatives, ne permettant pas le calcul direct des sections efficaces d'émission. Les relations qui existent entre les coefficients d'Einstein [4] ont permis pourtant de contourner cette difficulté à l'aide de deux méthodes:

- la méthode de McCumber;
- la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg;

Ces relations peuvent être déterminées à partir des équations qui régissent l'évolution des populations d'un système à deux niveaux (figure III.2.1). Il faut garder à l'esprit le fait que tous les phénomènes présentés ont lieu simultanément et par conséquent les équations de populations s'écrivent:

$$\frac{dN_2}{dt} = w_{12}N_1 - (w_{21} + A_{21})N_2 = -\frac{dN_1}{dt}$$

En sachant qu'à l'équilibre thermique les populations des deux niveaux sont reliées par le facteur de Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

Où $g_i = 2J_i + 1$ est la dégénérescence du niveau d'énergie E_i , T la température et k la constante de Boltzmann. Et en nous plaçant dans le cas du régime stationnaire ($dN_2/dt = -dN_1/dt = 0$), nous pouvons déterminer sans difficulté les relations recherchées:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$$

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h n^3 \nu^3} A_{21}$$

III.2.1.2. Mécanismes non-radiatifs

Quoique les durées de vie radiatives des terres rares soient théoriquement comprises entre quelques ms et quelques centaines de microsecondes, les durées de vie observées ont souvent des valeurs très inférieures et il existe même de nombreux niveaux qui n'émettent pas de fluorescence. La raison en est que les transitions non radiatives sont bien plus sensibles à la matrice que les transitions radiatives qui ont des forces d'oscillateurs presque invariablement de 10^{-6} .

IV. 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.

IV.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 [27]. 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.

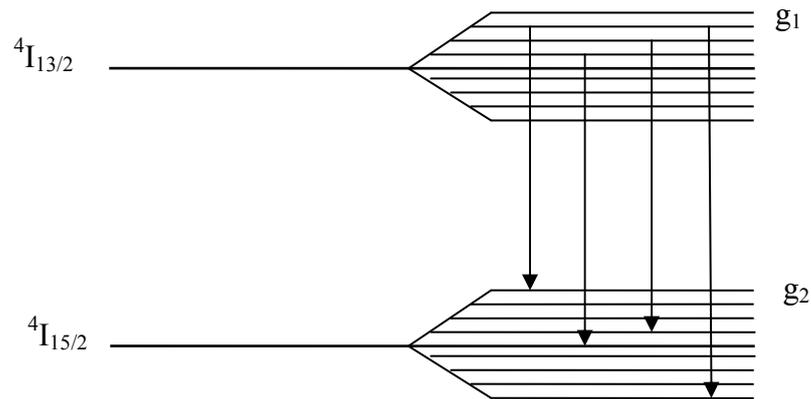


Figure IV.1 : Effet Stark sous l'action d'un champ électrique cristallin

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 [27].

IV.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.

IV.3. Élargissement inhomogène :

Chaque ion occupe un site particulier dans la matrice hôte, leur répartition spatiale étant irrégulière (figure IV.3.a).

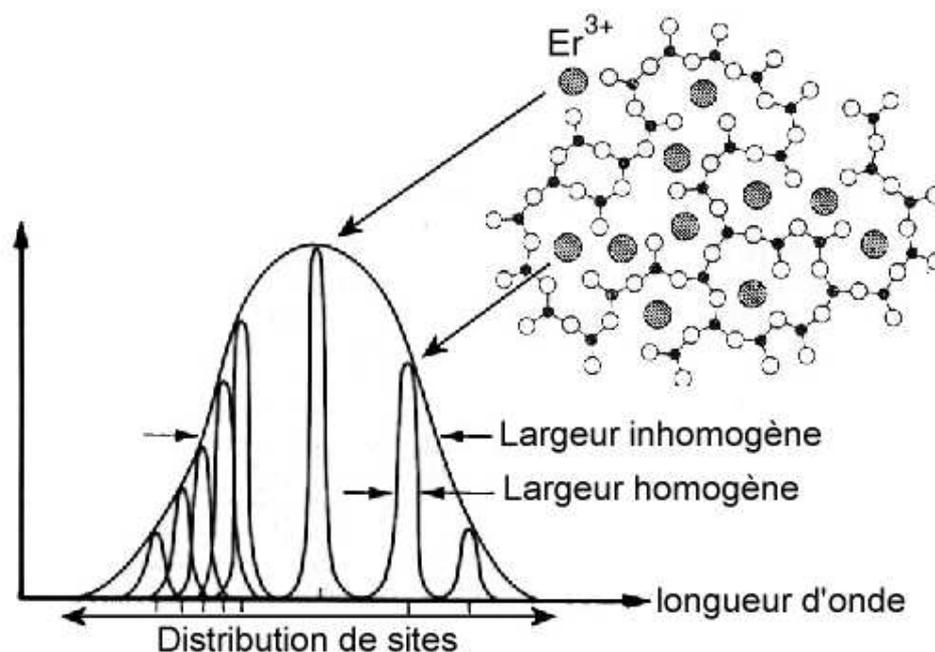


Figure IV.3.a : Représentation en deux dimensions de la répartition des ions Erbium dans une matrice de silice

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 IV.3.b).

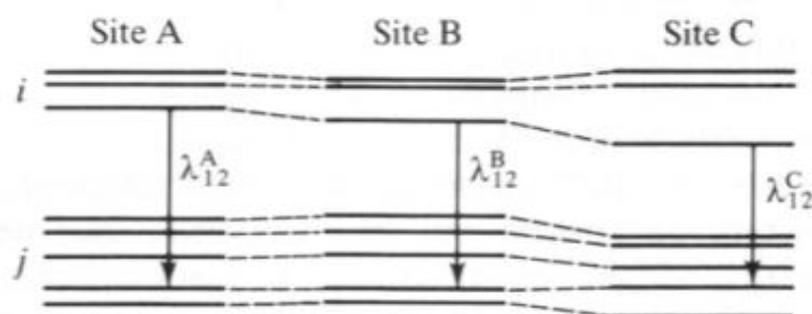


Figure IV.3.b : Effet de l'élargissement inhomogène en fonction des variations aléatoires du champ cristallin selon le site

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.

IV.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 IV.4 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 co-dopée. Cela prouve l'intérêt du co-dopage des fibres optiques pour les applications télécoms, et en particulier dans le multiplexage dense en longueur d'onde (DWDM), qui demandent des largeurs de transition toujours plus grande pour permettre un multiplexage important des canaux.

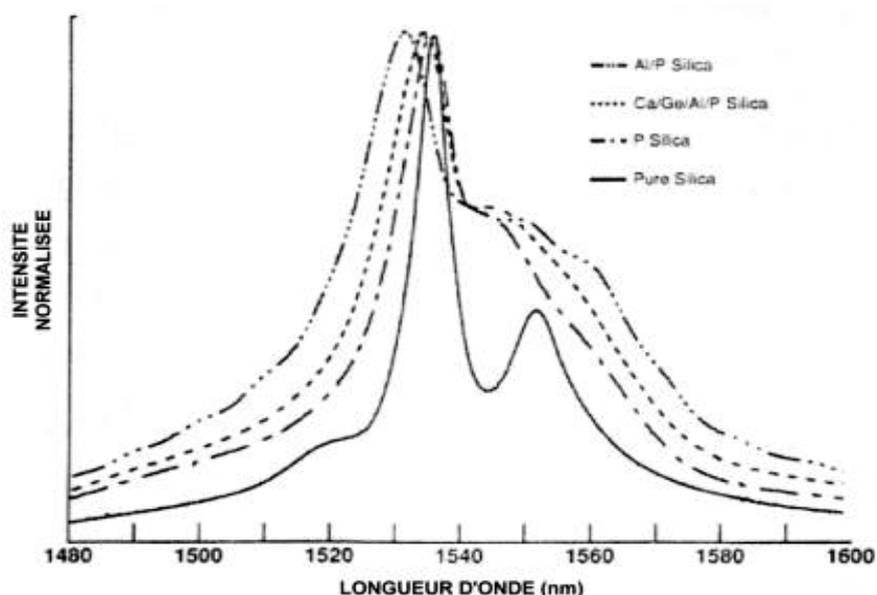


Figure IV.4 : Fluorescence de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ dans quatre différentes matrices hôtes

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.

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

Les sections efficaces d'absorption et d'émission, notées s_a et s_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 [28].

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 IV.1) entre les sous-niveaux des deux multiplets.

La figure IV.5 donne les sections efficaces de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ des ions Er^{3+} pour une fibre germano-silicate. 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.

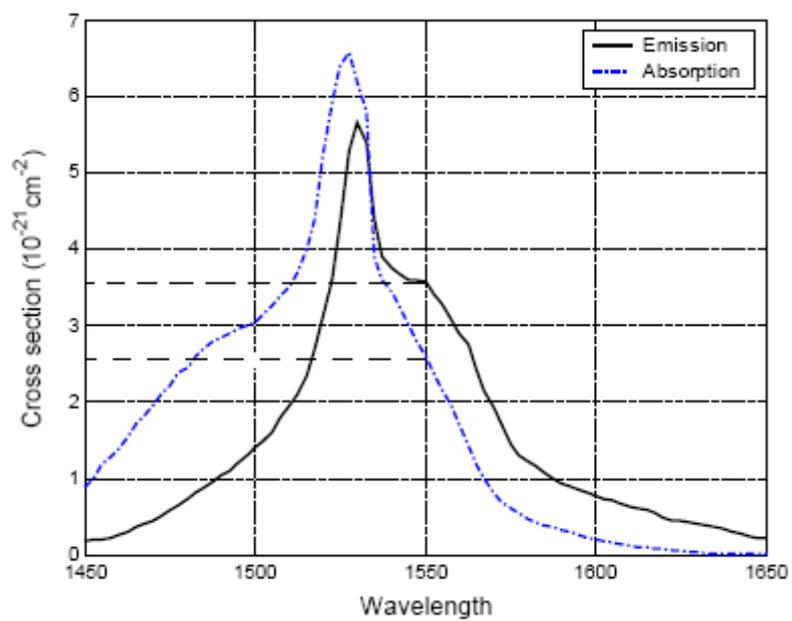


Figure IV.5 : Sections efficaces d'émission et d'absorption de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ d'une fibre germanosilicate dopée à l'Erbium. [29]

Chapitre 4

Fonctionnement et modélisation des

Amplificateurs à Fibres Optiques

dopées Erbium (EDFA)

Chapitre 4 : Fonctionnement et modélisation des amplificateurs à fibres optiques dopées Erbium (EDFA)

I. Introduction :

Les EDFA ont été fabriqués en utilisant différentes méthodes et matières, mais les principes physiques derrière l'opération d'amplification sont les mêmes, on parle de : l'absorption et l'émission stimulé [chapitre 3]. Ce chapitre vise à nous faire comprendre le mode de fonctionnement des EDFA, d'identifier les paramètres qui les affectent, Comprendre la signification de chacun de ces paramètres.

II. Configuration des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium

II.1. Schéma classique 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 II.1. Il est constitué des éléments optiques passifs suivants : un multiplexeur et trois isolateurs.

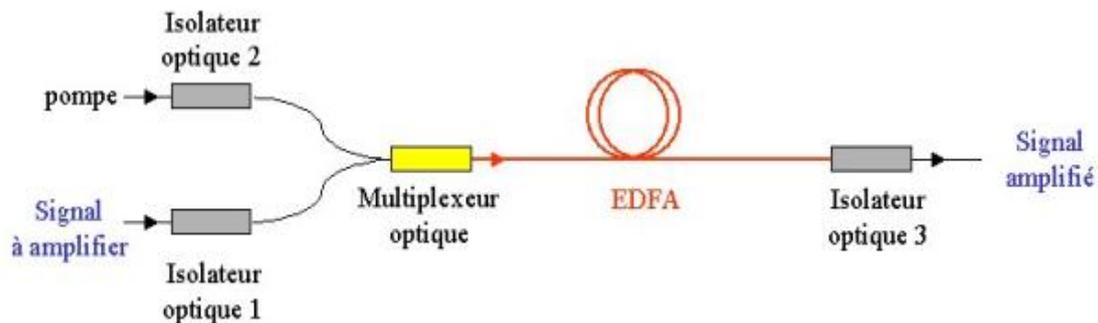


Figure II.1 : schéma classique d'un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium

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 mètre. Un isolateur est placé en sortie de la

fibres 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 réfléchi. 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.

II.2. Autre types de pompage optique :

Comme on la vue précédemment dans la figure II.1 l'onde de pompe (de longueur d'onde λ_p) est délivrée par une diode laser et injectée dans la fibre optique simultanément avec le signal (de longueur d'onde λ_s) par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Dans cette configuration, on parle de pompage co-propagatif puisque le signal et la pompe se propagent dans le même sens.

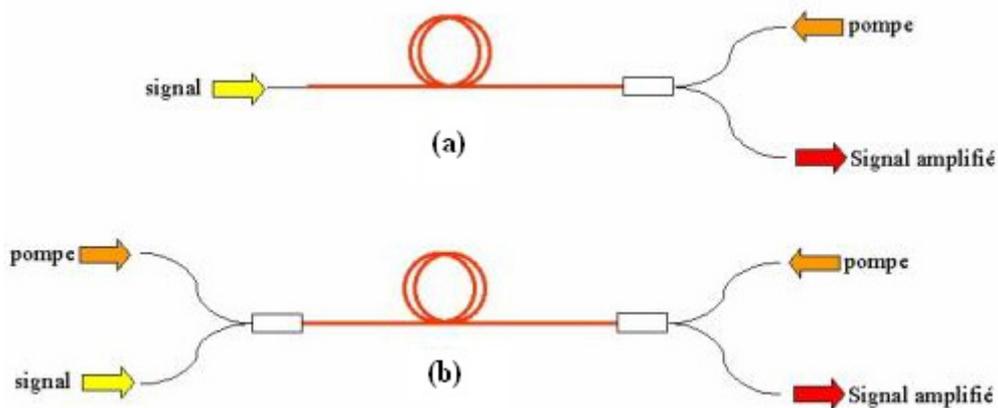


Figure II.2.1 : (a) pompage contra-propagatif, (b) pompage bidirectionnel

Dans le cas du pompage co-propagatif, la puissance de pompe est suffisamment forte en début de fibre amplificatrice pour exciter une forte proportion des ions de terres rares et créer une forte inversion de population. Le signal est donc fortement amplifié dès les premiers mètres de fibre. Au cours de la propagation, la puissance de pompe disponible décroît et l'inversion de population diminue. Au-delà d'une certaine longueur de fibre, l'inversion de population n'est plus suffisante pour permettre l'amplification et le signal est absorbé. Sur la « figure II.2.1(a) » a été

représenté le cas d'un pompage contra-propagatif où la pompe et le signal ont des directions de propagation opposées. Dans ce cas, l'inversion de population est plus grande en fin de fibre, le signal est alors amplifié progressivement au cours de la propagation. Cette configuration est plus favorable à l'obtention de forts gains. Cependant, le rapport signal à bruit se trouve dégradé [6]. Les deux types de pompages peuvent être utilisés simultanément « figure II.2.1(b) » afin d'obtenir des performances optimales. L'inconvénient de cette configuration est qu'elle est plus complexe et plus coûteuse puisqu'elle nécessite un plus grand nombre de composants. Par la suite, nous ne considérons que le cas du pompage copropagatif qui est la configuration la plus utilisée.

L'étude du spectre d'absorption de l'erbium montre que plusieurs longueurs d'onde peuvent être utilisées pour le pompage « figure II.2.2 ». Les longueurs d'onde les plus utilisées sont 800nm, 980nm et 1480nm [30] et permettent d'obtenir respectivement des systèmes amplificateurs à 3 ou 4 niveaux ou de type quasi 2 niveaux. Nous allons considérer que les : 980nm et 1480nm, qui sont les plus utilisés.

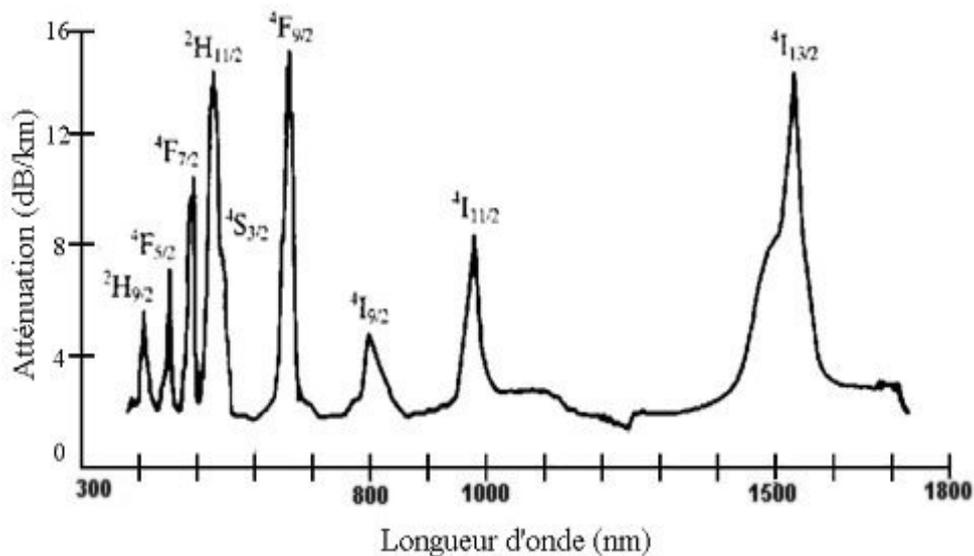


Figure II.2.2 : Spectre d'absorption de l'ion Erbium

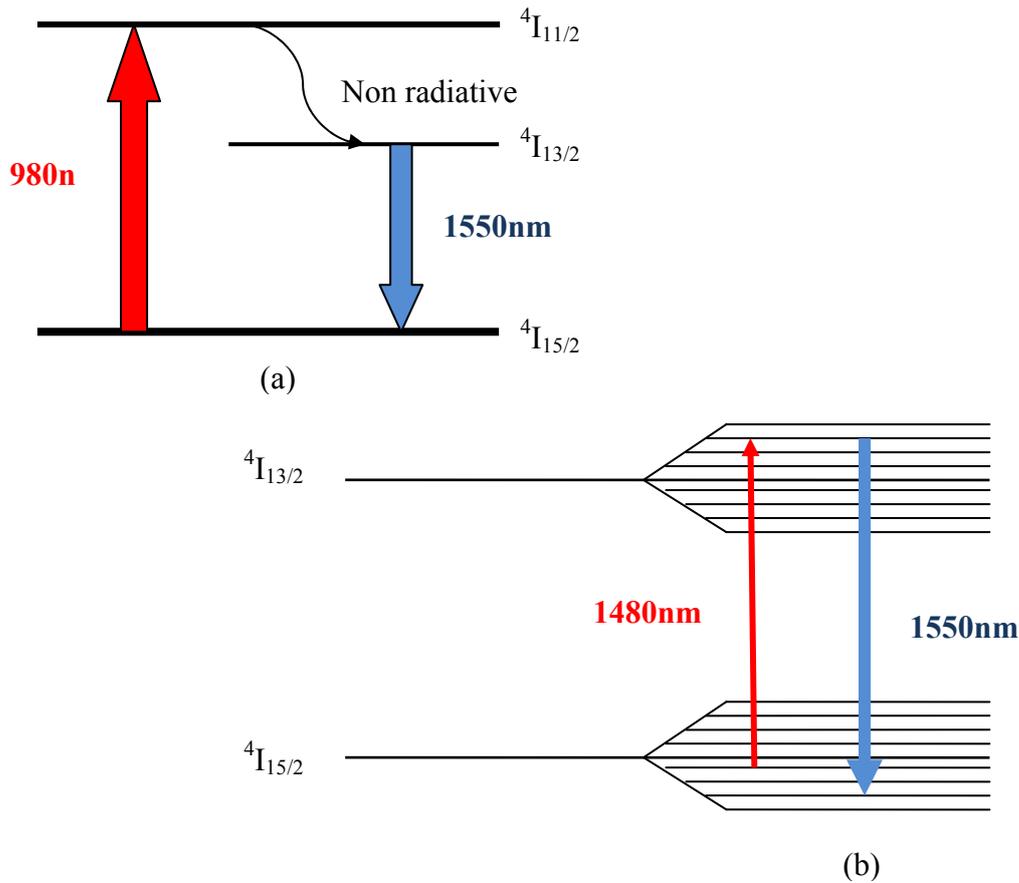


Figure II.2.3 : Niveaux d'énergie mis en jeu pour un pompage : (a) 980 nm, (b) 1480nm dans le cas de l'ion Erbium

Le premier type de pompage peut être obtenu avec un faisceau ayant une longueur d'onde de 980nm « **figure II.2.3.(a)** ». Dans ce cas, on est en présence d'un système à trois niveaux. Un photon de pompe à 980 nm permet d'exciter un électron du niveau $^4I_{15/2}$ vers le niveau $^4I_{11/2}$. La durée de vie de ce niveau est très faible et un électron présent sur ce niveau se désexcite très rapidement vers le niveau métastable $^4I_{13/2}$ lors d'une transition non radiative. Un signal de longueur d'onde proche de 1550 nm pourra alors être amplifié.

L'ion Erbium présente une faible section efficace d'émission autour de 980 nm ce qui permet de réaliser presque complètement l'inversion de population. Avec ce type de pompage, la dégradation du rapport signal à bruit à la traversée de l'amplificateur est minimale, à condition que la puissance d'entrée soit suffisamment importante [31]. Les gains obtenus dans cette configuration sont limités par un effet parasite : l'émission spontanée amplifiée (ASE : Amplified spontaneous emission). Un ion

excité au niveau ${}^4I_{13/2}$ peut se désexciter spontanément pour accéder au niveau ${}^4I_{15/2}$ et peut s'amplifier le long de la fibre.

Le deuxième type est un pompage à 1480 nm. En première approche, il semble que l'on se trouve alors en présence d'un système à deux niveaux. Cependant, l'éclatement des niveaux discrets en sous niveaux Stark fait apparaître un fonctionnement de type quasi 3 niveaux « **figure II.2.3.(b)** ». Les ions au niveau fondamental sont directement excités vers le niveau métastable ${}^4I_{13/2}$. Ce type de pompage permet lui aussi d'obtenir de fortes valeurs de gain, mais étant donné que les niveaux sont de plus en plus proches, conduise à l'augmentation de l'ASE.

III. Equations d'évolution et modélisation :

Dans le cadre de notre étude, nous considérons le cas de fibres optiques dopées aux ion Er^{3+} destinées à l'amplification autour de 1550 nm pour les télécommunications optiques. Nous allons maintenant déterminer les équations qui régissent l'évolution des puissances de pompe, de signal et de bruit (ASE), dans le cas du pompage à 980 nm où à 1480 nm. L'objectif de ce travail est de connaître les valeurs de ces grandeurs en fonctions des plusieurs paramètres tels que la longueur de la fibre, la concentration en ions dopants, la géométrie de la fibre etc. Une fois ces relations définies, il sera possible d'accéder au gain de l'amplificateur.

III.1. Pompage à 980nm

Sur la figure III.1, nous rappelons les niveaux et les différentes transitions mis en jeu pour l'amplification de signaux à 1550 nm par l'ion Erbium pompé à 980 nm.

On définit par « taux de transition » entre deux niveaux, le nombre de transition par seconde entre ces niveaux

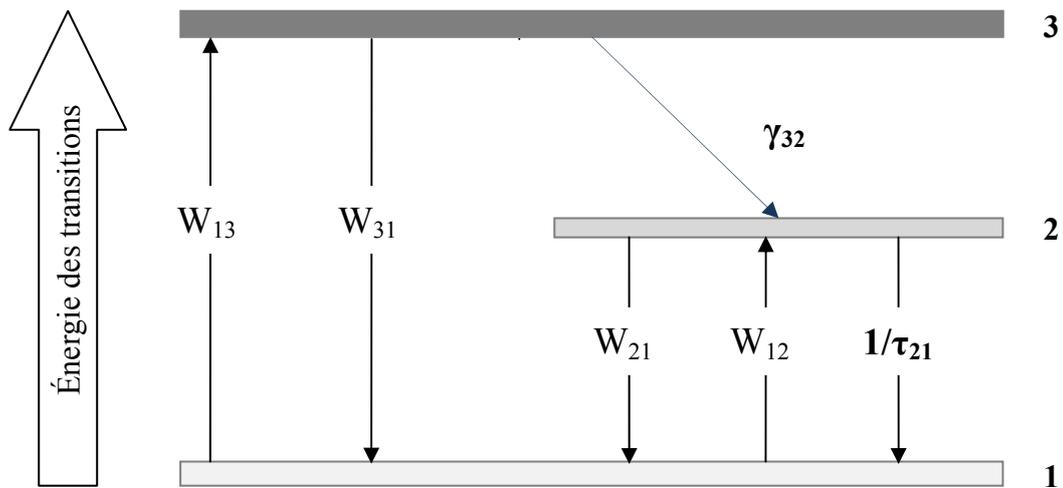


Figure III.1 : Diagramme d'énergie de l'ion Erbium et taux de transition entre les niveaux lors d'un pompage à 980nm.

Les niveaux (1), (2) et (3) correspondent respectivement aux niveaux $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$ et $^4I_{11/2}$. W_{13} représente le taux d'absorption d'un photon de pompe par un ion du niveau (1) et W_{31} est le taux d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe. Pour obtenir les meilleures performances en terme d'amplification, nous savons qu'il faut chercher une inversion de population la plus grande possible, voire quasi-totale. Pour cela, les ions actifs doivent avoir une forte valeur de W_{13} et un taux W_{31} faible, afin qu'une proportion maximale d'entre eux soit excitée par la pompe vers le niveau (3) et puisse participer au processus d'amplification. W_{12} représente le taux d'absorption d'un photon du signal par un ion du niveau (1), W_{21} est le taux d'émission stimulée à la longueur d'onde de signal. γ_{32} est une transition non radiative et $1/\tau_{21}$ est une transition spontanée [32].

Alors, pour ce système donné, nous pouvons définir l'évolution des populations atomiques (N_i) avec une équation différentielle pour chaque niveau, On appelle N_1 , N_2 et N_3 les densités volumiques de population des niveaux d'énergie (1), (2) et (3). Les variations de densités de population des différents niveaux sont données par les relations suivantes :

$$\frac{dN_1}{dt} = w_{31}N_3 - w_{31}N_1 + w_{21}N_2 - w_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{32}N_3 + w_{21}N_1 - w_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\gamma_{32}N_3 + w_{13}N_1 - w_{31}N_3 \quad (3)$$

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

$$\rho_{Er} = N_1 + N_2 + N_3 \quad (4)$$

Beaucoup d'amplificateurs et de lasers opèrent en régime continu ou en régime pulsé à très haute cadence. Alors, l'évolution des populations des niveaux électroniques atteint un régime stationnaire et conserve cet état permanent. Alors, dans de tels systèmes, la dérivée temporelle de chaque population est nulle [33] :

$$\frac{dN_i}{dt} = 0 \quad (5)$$

Ce qui simplifie les équations (1) à (3). Donc, avec les équations (1) à (4), il est possible de former un système de trois équations avec trois inconnues : N_1 , N_2 et N_3 . Nous pouvons ainsi résoudre les différentes populations des niveaux atomiques N_i en fonction des taux de transitions stimulées W_{ij} et des temps de vie spontanés τ_{ij} .

Nous allons appliquer quelques simplifications au système d'équations (1 - 4) [34]:

- Le taux d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe $W_{31} = 0$.
- $\gamma_{32} \gg 1/\tau_{12}$, alors $N_3 \approx 0$, i.e. le temps de vie du niveau (3) est très court par rapport au niveau (2).

Ainsi, le système d'équation (1 à 4) se simplifient à :

$$\frac{dN_1}{dt} = -w_{31}N_1 + w_{21}N_2 - w_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 = 0 \quad (6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = w_{13}N_1 + w_{12}N_1 - w_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 = 0 \quad (7)$$

$$\rho_{Er} = N_1 + N_2 \quad (8)$$

Bref, cela revient à dire que la transition stimulée de la pompe (W_{13}) envoie tous les électrons au niveau 2 directement.

Avec un peu d'algèbre, nous obtenons ainsi les résultats suivants :

$$N_2 = \rho_{Er} \frac{w_{13} + w_{12}}{\frac{1}{\tau_{21}} + w_{21} + w_{12} + w_{13}} \quad (9)$$

$$N_1 = \rho_{Er} - N_2 \quad (10)$$

Comme ρ_{er} et τ_{21} sont des paramètres connus, il reste alors à déterminer les taux de transition stimulée (W_{ij}) en fonction de paramètres connus. Ceux-ci sont donnés par les sections efficaces, les puissances des signaux et la longueur d'onde des transitions. Ainsi, pour l'exemple développé :

$$w_{13} = \sigma_{13} \frac{I_p}{h\nu_p} \quad (11)$$

$$w_{21} = \sigma_{21} \frac{I_s}{h\nu_s} \quad (12)$$

$$w_{12} = \sigma_{12} \frac{I_s}{h\nu_s} \quad (13)$$

Où h est la constante de Planck, σ_{13} la section efficace d'absorption de pompe, σ_{12} la section efficace d'absorption du signal et σ_{21} la section efficace d'émission du signal. I_s et I_p les intensités de signal et de pompe respectivement, ces dernier peuvent s'écrire sous la forme suivent :

$$I_i = \frac{P_i}{\pi a^2} \quad (14)$$

Avec P_i : la puissance du signal, πa^2 : l'aire du cœur de la fibre dopée, où a : est le rayon du cœur de la fibre dopée.

III.2. Pompage à 1480nm

Pour le pompage à 1480 nm nous allons supposer que les sous-niveaux Stark constituent un seul niveau. La figure III.2 montre le diagramme d'énergie de l'ion erbium lors du pompage à 1480 nm.

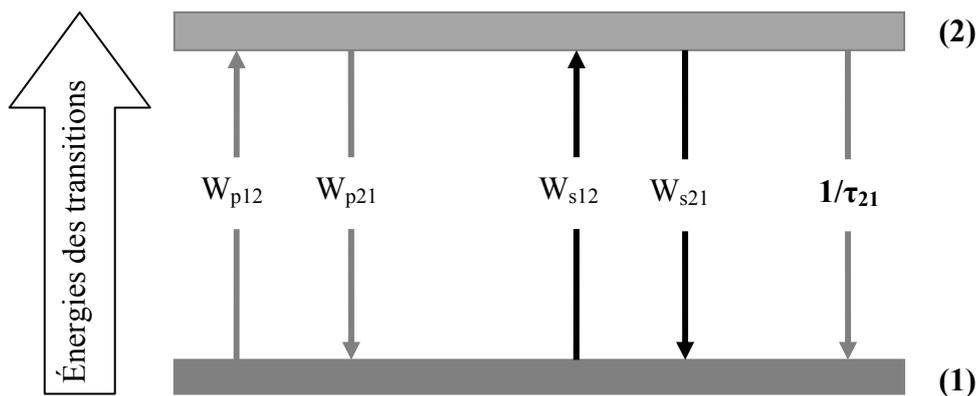


Figure III.2 : Diagramme d'énergie de l'ion erbium et des taux de transition entre les niveaux lors d'un pompage à 1480nm.

Dans ce cas, on remarque l'existence de deux niveaux, alors les variations de densités de population de ces niveaux s'écrivent :

$$\frac{dN_1}{dt} = w_{p21}N_2 - w_{p12}N_1 + w_{s21}N_2 - w_{s12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (15)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = w_{p12}N_1 - w_{p21}N_2 + w_{s12}N_1 - w_{s21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (16)$$

$$\rho_{Er} = N_1 + N_2 \quad (17)$$

On posant $W_{p21} = 0$, on obtient :

$$\frac{dN_1}{dt} = -w_{p12}N_1 + w_{s21}N_2 - w_{s12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 = 0 \quad (18)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = w_{p12}N_1 + w_{s12}N_1 - w_{s21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 = 0 \quad (19)$$

Avec un peu d'algèbre, nous obtenons ainsi le résultat suivant :

$$N_2 = \rho_{Er} \frac{w_{p12} + w_{s12}}{\frac{1}{\tau_{21}} + w_{s21} + w_{s12} + w_{p13}} \quad (20)$$

$$N_1 = \rho_{Er} - N_2 \quad (21)$$

Avec $W_{p_{ij}}$ et $W_{s_{ij}}$ sont les taux de transition du au pompage et au signal respectivement.

Ainsi, chaque amplificateur à fibre dopée avec un ion actif peut être modélisé par une série d'équations comme nous l'avons fait. La population de chaque niveau peut être résolue en fonction des puissances incidentes, des sections efficaces et de la concentration d'ions dans la fibre selon les équations (9) à (21).

Ayant maintenant les formules permettant de calculer les populations des niveaux atomiques, nous passons à l'évolution du signal de pompage et du signal à amplifier dans la fibre.

III.3. Description de la propagation du pompage et du signal dans la fibre dopée

La lumière on se propageant dans la fibre dopée, elle est atténuée par des mécanismes de pertes extrinsèques tels que les pertes de rayonnement dans les coudes, et intrinsèques tels que la diffusion de Rayleigh. Ces mécanismes de perte seront nommés comme les « pertes de fond ». Cependant, le signal optique peut aussi être atténué par l'amplification et l'absorption de l'ion dopant, ce mécanisme de perte sera nommé comme « la perte de dopage ».

L'évolution de l'intensité du signal guidé se propageant le long d'une fibre passive « non dopée » est décrite par l'équation suivante [35] :

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha.z) \quad (22)$$

Ou, $I(z)$ est l'intensité du signal en un point donné z , I_0 est l'intensité du signal à $z = 0$ et α (cm^{-1}) est le coefficient de perte de la fibre optique.

En différenciant l'équation (22) par rapport à z , on obtient :

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha.I_0 \exp(-\alpha.z) = -\alpha.I(z) \quad (23)$$

L'équation (23) donne le taux de variation de l'intensité du signal du aux pertes de fond en tout point le long de la fibre.

Maintenant on considère la fibre dopée à l'Erbium, le signal optique peut éprouver un certain montant de gain dû à l'émission stimulé et à un certain montant d'absorption dû à l'absorption de l'état fondamental.

Pour une intensité de signal I à une fréquence ν se propageant dans un élément dx de fibre, le signal change d'un montant dI donné par :

$$\frac{dI_\nu}{dx} = I_\nu \cdot N \cdot \sigma_\nu \quad (24)$$

Où, N est la densité des ions dans un 1^{er} état de transition (ions.cm⁻³) et σ_ν (cm²) est la section efficace de la transition à la fréquence du signal optique ν .

L'équation (24) peut être prolongée au cas de la fibre dopée Erbium comme suit. Pendant que le signal se propage dans la fibre dopée, une certaine fraction du mode de propagation se propage à l'extérieur du guide d'ondes. En conséquence, il est nécessaire de présenter un facteur de recouvrement pour expliquer ceci et qui réduit effectivement l'importance de la section transversale de transition par sa grandeur. Le facteur de recouvrement (Γ) est donné par l'équation (25) :

$$\Gamma = \int_{-x}^{+x} \int_{-y}^{+y} p_0(x, y) dx dy \quad (25)$$

Où, $+x, -x, +y, -y$ sont les dimensions de la fibre, et $P_0(x,y)$ est l'intensité de la distribution du mode de propagation, normalisé tel que :

$$\int_{-x}^{+x} \int_{-y}^{+y} p_0(x, y) dx dy = 1$$

Le taux de changement de l'intensité du signal dû aux pertes de dopages, est donné par :

$$\frac{dI_\nu}{dx} = I_\nu \cdot N \cdot \sigma_\nu \cdot \Gamma_\nu \quad (26)$$

Il est important de noter que puisque N peut varier à travers la fibre dopée, N dans l'équation (24) est la population moyenne du 1^{er} état de transition.

En combinant, les pertes de fond et de dopage, l'évolution des intensités de pompe et de signal le long de la fibre optique dopée peut être représentée mathématiquement.

L'évolution de l'intensité de pompe est donnée par :

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = -\alpha_p \cdot I_p(z) - I_p(z) \cdot (1 - N_2) \cdot \sigma_p^a \cdot \Gamma_p \cdot \rho_{Er} \quad (27)$$

Avec, I_p est l'intensité de pompe, α_p est le coefficient de perte de la fibre dopée pour une longueur d'onde de pompe λ_p , σ_p^a est la section efficace d'absorption dû au pompage ($\sigma_p^a = \sigma_{13}$ pour le pompage à 980 nm et $\sigma_p^a = \sigma_{s12}$ pour le pompage à 1480 nm), Γ_p est le facteur de recouvrement de pompage et ρ_{Er} est la concentration des ions Er^{3+} .

Et pour la longueur d'onde de signal, puisque l'émission stimulée et l'absorption ont lieu, on a :

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = -\alpha_s \cdot I_s(z) - I_s(z) \cdot (1 - N_2) \cdot \sigma_s^a \cdot \Gamma_s \cdot \rho_{Er} + I_s \cdot N_2 \cdot \sigma_s^e \cdot \Gamma_s \cdot \rho_{Er} \quad (28)$$

Où, I_s est l'intensité du signal à amplifier, α_s est le coefficient de perte dû au signal, avec σ_s^a et σ_s^e sont les sections efficaces dû au signal des transitions ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ respectivement ($\sigma_s^a = \sigma_{12}$ pour le pompage à 980 nm et $= \sigma_{s12}$ pour le pompage à 1480 nm, et $\sigma_s^e = \sigma_{21}$ pour 980 nm et $= \sigma_{s21}$ pour 1480 nm) et Γ_s est le facteur de recouvrement du signal.

En conclusion, puisque l'équation (28) peut être exprimée en termes d'intensité

normalisée de signal, $s(z)$, où $s(z) = \frac{I(z)}{I(z=0)}$, le Gain $G(z) \equiv \ln[s(z)]$ le long de la

fibre peut être donné par :

$$\frac{dG(z)}{dz} = -\alpha_s - (1 - N_2) \cdot \sigma_s^a \cdot \Gamma_s \cdot \rho_{Er} + N_2 \cdot \sigma_s^e \cdot \Gamma_s \cdot \rho_{Er} \quad (29)$$

Enfin, il nous faut également considérer l'évolution de la densité spectrale du bruit généré par l'émission spontanée amplifiée (ASE). On notera cette densité $I_{ASE}(z)$. L'équation d'évolution longitudinale de la densité spectrale du bruit obéit à une loi en tout point analogue à celle régissant l'intensité du signal :

$$\frac{dI_{ASE}(z)}{dz} = -\alpha_s \cdot I_{ASE}(z) - I_{ASE} \cdot (1 - N_2) \cdot \sigma_{ASE}^a \cdot \rho_{Er} + I_{ASE}(z) \cdot N_2 \cdot \sigma_{ASE}^e \cdot \rho_{Er} - I_{ASE}^0 \cdot \rho_{Er} \cdot N_2 \cdot \sigma_{ASE}^e \quad (30)$$

$$\text{Avec : } I_{ASE}^0 = \frac{\Gamma}{\pi * r^2} \frac{2hc}{\lambda_{ASE}} \Delta\nu$$

Où r : représente le rayon du cœur de la fibre, c : la vitesse de la lumière, $\Delta\nu$: la bande de fréquence de l'ASE (Hz).

En effet, l'ASE est générée sur plusieurs terahertz et pour des raisons de modélisation, celui-ci est discrétisé en plusieurs composantes spectrales de largeur $\Delta\nu$ qui est au choix de l'utilisateur [33].

III.4. Efficacité de conversion quantique et efficacité de conversion de la puissance de pompe

Les amplificateurs optiques, et notamment les amplificateurs de puissance, peuvent être caractérisés par une grandeur que l'on appelle efficacité de conversion de puissance (ECP ou en anglais PCE pour « power conversion efficiency ») définie par la relation [36]:

$$ECP = \frac{P_{sout} - P_{sin}}{P_p} \quad (31)$$

La valeur maximale de l'efficacité de conversion de puissance est donnée par le rapport λ_p/λ_s .

On introduit également un autre paramètre appelé efficacité de conversion quantique (ECQ ou QCE pour l'anglais « Quantum Conversion Efficiency ») qui indique la

fraction de photons de pompe qui ont été convertis en photons signal. L'expression de l'efficacité de conversion quantique, liée à l'efficacité de conversion de puissance, est donnée par relation :

$$ESQ = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{P_{sout} - P_{sin}}{P_p} = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} ECP \quad (32)$$

On cherche à obtenir de fortes valeurs d'efficacité de conversion de puissance surtout lors de la conception d'amplificateurs de puissance. Sur la figure III.3 ont été représentées les évolutions du gain et de l'efficacité de conversion de puissance en fonction de la puissance du signal d'entrée. On note que de fortes valeurs de l'efficacité de conversion de puissance (# 90%) peuvent être obtenues pour des puissances d'entrée de l'ordre de 0dBm [37].

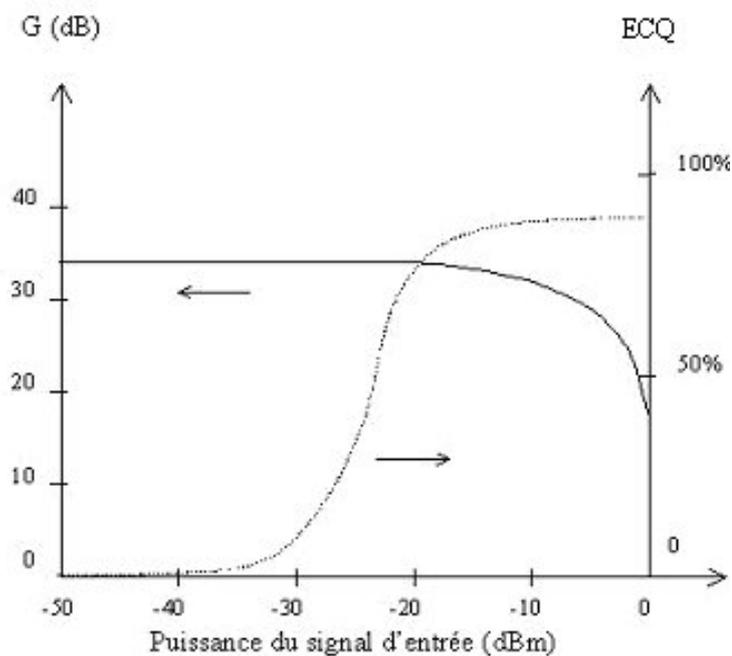


Figure III.3 : Evolution du gain et de l'efficacité de conversion quantique en fonction de la puissance du signal d'entrée dans le cas d'un amplificateur optique.

IV. Simulation de l'amplificateur à fibre dopée Erbium :

Après avoir montré les équations qui régissent les amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium {27, 28, 29, 30}, reste à résoudre ses équations, pour cela nous avons choisie l'implémentation numérique de ces dernier dans un environnement Matlab (version 6.0).

Pour cela nous avons développé un program sur Matlab, qui résout les équations {27, 28, 29, 30} simultanément (Appendix A) et trace les courbe du gain en fonction de plusieurs paramètres, tel que, L : la longueur de la fibre dopée, r : le rayon de la fibre dopée, ρ_{Er} : la densité des ions Er^{3+} dans la fibre dopée et I_p : l'intensité de pompage. Et d'autres paramètres qui sont résumé dans le tableau 1. Le but est d'extraire les paramètres qui nous donnent une amplification optimale.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Longueur d'onde de pompage	λ_p	980 ou 1480	nm
Longueur d'onde de signal	λ_s	1550	-
Temps de vie	τ	1	ms
Section efficace d'absorption de pompe	σ_p^a	0.9×10^{-25} (980nm) 0.7×10^{-25} (1480nm)	m^2 -
Section efficace d'absorption du signal	σ_s^a	2.25×10^{-25}	-
Section efficace d'émission du signal	σ_s^e	3.62×10^{-25}	-
Perte intrinsèque de la pompe	α_p	0.25	dB/km
Perte intrinsèque du signal	α_s	0.25	dB/km
Facteur de recouvrement - signal	Γ_s	0.7	
Facteur de recouvrement- pompe	Γ_p	0.3	

Tableau 1 : Les différents paramètres utilisés dans la simulation

Reste maintenant à trouver les autres paramètres $\{L, r, \rho_{Er}, I_p\}$.

IV.1. Le Gain en fonction de (L , Pp)

On fixe les valeurs de la densité de l’Erbium et le rayon du cœur de la fibre et on varie L de 10 à 60 m. Les résultats son montrés dans les figures IV.1 et IV.2.

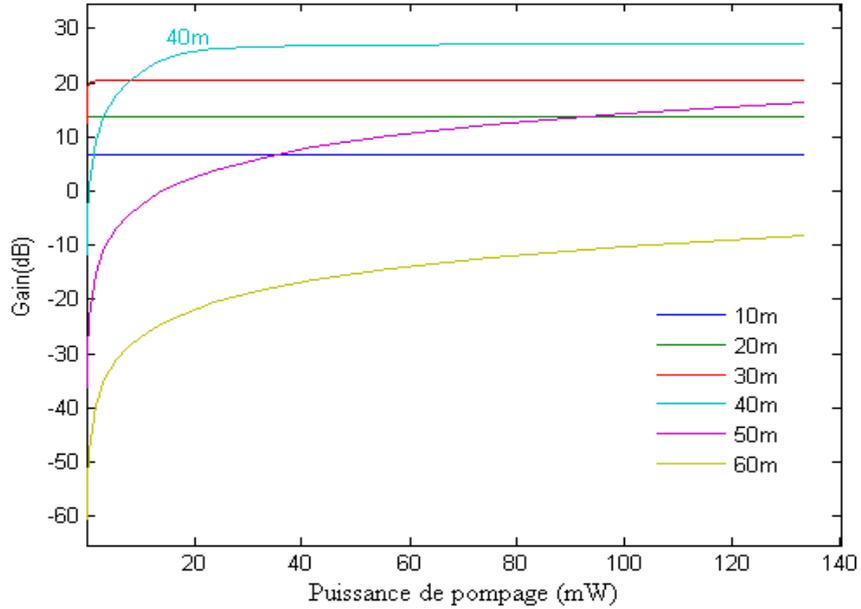


Figure IV.1 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour L=10 à 60 m, pour un pompage à 980nm.

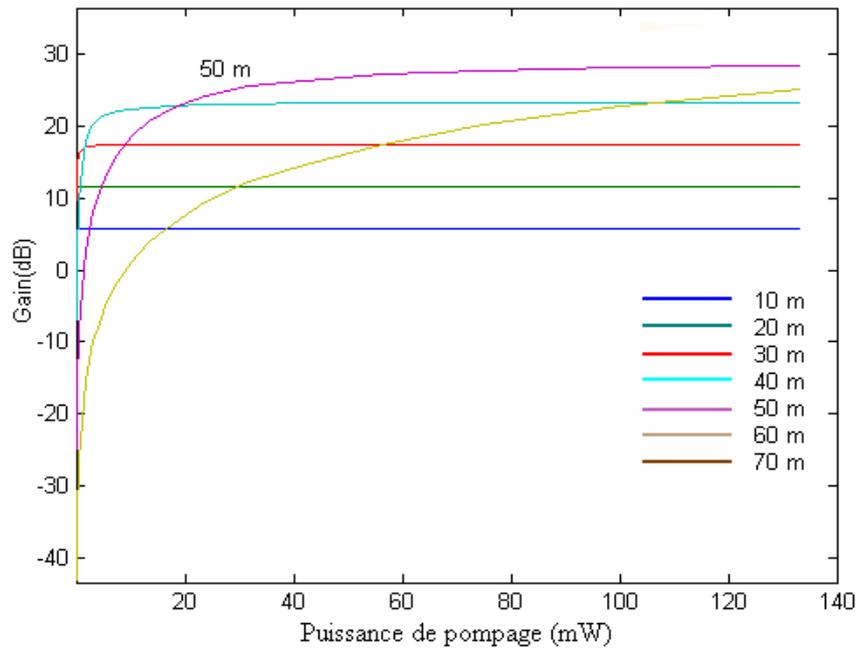


Figure IV.2 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour L=10 à 70 m, pour un pompage à 1480nm

Les courbes des figures IV.1 et IV.2 montrent que le gain a une variation rapide pour un pompage moins de 20 mW et lente au de là. On retient de ses figures que pour un pompage à 980 nm on a un gain maximum pour $L = 40$ m, tandis qu'à 1480 nm on a un gain maximum à $L = 50$ m, se qu'on remarque aussi c'est qu'on pompe à 1480 nm on obtient un gain de +29 dB qui est plus grand qu'à 980 nm (+27 dB), chose qui est logique, car, En pompant à 1480 nm, on comprend bien que le rendement sera meilleur à cause de l'écart entre l'énergie du photon pompe et celle du photon signal, qui est plus faible que lorsque l'on pompe à 980 nm. En effet, lorsque l'on pompe à 980nm, chaque fois qu'un photon pompe est absorbé, on absorbe une énergie de 1.26 eV. Puis on a une transition vers le niveau à 1550 nm, soit 0.81 eV, ce qui représente une perte d'énergie de 0.45 eV. Autrement dit, le simple écart de longueur d'onde fait que le rendement du système est limité au maximum à :

$$\frac{0.81}{1.26} \approx 65\%$$

À 1480nm, ce rapport est plus proche de 100%. En effet, 1480nm correspond à 0.839 eV , d'où une limite de :

$$\frac{0.81}{0.839} \approx 97\%$$

IV.2. Le Gain en fonction de (r , P_p)

Maintenant on fixe $L = 40$ m pour un pompage à 980 nm, $L = 50$ m pour le pompage à 1480 nm et en fixe la densité de l'Erbium on variant le rayon du cœur de 1 à 4 μ m. Les résultats son montrés dans les figures IV.3 et IV.4.

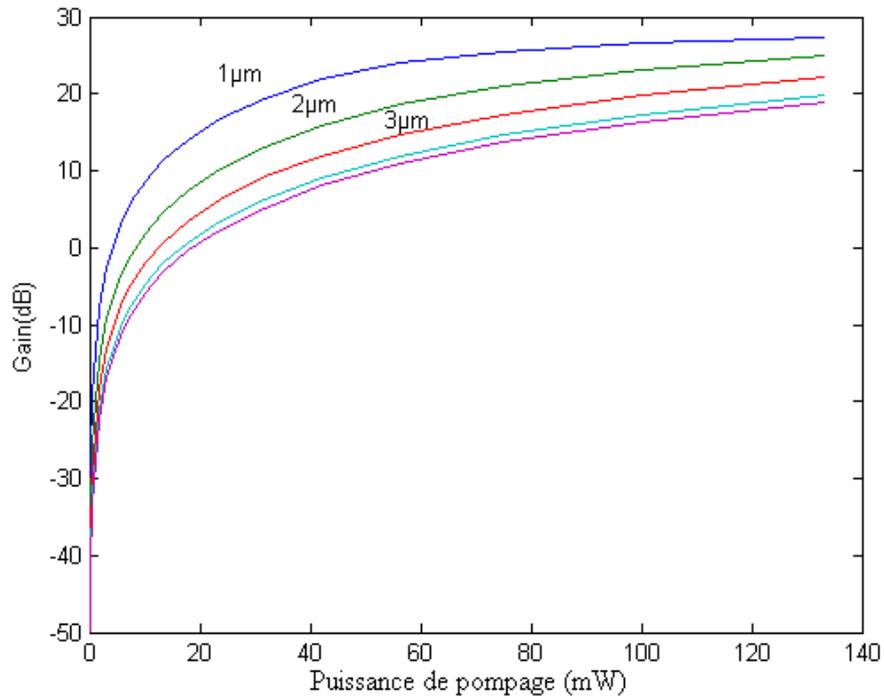


Figure IV.3 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $r = 1$ à $4 \mu\text{m}$, pour un pompage à 980nm .

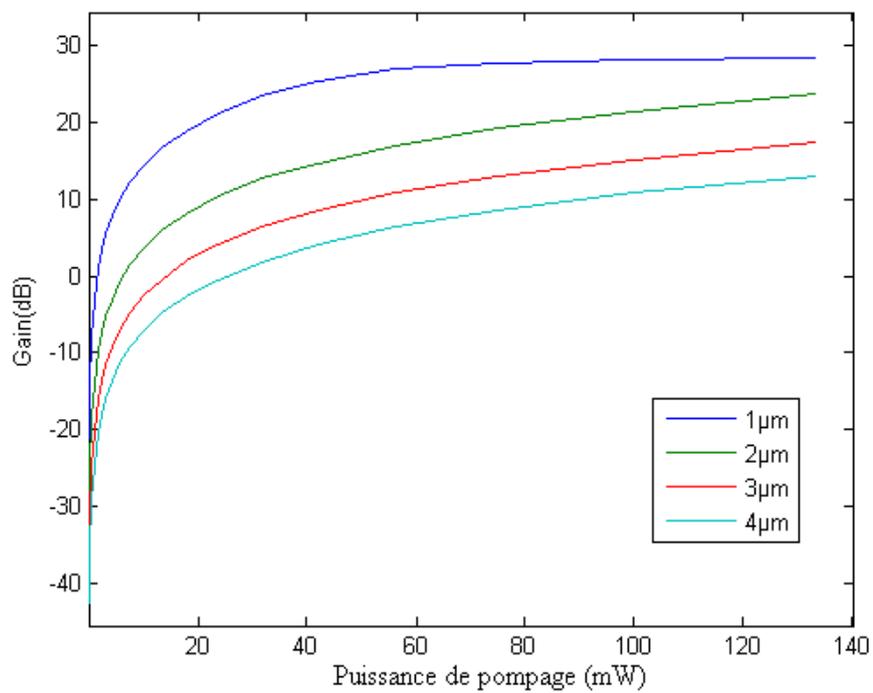


Figure IV.4 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $r = 1$ à $4 \mu\text{m}$, pour un pompage à 1480nm .

Les figures IV.3 et IV.4 montrent que pour les deux pompages on a un gain maximum pour un rayon de $1\mu\text{m}$. Chose qui est logique, car, l'intensité du signal se comporte inversement au rayon du cœur, en pratique se rayon ($1\mu\text{m}$) n'a pas d'application autour de la longueur d'onde d'émission utilisée (1550 nm), alors le rayon qu'ont choisira sera " $2\mu\text{m}$ ".

IV.3. Le Gain en fonction de (ρ_{Er} , Pp)

Maintenant on fixe $r = 2\mu\text{m}$, $L = 40\text{ m}$ pour 980 nm et $L = 50\text{ m}$ pour 1480 nm . Et on varie la densité de l'Erbium. Les résultats sont montrés dans les figures IV.5 et IV.6.

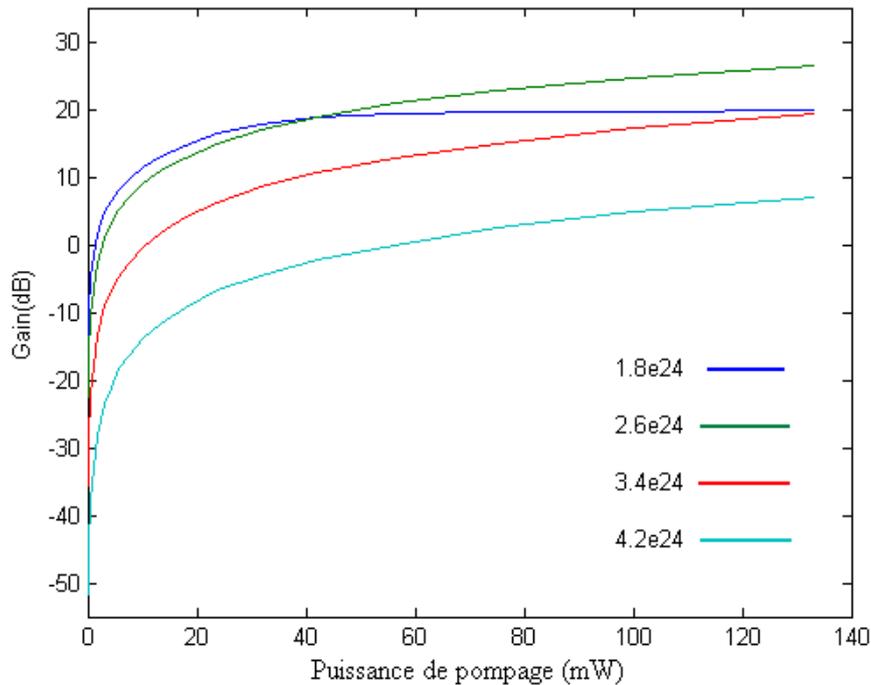


Figure IV.5 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $\rho_{Er} = 1.8 \cdot 10^{24}$ à $4.2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-2}$ avec un pas de 0.8 m^2 , pour un pompage à 980 nm .

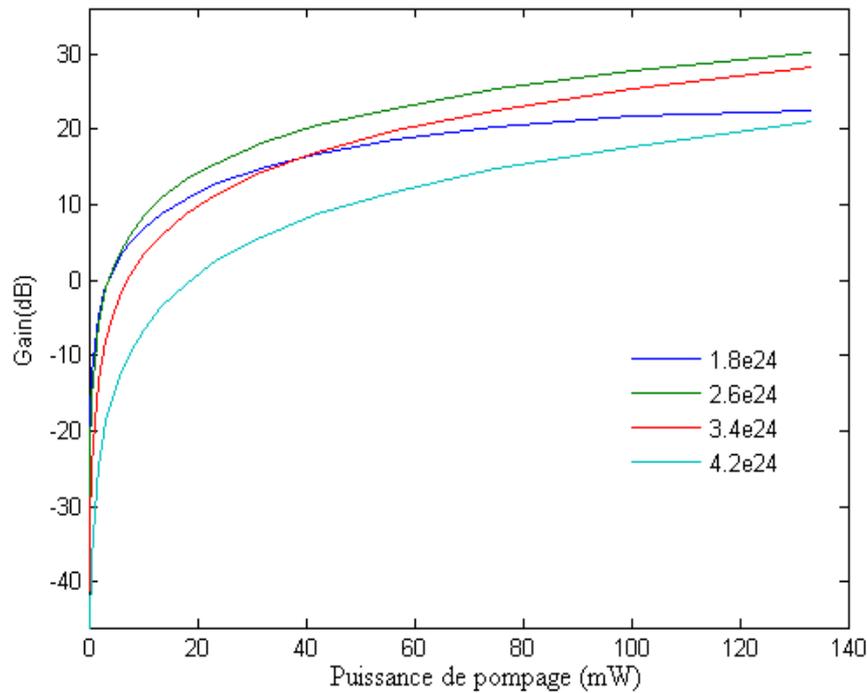


Figure IV.6 : variation du gain en fonction de la puissance de pompage pour $\rho_{Er} = 1.8.10^{24}$ à $4.2. 10^{24} m^2$ avec un pas de $0.8 m^2$, pour un pompage à 1480 nm.

Les figures IV.5 et IV.6 montrent que pour les deux pompages on a un gain maximum pour une densité d'erbium = $2.6.10^{24} m^2$. Pour 980 nm on a un gain de + 27 dB et pour 1480 nm on a + 29 dB pour cette densité se qui nous portes la choisir comme paramètre optimal de notre simulation.

IV.4. Le bruit (ASE)

La figure IV.7 montre la variation du ASE en fonction de la puissance de pompage pour les deux longueurs d'ondes 980 nm et 1480 nm.

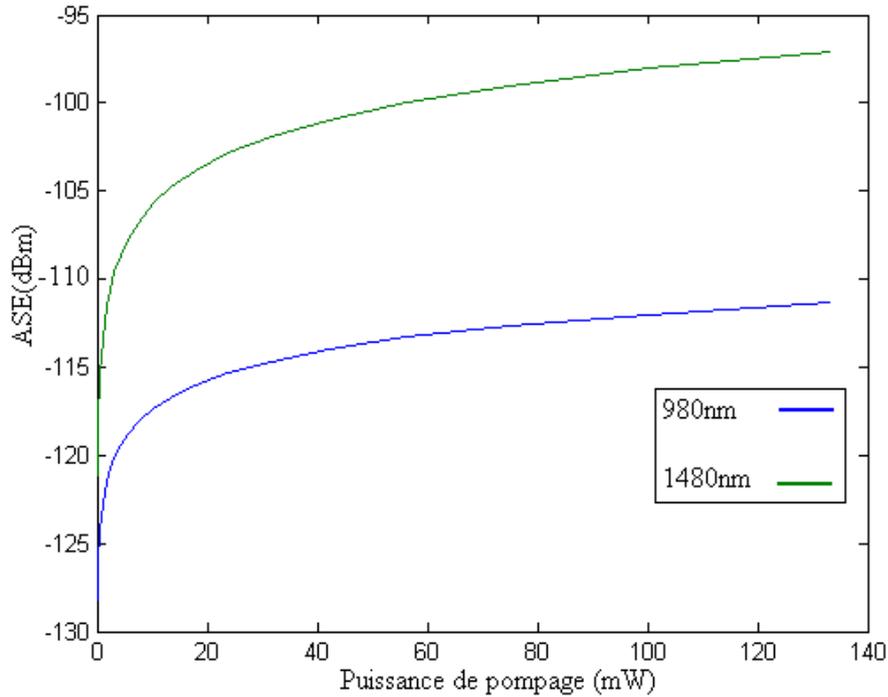


Figure IV.7 : variation du bruit en fonction de la puissance de pompage à deux longueurs d'ondes 980 nm et 1480 nm.

Cette figure montre qu'on a grand bruit (ASE) pour le pompage à 1480 nm que celui à 980 nm, chose qui est logique, car, comme on l'a vu précédemment, qu'on pompe à 1480 nm les atomes (ions) s'excitent directement vers le deuxième niveau (${}^4I_{13/2}$), cependant cela entraîne l'encombrement du niveau, on a alors plus de possibilité de désexcitation où d'émission spontanée. À l'inverse, le pompage à 980 nm présente un faible bruit, cela est dû à la présence du troisième niveau (${}^4I_{15/2}$), ce dernier permet au niveau métastable (${}^4I_{13/2}$) d'avoir un temps de relaxation.

V. Conclusion :

En conclusion de cette étude basée sur la simulation numérique, nous avons mis en évidence l'apport de chaque paramètre sur le gain de l'amplificateur à fibre optique dopée par des ions Erbium. Le tableau 2 résume les paramètres obtenus par notre simulation numérique et qui nous permettent une amplification optimale pour deux différentes longueurs d'onde de pompage. Ces paramètres ont été validés par la littérature, et on peut affirmer que le programme de simulation utilisé peut en effet

prédire l'évolution du gain de l'amplificateur a fibre dopée Erbium, qui est le but de cette étude.

	980 nm	1480 nm
L	40 m	50 m
r	2 μm	2 μm
ρ_{Er}	$2.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-2}$	$2.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-2}$
Pp	60 mW	60 mW
Gain	+27.16 dB	+28.14 dB
ASE	-115 dBm	-100 dBm

Tableau 2 : les résultats obtenus par simulation.

Conclusion générale

L'objectif principal du projet a été atteint, soit de prédire avec un outil de simulation les performances d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium. Pour atteindre cet objectif, nous avons passé d'abord par deux étapes préalables qui sont décrites dans le dernier chapitre de ce mémoire.

Dans un premier temps, nous avons développé un modèle théorique d'amplification dans une fibre optique. Ce modèle, très commun dans la littérature, est basé sur des équations d'évolution des populations des niveaux électroniques des dopants et sur une évolution longitudinale de la puissance dans la fibre optique régie par des équations différentielles.

Dans un deuxième temps, après avoir déterminé tous les paramètres nécessaires pour l'entrée de la simulation, nous avons pu implémenter numériquement le modèle avec un langage de programmation (Matlab) pour ainsi obtenir un outil de simulation polyvalent, s'apprêtant à tout système d'amplification (où Laser) dans une fibre optique.

Une fois ces deux étapes préalables effectuées, nous avons pu nous attarder à l'objectif du projet. Nous avons validé notre outil de simulation avec la littérature ([38, 39]) pour constater qu'il fonctionnait très bien.

Nous avons constaté que notre outil de simulation réussit à prédire l'évolution du gain de l'amplificateur à fibre dopée Erbium. Notre étude nous a permis d'extraire les paramètres qui nous permettent d'obtenir une amplification optimale (tableau 2).

Et comme perspective, nous prévoyons d'ajouter une touche expérimentale à ce sujet, et vu l'importance et le vaste domaine d'application que prend le Laser émettant autour de 1550 nm (bande C), nous prévoyons d'étendre ce travail vers l'étude d'un Laser à fibre dopée pour application en télécommunication optique.

Appendix A

Ce qui suit sont des photos d'écran du code de Matlab écrit pour simuler le gain d'un amplificateur à fibre optique dopée Erbium.

Le programme dans sont ensemble se compose de deux scripts. Le script de contrôle sur la Figure A-1 définit toutes les variables nécessaires et effectue l'intégration des équations différentielles pour obtenir le gain de l'amplificateur. Le deuxième script (Figure A-2), définit l'équation qui représente l'évolution de la lumière pompe le long de la fibre dopée. Cette fonction est résolue en utilisant le solveur d'équations différentielles ode15s tel que décrit à la ligne 73 du programme de contrôle.

Figure A-1 :

```
clear all
%plank constant
global n2
global h
h=6.63E-34;
%fraction of ions thought to be clustered
global k
k=0;
%fraction of ions not in clusters
global uc
uc=(1-k);
%frequency of pump light (Hz)
global vp
vp=3.06E14;
%cross section for pump (cm^2)
global Sigmapa
Sigmapa =2.58E-21;
%density of erbium ions (cm^-3)
global pEr
pEr =1e20;
%density of clustred ions (cm^-3)
global pErclust
pErclust =pEr*k;
%density of unclustred ions (cm^-3)
global pErunchl
pErunchl =pEr*uc;
%Length of the doped fiber (m)
global Length
Length =40;
%Absorbtion cross section for signal
global Sigmasa;
Sigmasa =5.36E-21;
%emission cross section for signal
global Sigmas;
Sigmas=5.41E-21;
global gammasig
gammasig= .7;
global gammapump
gammapump= .9;
```

```

%pasiv loss of fiber(dB/cm)
global loss
loss=1;
%convert loss in dB/cm to cm^-1
global alpha
alpha =log(10.^(loss/10));
%additional fiber loss at pump wavelength due to clusteredions
smallgp=Sigmaapa*gammapump*pErclust;
losspump=10*log10(exp(smallgp));
alphapump=log(10.^(losspump/10));
global alphetotalpump;
alphetotalpump=alpha+alphapump;
%additional fiber loss at signal wavelength due to clusteredions
smallgs=Sigmasa*gammasig*pErclust;
losssig=10*log10(exp(smallgs));
alphasig=log(10.^(losssig/10));
global alphetotalsig;
alphetotalsig=alpha+alphasig;
%fluorescence lifetime
global t
t=.01;
%upconversion coefficient (cm^3/s)
global ucC
ucC=3e-18;
global Area
Area =2.5e-7;
    for i=1:26;
        p0=(10^((i-9)/6));
        I0=p0/(1000*Area);
        %find evolution of I with z
        [Z,I] = ode15s(@dIbydz,[0 Length],I0);
        %now plot evolution of n2 with z
        format('long','e');
        Ru=(I0*Sigmaapa)/(h*vp);
        Left=(Ru+(1/t))/(2*pErunclust*ucC);
        RightT=(4*pErunclust*ucC.*Ru);
        RightB=(Ru+(1/t)).^2;
        Rightfraction=RightT./RightB;
        Right=((1+Rightfraction).^(1/2))-1;
        n2=Left.*Right;
        %find dgbydz along the waveguide
        dgbydz =(-alphetotalsig)-(Sigmasa*(1-n2)*pErunclust*gammasig)+..
        %now find g(Length of wavguide) by integrating dgbydz
        s=trapz(z,dgbydz);
        G(i,1)=s;
        input(i,1)=p0;
    end
sig_gain=(10*log10(exp(G)));
plot(input,sig_gain)

```

Figure A-2 :

```
%function representing the pump intensity evolution along the fiber
function dIdZ = dIbydZ (Z,I);
global gammapump
global pErunclust
global alphototalpump
global Sigmapa
global h
global vp
global Ru
global ucC
global t
Ru= ( I*Sigmapa) / (h*vp) ;
A= (Ru+(1/t) ) ;
B= (2 *pErunclust*ucC) ;
C= (4*pErunclust*ucC*Ru) ;
D= (Ru+(1/t) ) ^2 ;
E= (C) / (D) ;
n2= ( (A/B) * ( (1+(E) ) .^ (1/2) ) -1 ) ) ;

dIdZ= ( -alphatotalpump*I) - (Sigmapa*(1-n2) *I*pErunclust*gammapump) ;
```

Référence :

- [1] D. Berkane, D. Benatia" *Etude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques*", Université de Batna –Algérie.
- [2] Epita, P.Morice, Alcatel; <http://www.roussel.org/>
- [3] Julien MAURY, " Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique". Université de Limoges, France le 26 novembre 2003.
- [4] Encyclopédie des sciences industrielles Quillet, Nouvelle encyclopédie de mécanique, d'électricité et d'électronique, Publiée avec le concours du Centre National des Lettres, Dépôt légal : Novembre 1983.
- [5] S. Lacroix, cours sur les fibres optiques, Polytechnique (Montréal) : <http://opt-fibres.phys.polymtl.ca/>
- [6] DESURVIRE E. « *Erbium doped fiber amplifiers, principles and applications* ». Wiley- Interscience, USA, 1994.
- [7] Gérome F., «Étude des télécommunications hautes fréquences», rapport de DEA de l'Université de Limoges, juillet 2002.
- [8] Jérôme LAURENT, "Communication optique à très haut débit". CNAM ,Paris le 3 décembre 2004.
- [9] Jean-Claude SIMON, "Amplificateurs optiques pour les télécommunications à haut débit". Laboratoire d'Optronique / UMR , Université de Rennes1, France.
- [10] I. et M. JOINDOT et al. : Les télécommunications par fibres optiques, Dunod et CNET-ENST, Paris 1996.
- [11] Bjarklev, A. et al. "Photonic crystal fibers", Kluwer Academic Publishers (2003).
- [12] Med. Apithy, Thèse de Maîtrise : " Contribution à l'étude de la propagation dans des composants passifs à fibres optiques", EMAT, Août 2004.
- [13] Koester, C. J.; Snitzer, E. A. "Amplification in a fiber laser", Applied Optics, Vol. 3, N10, pp1182, 1964.
- [14] Ohishi, Y.; Mori, A.; Yamada, M.; Ono, H.; Nishida, Y. et Oikawa, K. Gain "characteristics of telluride-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5 mm broadband amplification", _ Optics Letters, Vol. 23, N4, pp 274–276, 1998.

- [15] Yamada, M.; Shimizu, M.; Yoshinaga, H.; Kikushima, K.; Kanamori, T.; Ohishi, Y.; Oikawa, K. et Sudo, S. "Low noise Pr³⁺-doped fluoride fiber amplifier", IEEE Electronics Letters, Vol. 31, N10, pp 806–807, 1995.
- [16] Dussardier B., «Fibres optiques dopées aux terres rares. Fabrication, caractérisation et amplification selective», Thèse de doctorat de l'Université de Nice Sophia Antipolis, 1992.
- [17] Stéphane HILAIRE, "Conception, fabrication et caractérisation de fibres microstructurées dopées erbium pour application aux amplificateurs optiques". Université de Limoges, France le 26 novembre 2004.
- [18] SMITHGALL D. H., MILLER T. J., and FRAZEE R. E. A novel MCVD process control technique. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2000, vol. 4, n° 9, pp.1360-1366.
- [19] LECOY P. Télécommunications optiques. Hermès, Paris, 1992.
- [20] THOMPSON-CSF. L'optique guidée monomode et ses applications. Masson, 1985.
- [21] AINSLIE B. J., CRAIG S. P., and DAVEY S. T. The fabrication and optical assessment of Nd³⁺ in silica-based optical fibers. Material Letters, 1987, vol. 5, n° 4, pp. 143-146.
- [22] POOLE S. B., PAYNE D. N., and FERMAN M. E. Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions. IEE Electronics Letters, 1985, vol. 21, n° 17, pp.737-738.
- [23] SIMPSON J. Fabrication of rare earth doped glass fibers. Proceedings of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference, OE/Fibers'89, part: FiberLaser Sources and Amplifiers, Boston, Septembre 1989, vol. 1171, pp. 2-9.
- [24] DEKKER M. Rare earth doped fiber lasers and amplifiers. Digonnet, 1993.
- [25] AINSLIE B. J. A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers amplifiers. , 1991, vol. 9, n° 2, pp. 1487-1499.
- [26] Dieke, G. H. (1968). "Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals". New York: John Wiley & Sons.
- [27] Desurvire E., Simpson J.R., «Evaluation of 4I15/2 and 4I13/2 Stark level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers», Optics Letters, vol. 15, n°10, p547-549, 1990.

- [28] 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.
- [29] Miniscalco WJ. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm. *J Lightwave Technol*, 1991.
- [30] PEDERSEN B., THOMPSON B. A., ZEMON S., MINISCALCO W. J., and WEI T. "Power requirements for erbium-doped fiber amplifiers pumped in the 800, 980, and 1480nm bands". *IEEE Photonics Technology Letters*, 1992, vol. 4, pp. 46-49.
- [31] DESURVIRE E. Erbium-doped fiber amplifiers: basic physics and theoretical modelling. *International Journal of High Speed Electronic and System*, 1991, vol. 2, n° 1-2, p. 89.
- [32] C.Randy.Giles, and Emmanuel Desurvire Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers, *Journal Of Lightwave Technology*, V.LT-9,N°2, p271, 1991
- [33] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson, "*Erbium-Doped Fiber Amplifier Fundamentals and Technology*", Academic Press, 1999.
- [34] A.A.M.Saleh, R.M.Jopson, J.D.Evankow, and J.Aspell Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers, *IEEE Photonics Technology Letters*, October 1990.
- [35] Robert Roderick Thomson, "Active optical waveguides for lightwave applications". Heriot-Watt University, School of Engineering and Physical Sciences, July 2006.
- [36] LARSEN C., and DYBDAL K. Fibre lasers and amplifiers. *DOPS-NYT (Danemark)*, 1989.
- [37] PEDERSEN B., DAKSS M. L., THOMPSON B. A., MINISCALO W. J., WEI T., and ANDREWS L. J. Experimental and theoretical analysis of efficient erbium doped fibre power amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1991, vol.3, n° 12, pp. 1085-1087.
- [38] A.C. ÇOKRAK, A. ALTUNCU: " Gain and noise figure performance of erbium doped fiber amplifiers (EDFA)".
- [39] N.H. Suong and P.Q. Hop, "SIMULATION OF THE GAIN CHARACTERISTICS OF EDFA".

- [40] Reekie L., Mears R.J., Simon B., Payne D., "Tunable single-mode fiber lasers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-4, no 7, 1985, p.1985.
- [41] Koester C.J., Snitzer E., "Amplification in a fiber laser", *Applied Optics*, vol. 3, no 10, 1964, pp. 1182-1186.
- [42] Kimura, Y., Suzuki K., Nakazawa M., "46.5 dB gain in Er³⁺-doped fibre amplifier pumped by 1.48 μm GaInAsP laser diodes", *Electronics Letters*, vol. 25, no 24, 1989, pp.1656-1657.
- [43] Desurvire E., " Efficient erbium-doped fiber amplifier at $\lambda=1.53 \mu\text{m}$ with high output saturation power ", *Proceedings of CLEO'89*, paper PD20, 1989.
- [44] Giles, C.R., Desurvire C.E., Talman J.R., Simpson J.R., Becker P.C., "2-Gbit/s signal amplification at $\lambda=1.53 \mu\text{m}$ in an erbium-doped single-mode fiber amplifier", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no 4, 1989, p.651.