

50376
1993
87

50376
1993
87

N° d'ordre: 1078

THESE DE DOCTORAT

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE

discipline:

Lasers MOlécules Rayonnements Atmosphériques.

par

Eric DELEVAQUE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE COMPOSANTS ACTIFS A FIBRE DE SILICE DOPEE AUX IONS DE TERRES RARES



Soutenu le 29 janvier 1991 devant la commission d'Examen

Bernard JACQUIER

Directeur de recherches CNRS

Président Rapporteur

Michel MONERIE

Ingénieur en chef des télécommunications

Rapporteur

Luc B. JEUNHOMME

Directeur Photonics

Examineurs

Pierre NIAY

Professeur Lille 1

Hervé FEVRIER

Directeur de laboratoire-Alcatel CIT

Alain BARTHELEMY

Chargé de recherches CNRS

Subject:

CONTRIBUTION TO THE STUDY OF RARE EARTH DOPED FIBRE BASED DEVICES.

Abstract:

The aim of this thesis is the study of the behaviour of devices based on rare earth doped silica fibre. Amplifiers, lasers and superluminescent sources are particularly investigated.

Experimental studies show that the pump powers required for a total bleaching of erbium or neodymium doped fibres is much larger than powers predicted by a classical model. This behaviour can be interpreted assuming that a fraction of the ions is gathered in clusters of a few ions.

An analytical modelling is proposed. Its rather simple conception allows to describe the behaviour of the devices, and a quantitative approach about their optimisation.

Frequency selective couplers are one of the technological innovations described here. They lead to the development of the 1.55 microns amplifier, and the superluminescent source. Photoinduced Bragg gratings are the second innovation. They have been used in a 1.08 microns neodymium fibre laser.

Key words:

Optical fibre

Spectroscopy

Rare earth ions

Pair Induced Quenching

Amplifier

Superluminescent source

Fibre laser

Modelling

Remerciements

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la REcherche (CIFRE). Cette convention allie trois parties: une université, un industriel et un laboratoire d'accueil.

Je remercie très sincèrement toutes les personnes qui ont rendu ce travail possible: en premier lieu MM Pierre NIAY et Pascal BERNAGE de l'Université de Lille I, qui m'ont initié à la recherche lors de mon DEA, MM Luc B. JEUNHOMME et Hervé C. LEFEVRE et la société Photonetics S.A. de Marly le Roi pour m'avoir confié ce travail, enfin, M Michel MONERIE du Centre National d'Etudes des Télécommunications (CNET) de Lannion B pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour le temps qu'il m'a consacré en discussions. Je lui en sais gré également d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Un très grand merci à Thierry GEORGES, ingénieur au département Fonction Optique Guidée (FOG) du CNET de Lannion B, pour avoir su me faire profiter de ses multiples compétences lors des nombreuses discussions scientifiques que nous avons eues.

Je remercie vivement M. Bernard JACQUIER, directeur de recherches CNRS à l'Université Claude Bernard - Lyon I, d'avoir accepté de présider et d'être rapporteur de cette thèse.

Je désire remercier M. Alain BARTHELEMY, chargé de recherches CNRS à l'IRCOM de Limoges et M. Hervé FEVRIER, directeur de laboratoire de la société Alcatel CIT, d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers les personnes du département Fonction Optique Guidée du CNET de Lannion B pour leur disponibilité, leurs qualités humaines, scientifiques et techniques. J'associe à cette équipe Charles VASSALLO du groupement OCM.

Je désire saluer plus particulièrement Pierre LAMOULER, Laurent LABLONDE, François FAVRE, Daniel Le GUEN et Jean Claude SIMON pour leur concours lors des mesures de transmission des fibres et de caractérisation des amplificateurs.

Je remercie également Jean François BAYON et Didier GROT pour avoir mis leurs compétences à ma disposition et fabriquer autant de fibres.

Les personnes du Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique de l'Université de Lille I ont toujours été pour moi une aide sympathique et efficace. Je les en remercie.

Je suis heureux de pouvoir exprimer ma gratitude aux personnes de la société Photonetics S.A. de Marly Le Roi qui m'ont aidé lors des études des lasers à fibres dopées à l'erbium et de la source superluminescence à fibre: Edouard TAUFFLIEB, François Xavier DESFORGES, Pascal SIMONPIETRI du département industriel, et Maria MARTA du secrétariat.

Introduction

Les apparitions dans les années soixantes du laser et de l'optique guidée ont contribué à révolutionner le monde des télécommunications optiques. Les terres rares sous forme trivalente n'étaient alors utilisées que dans des cristaux ou verres massifs comme milieu amplificateur pour les lasers. En 1973, Stone et Burrus réalisent le premier laser dans une fibre multimode de silice dopée à l'ion néodyme. Mais ce n'est que dans le milieu des années 1980 que les procédés de fabrication des fibres monomodes en silice dopées sont réellement maîtrisés. A partir de 1986, des recherches sont entreprises dans différents laboratoires afin de trouver de nouveaux effets laser dans des fibres monomodes dopées par des ions de terres rares. Les terres rares incorporées dans une matrice vitreuse offrent la possibilité de réaliser de nombreux lasers (figure 0-1). Les transitions dans les verres fluorés sont plus nombreuses que dans la silice, mais la technologie d'élaboration des fibres en silice conduit à des composants fiables, facilement manipulables. C'est en 1987 qu'est décrite la première amplification à onde progressive dans la fenêtre de transparence à $1.55 \mu\text{m}$ des fibres optiques utilisant un composant à fibre de silice dopée aux ions d'erbium. Les principaux laboratoires qui ont contribué à ces recherches sont l'Université de Southampton (GB), le BTRL (GB), les laboratoires de la Bell (USA) et le CNET de Lannion (F).

Ce travail est consacré à l'étude de plusieurs composants à base de fibre de silice dopée aux ions d'erbium ou de néodyme: l'amplificateur à onde progressive utilisant une fibre en silice dopée aux ions d'erbium, la source superluminescente à fibre dopée aux ions d'erbium, et les lasers à fibre dopée aux ions d'erbium ($1.55 \mu\text{m}$) ou aux ions de néodyme ($1.08 \mu\text{m}$). La modélisation de ces composants nécessite la connaissance de quelques notions élémentaires de spectroscopie des ions de terres rares dans une matrice vitreuse et de propagation guidée.

Dans le premier chapitre, nous faisons quelques rappels concernant la fabrication des fibres de silice dopées, et la spectroscopie des ions de terres rares dans une matrice vitreuse. Certains paramètres utiles sont déterminés lors de l'élaboration de la fibre: les paramètres optogéométriques. Nous proposons dans la suite de ce chapitre une série de méthodes expérimentales permettant d'accéder aux paramètres spectroscopiques d'intensité (les sections efficaces) et dynamique (temps de relaxation des niveaux électroniques). Au cours de ces expériences, nous montrons que les fibres de silice dopées aux ions d'erbium et de néodyme présentent une absorption non saturable résiduelle. Nous montrons que l'hypothèse qu'une fraction des ions de terre rare regroupée sous forme d'agrégats de quelques ions permet d'interpréter ce phénomène.

TRANSITIONS LASER OBSERVEES DANS LES FIBRES (aout 92)

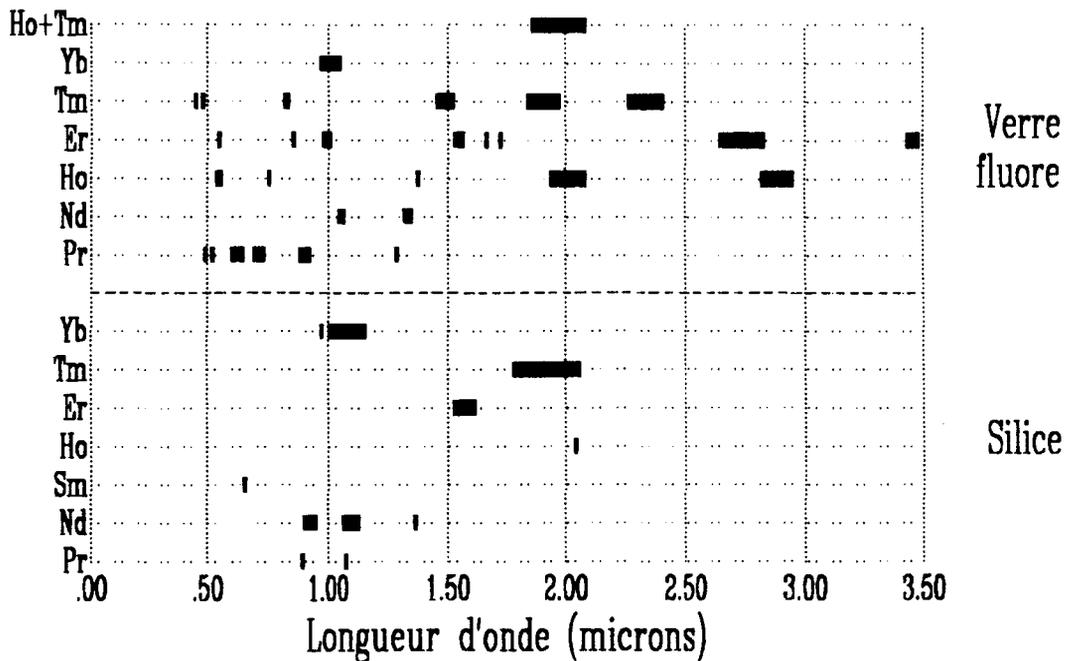


Figure 0 . 1 Transitions laser observées dans les fibres. D'après l'article de la référence 1, les largeurs des symboles représentent les zones d'accordabilité.

Dans le deuxième chapitre nous proposons une solution quasi-analytique au problème complexe de la modélisation de ces composants. Nous développons un modèle général dans le cadre du système à deux niveaux d'énergie. Nous étendons cette modélisation aux cas de systèmes à trois et à quatre niveaux. Nous particulierisons ensuite cette modélisation au comportement de l'amplificateur à fibre où nous analysons le domaine de validité des hypothèses, et nous donnons les clés permettant l'optimisation des paramètres. Le modèle analytique est ensuite utilisé pour décrire le fonctionnement des sources superluminescentes et des lasers à fibre.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons l'amplification à onde progressive dans une fibre en silice dopée aux ions d'erbium. La première étude répond à une demande industrielle et correspond au développement d'un module d'amplification. La particularité technologique de ce module vient de ce que le coupleur sélectif, permettant l'injection directe du rayonnement de pompe (980 nm) et du signal (dans la bande 1.55 μm) à amplifier, est directement fabriqué sur la fibre dopée. Dans la seconde étude, nous examinons la possibilité d'utiliser les diodes laser émettant autour de 800 nm comme moyen de pompage.

Dans le quatrième chapitre nous étudions la faisabilité d'une source à fibre dopée à l'erbium présentant une forte brillance et un spectre large dans la région spectrale

située vers $1.55 \mu m$. La faible cohérence temporelle que nous recherchons, rend l'utilisation de cette source adaptée au cahier des charges de certains capteurs interférométriques à fibre.

Dans le dernier chapitre nous examinons les performances de lasers à fibres dopées au néodyme et à l'erbium. Dans le premier type de laser, les miroirs de la cavité sont constitués de réseaux de Bragg permanents, photoinscrits dans le cœur de la fibre par un rayonnement ultraviolet. Dans le second type de laser, nous examinons différentes configurations de cavité. Nous montrons comment ce laser est susceptible de fonctionner en régime déclenché.

CHAPITRE 1

Spectroscopie de l'erbium et du néodyme dans les fibres.

Nous présentons dans ce chapitre quelques rappels concernant les notations spectroscopiques des ions de terres rares. Nous présentons les effets de la matrice sur les propriétés spectroscopiques des ions d'erbium et de néodyme.

Dans le second paragraphe, nous rappelons succinctement le protocole utilisé pour la fabrication des fibres. Nous faisons quelques rappels concernant la propagation guidée. Nous présentons également le cas de la propagation monomode dans un milieu dopé, de rayonnements en interaction résonante.

Dans les deux paragraphes suivants, nous décrivons des méthodologies expérimentales permettant la détermination des sections efficaces et le temps de relaxation des niveaux électroniques métastables.

Dans le dernier paragraphe, nous montrons que les fibres dopées aux ions d'erbium et de néodyme présentent une absorption non saturable résiduelle. Nous interprétons ce phénomène en émettant l'hypothèse qu'une fraction des ions de terre rare se regroupe sous forme d'agrégats de quelques ions. Par souci de simplification, nous supposons que ce sont des paires d'ions. Nous montrons que cette fraction de paire d'ions est une fonction de la composition de la matrice.

1.1 Notation spectroscopique des terres rares.

1.1.1 Présentation des terres rares - l'Erbium - le Néodyme.

Nous limitons cette présentation aux cas de l'erbium et du néodyme. Seules ces deux terres rares sont employées dans les dispositifs décrits dans cette thèse. Nous renvoyons le lecteur aux ouvrages de A. Messiah et B. Cagnac (ref 2, 3) pour des informations plus complètes.

Les terres rares sont les éléments de la classe des Lanthanides. Leur numéro atomique s'étend de $Z=57$ à $Z=71$. Cette classe d'atomes se caractérise par une couche 4f incomplète. Elles prennent dans les cristaux ou les verres une forme divalente (résultat de la perte de deux électrons) ou trivalente (perte de trois électrons). Dans l'état trivalent, les terres rares présentent de nombreuses transitions radiatives dans le visible et l'infrarouge. Ceci les rend attractives pour une utilisation comme milieu amplificateur.

Leur configuration électronique sous forme trivalente prend la forme suivante:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^n 5s^2 5p^6$$

Suivant l'élément considéré, n est le nombre d'électrons dans la couche 4f.
Les niveaux d'énergies de l'ion isolé sont les solutions de l'Hamiltonien H

$$H = H_{cinétique} + V_{potentiel} + H_{coulombien|elec - elec} + H_{spin - orbite} \quad (1 - 1)$$

$H_{cinétique} + V_{potentiel}$ est la somme des énergies cinétique et potentielle des électrons dans l'approximation du champ central. La résolution de l'équation de Schrödinger associée, en tenant compte du principe d'exclusion de Pauli, donne une répartition en couches énergétiques caractérisées par les nombres quantiques représentatifs de la couche n et du moment cinétique orbital l.

La couche 4f complète possède 14 électrons. Dans le cas de l'erbium ou du néodyme pour lesquels n=3 ou 11, (par conséquent complémentaires par rapport au remplissage de la couche 4f), la dégénérescence du niveau $4f^3$ ou $4f^{11}$ est 364!

La répulsion coulombienne entre les électrons, exprimée par le troisième terme de H, lève partiellement la dégénérescence. Le niveau totalement dégénéré $4f^n$ éclate en niveaux ^{2S+1}L où S est le moment cinétique de spin total et L le moment cinétique orbital total. Soit d'après la règle d'addition des moments cinétiques

$$\vec{L} = \sum_n \vec{l}_i$$

$$\vec{S} = \sum_n \vec{s}_i$$

L'interaction spin-orbite lève la dégénérescence des multiplets ^{2S+1}L en niveaux notés $^{2S+1}L_J$, où J est le nombre quantique représentatif du moment cinétique total.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

En réalité nous nous trouvons dans un cas intermédiaire de mélange d'états. Nous sommes en présence d'un couplage intermédiaire L-S et J-J. Dans ce cas, seul j est un bon nombre quantique. Par souci de simplification, les niveaux sont distingués par le couple (L,S) possédant la plus forte contribution pour un J donné.

Les éclatements successifs et les ordres de grandeur sont schématisés figure 1-1. L'interaction coulombienne de répulsion interélectronique provoque un éclatement en niveaux ^{2S+1}L séparés entre-eux de quelques $10^4 cm^{-1}$. L'interaction spin-orbite, plus faible que la précédente, donne une répartition énergétique en niveaux $^{2S+1}L_J$ séparés entre-eux de quelques $10^3 cm^{-1}$.

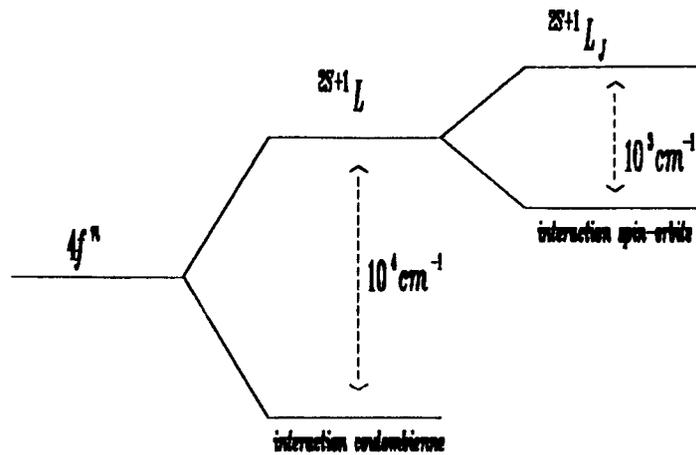


Figure 1.1 Eclatement successifs des niveaux d'énergie de terre rare.

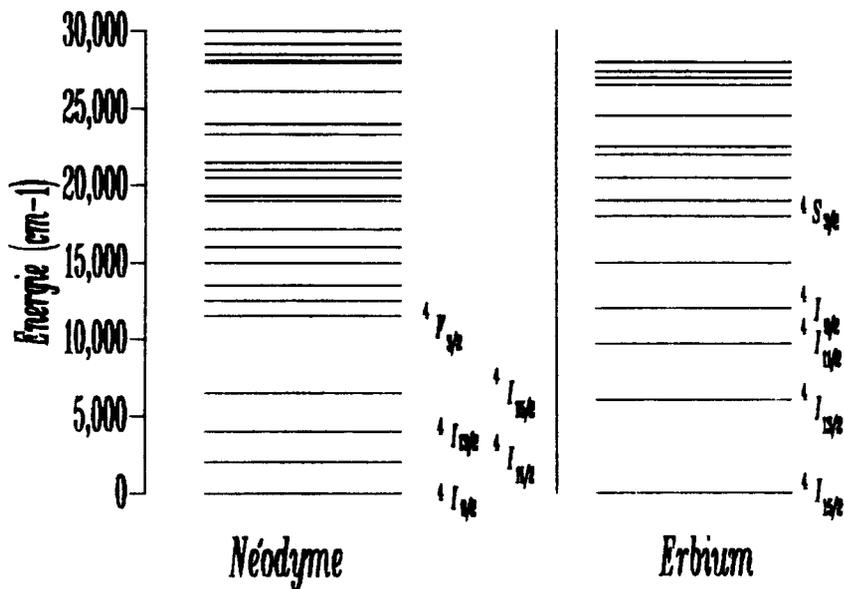


Figure 1.2 Niveaux d'énergie du néodyme et de l'erbium.

La règle empirique de Hund permet la détermination du niveau fondamental. Celui-ci se caractérise par:

- i) S maximum
- ii) L maximum
- iii) J minimum pour une couche moins que moitié pleine
sinon J maximum.

Pour le néodyme et l'erbium, i) et ii) donnent comme niveau fondamental 4I_7 , et compte tenu de iii) pour le néodyme, le niveau fondamental sera le $^4I_{7/2}$, et pour l'erbium, le $^4I_{5/2}$. Les niveaux d'énergie de ces deux terres rares sont représentés figure 1-2. Nous n'avons repéré que les niveaux qui interviendront par la suite.

Les niveaux d'énergie $^{2S+1}L_J$ ont un degré de dégénérescence égal à J quand celui-ci est entier et $(2J+1)/2$ si J est demi-entier.

1.1.2 Action de la matrice.

Lorsque la terre rare, sous forme trivalente, est incorporée dans une matrice vitreuse ou cristalline, elle est soumise à l'action des ions, atomes et électrons voisins. Ces actions peuvent être représentées par un champ statique: champ de ligands. Ce champ provoque une modification des fonctions d'onde électroniques et par conséquent, modifie les états d'énergie. La conséquence est une levée de dégénérescence en J des niveaux électroniques en sous niveaux Stark.

La couche 4f est une couche interne, protégée des actions extérieures par les deux couches remplies: 5s et 5p. Ceci implique que les interactions avec les ions voisins sont faibles.

L'Hamiltonien décrivant l'action du champ de Ligands peut donc être traité comme une perturbation de H , et l'Hamiltonien de l'ion terre rare dans la matrice s'écrit:

$$H' = H + H_{matrice} \quad (1 - 2)$$

Dans le cas d'un cristal, les atomes qui le composent se répartissent en mailles ordonnées. Il est alors possible de déterminer, à l'aide de la théorie des groupes, la manière dont est levée la dégénérescence en J des niveaux $^{2S+1}L_J$ en sous niveaux Stark, et les règles de sélection qui conditionnent les désexcitations. Par contre, dans le cas des matrices vitreuses, il n'est pas possible de prévoir comment seront répartis en énergie les sous niveaux Stark. Plus justement, la manière dont est levée la dégénérescence dépend de la situation particulière de l'ion et donc a fortiori de la composition même de la matrice.

Les conséquences de l'action de la matrice sur l'ion sont: une répartition aléatoire des niveaux d'énergie sur quelques dizaines de cm^{-1} , la perte pour les ions de la symétrie sphérique, et la présence de vibrations acoustiques.

La répartition aléatoire des niveaux d'énergie se traduit par un recouvrement des spectres correspondant aux différents sites et un élargissement des raies observables masque partiellement l'effet de l'éclatement du niveau en sous niveaux Stark: la différence d'énergie entre sous niveaux Stark est de l'ordre de quelques dizaines de cm^{-1} . L'écart en énergie entre les niveaux de la transition électronique considérée, varie suivant le site, (la classe d'ions), sur quelques dizaines de cm^{-1} .

La matrice joue également un rôle dans les processus de désexcitation. Les règles de sélection sont, du fait de la présence des champs électrostatiques de Ligands, modifiées. Au premier ordre, pour l'ion isolé, seules les transitions 4f-4f de type dipolaires magnétiques sont autorisées. L'apparition du champ local provoque la perte de la symétrie sphérique. Il en résulte des transitions de type dipolaires électriques forcées avec des intensités comparables à celles des transitions dipolaires magnétiques.

Les vibrations des atomes composant la matrice rendent possibles des désexcitations assistées par phonons (modes de vibration). Les énergies de ces phonons dépendent des atomes qui composent la matrice. Le spectre de ces phonons s'étend jusque 1100 cm^{-1} pour la silice, et 580 cm^{-1} pour le verre fluoré ZBLAN. La probabilité de désexcitation non-radiative s'exprime à l'aide de la formule simplifiée 1-13 (ref 5).

$$W_{NR} = W_0 \exp(-\alpha\Delta E) \quad (1 - 3)$$

W_0 et α sont des constantes qui dépendent du matériau. ΔE est l'écart en énergie entre les niveaux concernés. On considère que la probabilité de désexcitation non radiative égale la probabilité de désexcitation radiative si seulement 3 ou 4 phonons sont nécessaires. Pratiquement, si ΔE est supérieur à 2500 cm^{-1} pour le ZBLAN et 4500 cm^{-1} pour la silice, le processus de désexcitation radiatif s'avère prépondérant.

1.1.3 Elargissement des raies dans une matrice vitreuse.

L'élargissement d'une raie correspond à la largeur spectrale finie de la réponse d'un système atomique soumis à une excitation électromagnétique. On distingue deux types d'élargissements: homogène et inhomogène. A l'intérieur d'une bande homogène, les atomes sont indiscernables. Dans le cas inhomogène, on distingue des classes d'ions. La différence en énergie entre les niveaux électroniques dépend du site.

La saturation du coefficient d'absorption ou d'émission d'un rayonnement électromagnétique, est conditionnée par le type d'élargissement: un élargissement de type homogène met à contribution tous les centres actifs à l'intérieur de cette bande, alors que dans le cas d'un élargissement de type inhomogène, seule la classe de centres actifs dans la région spectrale d'interaction sera mise à contribution.

En abordant l'action que peut avoir la matrice sur l'ion, nous avons cité les différentes contributions à l'élargissement d'une raie. En effet, la répartition des ions de terre rare dans les sites, induit des transitions ayant des fréquences centrales caractéristiques à chaque site. L'élargissement de la transition correspondant sera de type inhomogène. Celui-ci ne dépend que de la structure locale du champ de ligands et est par conséquent indépendant de la température. La largeur inhomogène des transitions est de l'ordre de quelques dizaines de cm^{-1} dans les verres contre quelques dixièmes de cm^{-1} dans les cristaux. L'observation de la décomposition en

sous niveaux Stark des niveaux électroniques dans les verres est facilement masquée par cet élargissement.

Les principales causes d'élargissement homogène des raies sont:

- a) les désexcitations radiatives ou non-radiatives vers d'autres niveaux
- b) les collisions inélastiques avec les phonons.
- c) les collisions élastiques avec perte de la phase.
- d) l'élargissement radiatif pour les fortes intensités, dans une bande homogène.

De manière générale, contribueront à l'élargissement homogène d'une raie Γ_h , tous les phénomènes responsables de la désexcitation du niveau supérieur de la transition, et les phénomènes provoquant la perte de l'information de phase des processus résonants.

$$\Gamma_h = \frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2^*} \quad (1 - 4)$$

Dans l'expression (1-4), nous avons séparé les contributions à l'élargissement homogène, les termes de relaxation longitudinale ayant un temps caractéristique T_1 , et les termes de relaxation transverse de temps caractéristique T_2 (ref 6).

Dans le cas des terres rares dans une matrice vitreuse, nous aurons:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau_{int.Stark}} \quad (1 - 5)$$

τ_R ($> 100 \mu s$) et τ_{NR} ($> 10 ns$), représentent les temps de vie radiatif et non radiatif multiphonon du niveau. $\tau_{int.Stark}$ ($\simeq 1ps$) est le temps moyen entre deux collisions inélastiques: passage d'un ion d'un sous-niveau Stark à un autre dans un même niveau électronique, avec émission ou absorption d'un phonon. La rapidité de ce phénomène conduit à considérer que les populations des sous niveaux Stark sont à l'équilibre thermique.

La relaxation transverse regroupe les termes de relaxation longitudinale et tous les autres termes exprimant la perte de l'information de phase qui n'affectent pas les populations: les chocs élastiques avec les phonons de la matrice.

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{\tau_{elas}} \quad (1 - 6)$$

Compte tenu des ordres de grandeur, nous aurons $\Gamma_h \simeq 1/\tau_{int.Stark} + 1/\tau_{elas}$.

Une synthèse des résultats de spectroscopie (ref 7, 8) de terres rares dans plusieurs types de matrices vitreuses, montre une dépendance quasi quadratique de la largeur homogène avec la température: $\Gamma_h \propto T^\alpha$ avec $\alpha = 1.7 - 2.3$ pour les hautes températures et $\alpha = 1.3$ pour des températures inférieures à 20 K

J. L. Zyskind et al. (ref 9) et E. Desurvire (ref 10) ont mesuré la largeur homogène de la transition ${}^4I_{13/2} - {}^4I_{15/2}$ de l'erbium dans des fibres de $GeO_2:SiO_2$ et $GeO_2 Al_2O_3:SiO_2$ respectivement. La technique utilisée consiste à observer un "dip" dans la bande de l'émission spontanée amplifiée. Les mesures ont été faites de 4.2 à environ 100 K. Les largeurs homogènes à température ambiante sont une extrapolation des résultats obtenus à basse température (de 4 à 100 Kelvins). Des résultats identiques ont été obtenus par une technique de "Fluorescence Line Narrowing" (ref 11). Dans la référence 12 la même technique a permis de déterminer la manière dont est levée la dégénérescence du niveau ${}^4I_{15/2}$ de chaque site.

		<i>Largeur Homogene</i>	<i>Largeur Inhomogene</i>
GeO_2/SiO_2	1535nm	13 cm ⁻¹	35 cm ⁻¹
	1550nm	17 cm ⁻¹	48 cm ⁻¹
$Al_2O_3,GeO_2/SiO_2$	1530nm	50 cm ⁻¹	54 cm ⁻¹
	1550nm	-	-

Figure 1 . 3 Valeurs expérimentales des largeurs homogène et inhomogène à 300 K, dans la bande 1.5 μm de l'erbium dans des fibres $GeO_2:SiO_2$ et $GeO_2Al_2O_3:SiO_2$. D'après les articles des références 9 et 10.

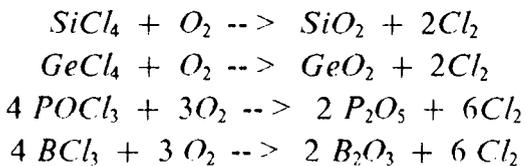
En conclusion, les terres rares incorporées dans les verres présentent des émissions radiatives possédant les deux types d'élargissement. Ceux-ci varient suivant la composition de la matrice. Dans la silice, ces élargissements sont très fortement marqués et pratiquement du même ordre de grandeur a température ambiante. Si pour décrire le fonctionnement des amplificateurs à fibre, l'hypothèse d'un élargissement de type homogène semble adaptée (ref 13, 14), dans le cas d'études de lasers à fibre, il faudra tenir compte de l'élargissement inhomogène pour certaines configurations de cavité. (cf chapitre 2).

1.2 Propagation monomode guidée dans un milieu dopé.

1.2.1 Fabrication des fibres de silice dopées.

Le matériau le plus utilisé pour la fabrication des fibres est la silice. La différence d'indice entre le coeur et la gaine optique est obtenue par dopage du coeur de silice avec du germanium, de l'aluminium ou du phosphore. Les fibres ainsi obtenues présentent une atténuation entre $0.8 \mu\text{m}$ et $1.6 \mu\text{m}$ inférieure à 0.4 dB/km . L'atténuation augmente avec les courtes longueurs d'onde en raison de la croissance de la diffusion Rayleigh (proportionnelle à la puissance 4 de la fréquence) et de la présence d'ailes de bandes d'absorption correspondant à des transitions électroniques (bandes de défaut du germanium et du phosphore en particulier). Vers les grandes longueurs d'onde, c'est l'absorption dans les bandes de vibration des liaisons $\text{Si} - \text{O}$ et des liaisons $\text{O} - \text{H}$ qui sont responsables de l'augmentation de l'atténuation. On distingue ainsi classiquement deux fenêtres de transmission à $1.3 \mu\text{m}$ (0.35 dB/km) et à $1.55 \mu\text{m}$ (0.18 dB/km), séparées d'une absorption de quelques dB/km centrée à $1.39 \mu\text{m}$ correspondant à la deuxième harmonique de la liaison O-H .

Les fibres de silice sont le résultat de l'étirage près du point de fusion d'une préforme obtenue par une technique de dépôt en phase vapeur (MCVD) (ref 4). Dans un tube de silice, les oxydations en phase vapeur suivantes sont réalisées en plusieurs passes:



Les indices du coeur et de la gaine optique dépendent des concentrations respectives de ces réactifs. Le germanium et le phosphore élèvent l'indice alors que le bore le diminue.

A ce stade on obtient un tube. L'incorporation de terre rare et d'aluminium est obtenue en plongeant ce tube dans une solution aqueuse d' AlCl_3 et TRCl_3 . TR représente le symbole atomique de la terre rare. Les nouveaux dopants y sont dilués à une concentration de l'ordre de 10^{-2} à quelques moles/litre.

Le tube est ensuite séché à la flamme par passes successives (à environ $1000 \text{ }^\circ\text{C}$), sous un flux de gaz siccatifs (Cl_2 et SF_6). Le coeur est alors vitrifié à une température de $1800 \text{ }^\circ\text{C}$. On procède ensuite au rétreint à une température supérieure afin d'obtenir un barreau plein: la préforme. Au cours de toutes ces opérations, le tube est animé d'un mouvement de rotation autour de son axe longitudinal, afin d'obtenir un matériau homogène présentant une symétrie cylindrique.

Les atomes de germanium entrent dans la composition de la matrice SiO_2 , en se substituant aux atomes de silicium. Une partie des ions d'aluminium et de terres rares se présentent comme des modificateurs de réseau. Leur insertion brise des liaisons et entraîne des créations d'ions négatifs dans l'environnement des ions positifs. De cette manière, les charges doivent se compenser localement.

La répartition des ions de terres rares dans les fibres présente un caractère aléatoire. La conséquence est que la détermination de la distribution spatiale de la concentration en ions actifs ne peut pas être effectuée. A défaut, on se contente d'estimer la concentration moyenne des ions dans le coeur de la fibre de façon empirique. L'incertitude qui résulte de cette pratique est la principale cause des problèmes rencontrés lors de la modélisation de composants utilisant ce type de fibre.

1.2.2 Caractéristiques d'une fibre monomode.

La description est limitée au cas des fibres possédant une section droite à symétrie de révolution (figure 1-2). Le coeur de la fibre est constitué d'un matériau diélectrique de rayon a et d'indice $n_1(r)$. Il est entouré d'une gaine diélectrique de rayon b et d'indice $n_2(r)$. Un revêtement de polymère assure une protection mécanique et chimique à l'ensemble.

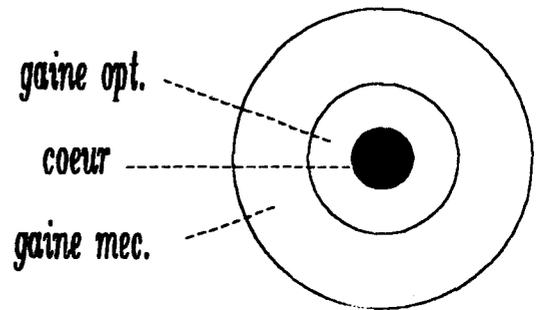


Figure 1.4 Section droite de fibre optique

Nous considérons tout d'abord le cas d'une fibre multimode ($a \gg \lambda$), pour laquelle nous admettons que la propagation peut être décrite dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique. Les rayons lumineux guidés subissent des réflexions totales à l'interface coeur-gaine si la condition nécessaire (1-7) est vérifiée (ref 15).

$$\Delta n(r) = n_1(r) - n_2(r) > 0 \quad (1 - 7)$$

Si n_1 est constant la fibre est dite à saut d'indice. On définit l'ouverture numérique pour une fibre à saut d'indice

$$ON = [n_1^2 - n_2^2]^{1/2} \quad (1 - 8)$$

La fréquence normalisée V définie suivant (1-9), constitue un paramètre important du guide.

$$V = k_0 a ON \quad (1 - 9)$$

Où k_0 est le module du vecteur d'onde de la radiation dans le vide. On peut montrer que dans une fibre à saut d'indice, le nombre de modes pouvant se propager est donné approximativement par la relation (1-4)(ref 16).

$$N = \frac{V^2}{2} \quad (1 - 10)$$

Dans la limite où N vaut 1, on dit que la fibre est monomode. Dans ce cas, le modèle de l'approximation géométrique n'est plus valable et le problème doit être traité à l'aide des équations de Maxwell. La condition de régime unimodal s'exprime par la relation (1-11) (ref 17).

$$V \leq 2.405 \quad \text{ou} \quad \lambda \geq \lambda_c = \frac{2\pi a ON}{2.405} \quad (1 - 11)$$

Sous cette condition, seul le mode hybride HE_{11} peut se propager dans la fibre. La résolution des équations de Maxwell se ramène à la résolution d'équations scalaires, caractérisant les projections longitudinales des champs électrique et magnétique; c'est à dire obtenues par projections des champs électrique et magnétique, sur l'axe de la fibre supposée rectiligne. Dans l'approximation d'un faible guidage ($\Delta n \ll 1$), on peut montrer que ces composantes sont négligeables devant les composantes transverses ($E_r \approx \Delta n E_t$). Le mode HE_{11} est alors désigné sous le vocable LP_{01} (Linearly Polarised, ref 15). Si la fibre possède une symétrie parfaite de révolution, le mode LP_{01} se compose de deux modes propres dégénérés. Leurs caractéristiques de propagation sont identiques, à l'exception de leurs polarisations rectilignes E_x et E_y .

En réalité, les imperfections diverses de la fibre rompent la symétrie de révolution du guide, et lèvent la dégénérescence du mode LP_{01} . Diverses actions extérieures peuvent créer une biréfringence accidentelle ou extrinsèque, et de ce fait provoquer également une levée de dégénérescence du mode LP_{01} . Les imperfections du guide et les actions extérieures sont le plus souvent distribuées au hasard le long de l'axe de la fibre. L'état de polarisation du mode évolue donc de façon difficilement contrôlable au cours de la propagation. On trouvera dans l'article de S. Rashleigh (ref 18), l'effet de quelques actions mécaniques sur une fibre et la modification des conditions de propagation qui en résulte. Si l'on veut préserver la polarisation, il est nécessaire d'utiliser des fibres à maintien de polarisation. Dans ces fibres, une biréfringence rectiligne élevée ($\delta n \approx 10^{-4}$) est obtenue par des contraintes mécaniques inégales selon l'axe Ox et Oy (biréfringence de contrainte), ou une géométrie du coeur qui n'est pas à symétrie de révolution (biréfringence de forme). On qualifie cette biréfringence d'intrinsèque.

Dans le cas de rayonnements monochromatiques, la biréfringence rectiligne intrinsèque se traduit par une différence entre les constantes effectives de propagation de la phase β_x et β_y entre les lignes neutres x et y supposées fixes.

$$\delta\beta = \beta_x - \beta_y \quad (1 - 12)$$

Le déphasage introduit est:

$$\delta\Phi = L\delta\beta \quad (1 - 13)$$

où L est la longueur de la fibre.

On définit ainsi la longueur de battement L_b ,

$$L_b = \frac{2\pi}{\delta\beta} \quad (1-14)$$

Dans le cas de rayonnements ayant un spectre étendu, il est alors nécessaire de faire intervenir la notion de différence entre les temps de groupe $\delta\tau_g$

$$\delta\tau_g = \frac{L}{c} B_{eff} \quad (1-15)$$

B_{eff} représente la biréfringence effective que l'on peut calculer à l'aide de (1-16) (ref 19) si la loi de dispersion chromatique est connue.

$$B_{eff} = \delta n - \lambda \frac{d(\delta n)}{d\lambda} \quad (1-16)$$

1.2.3 Propagation monomode d'un rayonnement en interaction résonante.

Nous nous plaçons dans le cas d'un élargissement homogène des raies. Pour un système à deux niveaux d'énergie, la densité locale de population du niveau supérieur de la transition est N_1 , et la densité de population du niveau inférieur est $N_2 = (N - N_1)$. N est la densité totale de population. Un signal se propageant dans un milieu dopé peut être absorbé, ou amplifié par émission stimulée. L'évolution dans une portion infinitésimale $rdrd\theta dz$ de fibre dopée, de l'intensité lumineuse $I(\nu, r, \theta, z)$ à la fréquence de résonance ν est donnée par l'équation (1-17).

$$\frac{dI(\nu, r, \theta, z)}{dz} = (\sigma_e(\nu)N_2(r, \theta, z) - \sigma_a(\nu)N_1(r, \theta, z)) I(\nu, r, \theta, z) \quad (1-17)$$

Dans cette expression σ_e et σ_a sont les sections efficaces d'émission et d'absorption à la fréquence ν . Dans les conditions de propagation monomode, l'équation 1-17 doit être intégrée sur le mode si on admet que la dépendance spatiale transverse du mode reste inchangée au cours de la propagation. Nous devons par ailleurs tenir compte de la distribution transverse des ions. Nous obtenons alors l'équation d'évolution de la puissance optique à la fréquence ν dans le mode Φ_ν (mode de propagation en champ).

$$\frac{1}{P(z)} \frac{dP(z)}{dz} = \{(\sigma_e + \sigma_a)x(z) \Gamma'_\nu(z) - \sigma_a \Gamma_\nu\} N \quad (1-18)$$

où

$$x(z) = \frac{\langle \Psi_2(z) \rangle}{\langle \Psi_d \rangle} = \frac{\langle \Psi_2(z) \rangle}{A_d}$$

$$\Gamma_v = \frac{\langle \Psi_d \Phi^2(v) \rangle}{\langle \Phi^2(v) \rangle}$$

et

$$\Gamma'_v(z) = \frac{1}{x(z)} \frac{\langle \Psi_2(z) \Phi^2(v) \rangle}{\langle \Phi^2(v) \rangle}$$

Dans ces expressions, Ψ_d représente le profil transverse de la section dopée, $\Psi_2(z)$ le profil transverse des ions dans l'état excité. Le symbole $\langle . \rangle$ représente l'intégration sur la section droite de la fibre.

Avec cette écriture, nous avons défini x comme la fraction d'ions excités équivalente dans la section de la fibre. Les paramètres Γ et Γ' sont des facteurs qui tiennent compte du recouvrement spatial entre le profil en intensité du rayonnement en interaction résonante et la distribution transverse des ions, et la distribution transverse des ions dans l'état excité.

Une partie de l'émission spontanée est guidée dans la fibre et est ensuite amplifiée. C'est l'émission spontanée amplifiée (ESA). Nous supposons que l'ion est une source ponctuelle émettant un champ scalaire. La fraction d'émission spontanée captée dans les modes de propagation (2 modes propres de polarisation) dans l'élément dz , dans un seul sens et dans une bande dv centrée autour de v vaut (ref 20):

$$d^2 S_{\text{captée}}(v) = 2hv\sigma_e(v)\Phi^2(v)N_2(r, \theta, z) \quad (1 - 19)$$

Nous en déduisons l'évolution de la densité spectrale d'ESA:

$$\pm \frac{dP_{\text{ESA}}^{\pm}(v)}{dz} = \pm \{(\sigma_e(v) + \sigma_a(v))x\Gamma'_v - \sigma_a(v)\Gamma_v\}N P_{\text{ESA}}^{\pm}(v) \pm 2\sigma_e(v)x\Gamma'_v N \quad (1 - 20)$$

Les signes \pm déterminent les sens de propagation.

1.3 Spectroscopie expérimentale d'intensité; les sections efficaces.

Nous donnons dans ce paragraphe les définitions et les techniques expérimentales permettant l'accès aux grandeurs fondamentales que sont les sections efficaces d'absorption et d'émission d'une transition entre deux niveaux électroniques.

Les sections efficaces d'émission ou d'absorption sont des surfaces qui traduisent l'efficacité d'un centre actif à émettre ou absorber un rayonnement. Elles sont le résultat d'un moyennage sur un grand nombre de centres, au même titre que la section efficace de diffusion lors de l'étude de collisions entre particules.

La modélisation du fonctionnement de lasers ou d'amplificateurs à fibre nécessite une connaissance précise des sections efficaces. La modification des spectres d'émission ou d'absorption des terres rares entre les préformes et les fibres (ref 21) nous impose la détermination des sections efficaces dans les conditions de fonctionnement dans les fibres.

La section efficace d'absorption à la fréquence ν est exprimée en fonction du coefficient d'absorption linéique non saturé $\alpha(\nu)$ (1-21).

$$\sigma_{abs}(\nu) = \frac{\alpha(\nu)}{\Gamma_\nu N} \quad (1-21)$$

Γ_ν est un facteur tenant compte du recouvrement entre le champ en interaction et la répartition transverse en ions et N est la concentration moyenne d'ions en m^{-3} .

Expérimentalement, on peut accéder à $\sigma_{abs}(\nu)$ par des mesures d'absorption à faibles puissances de signal (quelques dizaines de microWatts) si la concentration et la répartition en ions sont connues. Le facteur de recouvrement Γ peut être calculé: nous supposons que la distribution radiale des ions dans la fibre conserve la même forme que celle mesurée dans la préforme par des mesures de "Secondary Ions Mass Spectroscopy". Il n'en est pas toujours de même pour la concentration. Pour les verres fluorés, élaborés par des techniques verrières, la concentration en ions est connue avec une précision de l'ordre de 5 à 10%. Les terres rares sont incorporées dans les fibres de silice par un procédé de dépôt poreux. L'incertitude sur la concentration est importante et les sections efficaces ne sont déterminées qu'à un facteur multiplicatif près.

L'accès expérimental aux sections efficaces d'émission est encore plus difficile: il faut prendre soin que le spectre d'émission ne soit pas déformé par des effets liés à la propagation dans le milieu amplificateur (ref 22, 23). Une observation de la fluorescence transverse contourne ce problème mais les faibles niveaux d'intensités spectrales peuvent rendre la mesure difficile. Une autre possibilité consiste à étudier l'émission spontanée longitudinale provenant d'une petite longueur de fibre dopée présentant un gain n'excédant pas 0.1 dB. Ces deux possibilités conduisent à la détermination des sections efficaces d'émission à un facteur d'échelle près.

Pour déterminer la densité spectrale d'émission spontanée amplifiée, nous devons connaître la dépendance en z de $x(z)$ et de $\Psi_2(z)$ (1-20). Dans le cas où la puissance de pompe est très grande devant la puissance de saturation $P_{sat} = h\nu_p A_d / \sigma_a(\nu_p) \tau \Gamma_{\nu_p}$, en tout point z , (τ et A_d sont le temps de décroissance de la fluorescence transverse, et la section dopée), nous pouvons considérer que l'inversion de population est constante le long de la fibre. Soit la fraction d'inversion de population $x(z) = C_{ste} = x$. L'équation 1-20 est alors intégrable, et la densité spectrale d'ESA en sortie de la fibre est:

$$P_{ESA}(v) = 2hv\Delta v \{ e^{g(v)L} - 1 \} \frac{\sigma_e(v) \times \Gamma'_v NL}{g(v) L} \quad (1 - 22)$$

Δv est la bande d'analyse optique de la mesure, et $g(v) = (\sigma_e(v) + \sigma_a(v)) \times \Gamma'_v - \sigma_a(v) \Gamma_v$.

Si la longueur de fibre L est choisie de manière à avoir $g(v)L \ll 1$, nous pouvons écrire:

$$P_{ESA}(v) = 2hv\Delta v \sigma_e(v) \times \Gamma'_v NL \quad (1 - 23)$$

Ceci nous montre que dans certaines conditions expérimentales, la densité spectrale d'émission spontanée amplifiée est proportionnelle à la section efficace d'émission à la fréquence v .

L'intétermination sur le facteur de proportionnalité reliant P_{ESA} à σ_e est levée à partir de la relation de normalisation 1-24 (ref 24).

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int v^2 \sigma_e(v) dv \quad (1 - 24)$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu, et τ_R est le temps de vie radiatif du niveau excité. En réalité τ_R est difficilement accessible à la mesure. Nous pouvons cependant dans certains cas assimiler τ_R au temps de décroissance de la fluorescence transverse si l'écart en énergie entre les deux niveaux de la transition est suffisamment important ($> 4500 \text{ cm}^{-1}$).

Dans la référence 24, D. E. McCumber propose une relation entre la section efficace d'absorption et d'émission:

$$\sigma_e(v) = \sigma_a(v) e^{\frac{(\varepsilon - hv)}{kT}} \quad (1 - 25)$$

où ε est un paramètre dépendant de la température exprimant la quantité d'énergie nécessaire à l'excitation d'un ion du niveau inférieur vers le niveau supérieur, il est défini par:

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left\{ \frac{\varepsilon}{kT} \right\} = \frac{1 + \sum_j \exp(-E_{1j}/kT)}{\exp(-E_0/kT) [1 + \sum_i \exp(-E_{2i}/kT)]} \quad (1 - 26)$$

N_1 et N_2 sont les populations à l'équilibre thermique des niveaux, respectivement inférieur et supérieur. E_n est la séparation en énergie entre les sous niveaux Stark de plus basse énergie des deux niveaux, et $E_{2,1;j,i}$ sont les positions en énergies des j sous niveaux Stark du niveau supérieur, et des i sous niveaux Stark du niveau inférieur. T est la température en degrés Kelvin et k la constante de Boltzmann. Si l'on admet la validité des relations (1-25) et (1-26), il devient possible de déterminer $\sigma_e(\nu)$ connaissant $\sigma_a(\nu)$.

1.3.1 Détermination expérimentale des sections efficaces de l'erbium.

Nous nous proposons de déterminer expérimentalement les sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ de l'erbium dans la silice. La méthodologie expérimentale est schématisé dans le diagramme de la figure 1-5.

Afin de déterminer expérimentalement les sections efficaces $\sigma_e(\nu)$ et $\sigma_a(\nu)$, nous supposons que le temps de vie radiatif est égal au temps de décroissance de la fluorescence transverse. Nous utilisons la relation 1-25 sous une forme simplifiée. une forme simplifiée.

L'hypothèse qui consiste à supposer que le temps de vie radiatif est égal au temps de décroissance de la fluorescence transverse est justifié par le fait que les niveaux ${}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{15/2}$ sont séparés de 6500 cm^{-1} .

Dans le cas de l'erbium, W. J. Miniscalco (ref 25) formule une hypothèse permettant de simplifier l'expression (1-26). En effet, dans cette formule 14 paramètres sont nécessaires à la détermination de ε . Les valeurs des écarts en énergie entre les 8 sous niveaux Stark du niveau ${}^4I_{15/2}$, les écarts en énergie entre les 7 sous niveaux Stark du niveau ${}^4I_{13/2}$, et l'écart en énergie entre les sous niveaux de plus basse énergie des deux niveaux électroniques. En supposant les sous-niveaux Stark équidistants, avec W.J. Miniscalco, le nombre de paramètres est ramené à 3: E_0 , la différence d'énergie entre les sous-niveaux Stark de plus basses énergies de chacun des niveaux. Les deux autres paramètres sont les écarts en énergie entre sous-niveaux Stark dans chaque niveau. ε prend alors une forme simple.

La technique consiste à mesurer la densité spectrale d'ESA issue d'une courte longueur de fibre. Le dispositif expérimental comprend un laser de pompe émettant à 980 nm. Le signal dans la bande $1.55 \mu\text{m}$ est recueilli par un analyseur de spectre optique de résolution 0.1 nm. Nous supposons que celui-ci est achromatique dans la bande 1450-1650 nm. Le rayonnement de pompe est filtré au moyen d'une lame de silicium. Les intensités spectrales sont ensuite traitées par informatique. Les mesures sont répétées pour chaque longueur de fibre. La fibre est diminuée en longueur jusqu'à ce que le rapport entre les densités spectrales de puissance d'ESA soit constant dans la bande de mesure. Les figures 1-6 et 1-7 représentent les densités de puissance d'ESA pour deux longueurs de fibre consécutives et le rapport entre ces densités. Dans la figure 1-6, le rapport entre les densités spectrales n'est pas constant. Nous pouvons en déduire que la fibre est trop longue. Dans la figure 1-7, le rapport est sensiblement constant. Nous considérons dans ce cas que les conditions

expérimentales de détermination des sections efficaces d'émission sont correctes. La longueur de la fibre correspondante est de l'ordre de quelques cm.

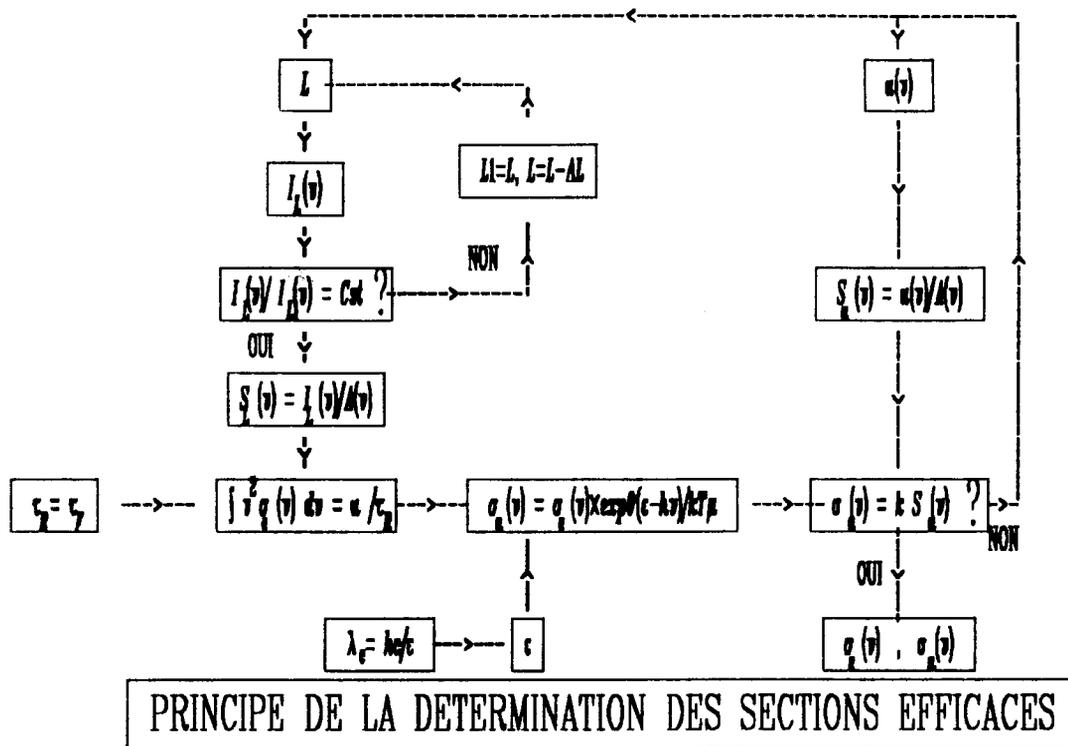


Figure 1.5 Diagramme décrivant la méthode de détermination des sections efficaces de la transition à 1.55 micron de l'erbium dans la silice.

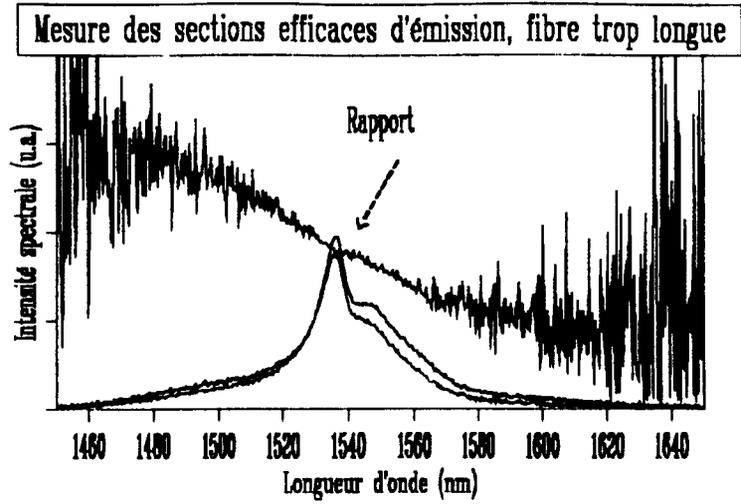


Figure 1.6 Densités spectrales d'ESA pour deux longueurs de fibre consécutives, et rapport entre ces densités. Le rapport n'est pas constant dans la bande de mesure: fibre trop longue.

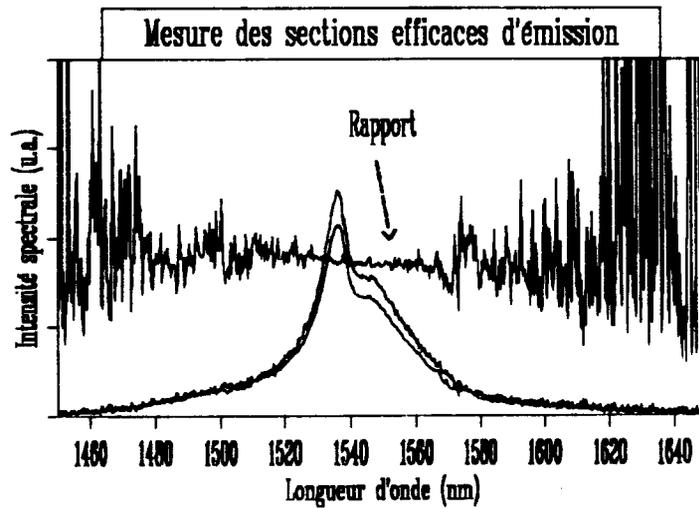


Figure 1.7 Densités spectrales d'ESA pour deux longueurs de fibre consécutives, et rapport entre ces densités. Le rapport est constant dans la bande de mesure: mesure correcte.

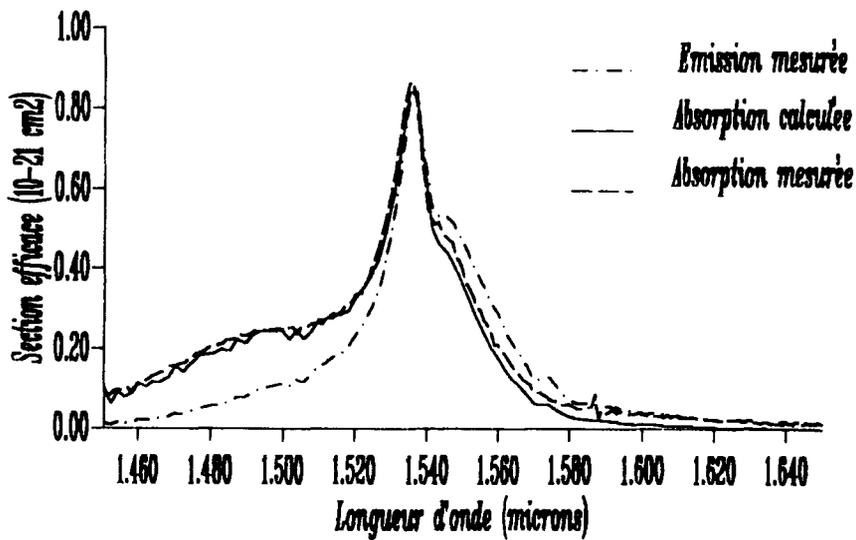


Figure 1.8 Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'erbium dans la bande 1.55 microns.

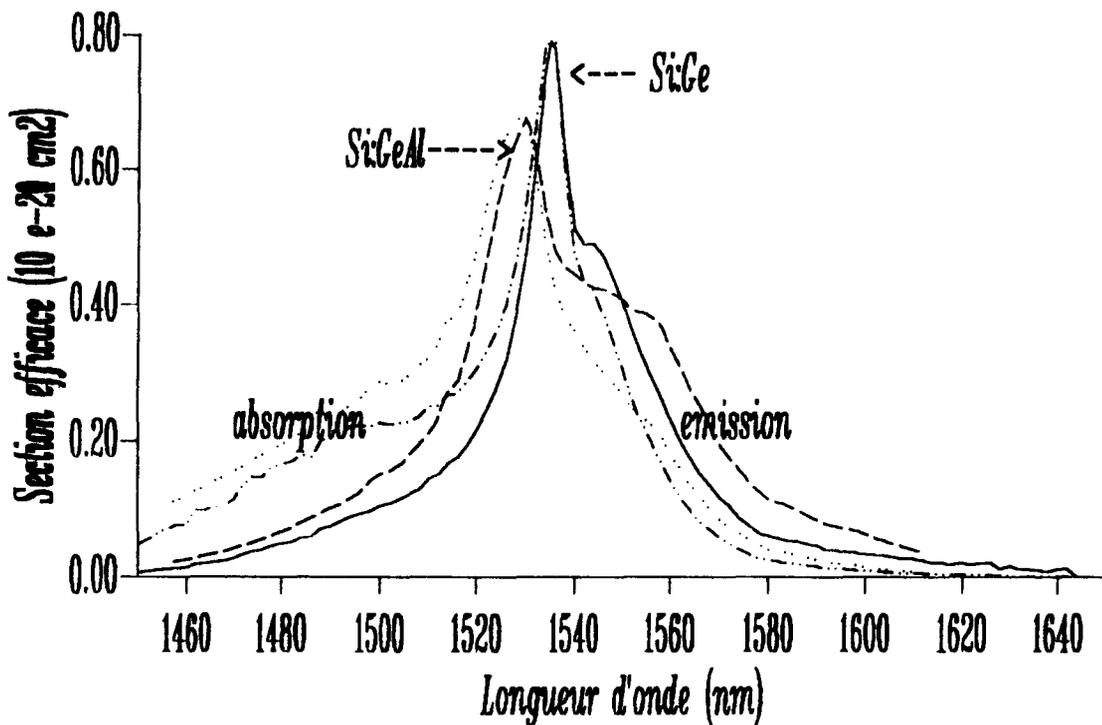


Figure 1.9 Evolution des sections efficaces de l'erbium dans la bande 1.55 microns avec la composition de la matrice.

La normalisation est effectuée avec une valeur du temps de désexcitation radiatif de 10 ms (formule 1-24). Dans le calcul de $\sigma_a(\nu)$, ϵ correspond à la longueur d'onde de 1.536 μm . Les sections efficaces d'absorption calculées à l'aide de la formule

(1-25)(trait plein, figure 1-8), et des sections efficaces d'émission mesurées (trait mixte), sont comparées à celles déterminées par une mesure d'absorption à petit signal, puis calculées avec la formule (1-21) (tirets) et la valeur de N ajustée pour que les deux courbes coïncident pour la longueur d'onde de $1.536 \mu m$.

Comme nous l'avons vu précédemment, la composition de la matrice joue un rôle important sur l'éclatement en sous-niveaux Stark des niveaux d'énergie et sur l'élargissement des transitions radiatives. Une augmentation de la concentration en aluminium dans une matrice $GeO_2:SiO_2$ provoque un étalement du spectre d'émission (figure 1-9).

1.4 Spectroscopie dynamique expérimentale; temps de désexcitation.

La mesure du temps de désexcitation d'un niveau d'énergie métastable se fait sur l'observation de la décroissance de la fluorescence transverse, ou de l'émission spontanée. L'évolution temporelle de l'émission spontanée est donnée par la relation 1-27.

$$\frac{dP_{spont}}{dt} = - \frac{P_{spont}}{\tau} = - hv \frac{A_d N \Delta z}{\tau} x \quad (1 - 27)$$

τ est le temps pour lequel l'intensité a chuté de $1/e$ et est donné par la relation 1-5, soit $\tau^{-1} = 1/\tau_R + 1/\tau_{NR}$. Δz correspond à la longueur de fibre utile pour cette mesure.

Cette décroissance monoexponentielle de l'intensité est observée dans la limite de faibles concentrations de terre rare (< 1000 ppm), et d'une composition de matrice empêchant la formation d'agrégats. Dans le cas contraire, il apparaît une décroissance non-exponentielle (ref 26) ou une composante dite rapide de la décroissance. Une étude dans laquelle la puissance de pompe est progressivement augmentée conduit à un changement de la valeur de τ mesurée. On attribue ce comportement à des transferts d'énergie entre les ions de terre rare. Dans ce cas, l'expression 1-27 doit être complétée par un terme rendant compte de ce transfert d'énergie (1-28).

$$\frac{dP_{spont}}{dt} = - \frac{P_{spont}}{\tau} - hv A_d N^2 \Delta z \alpha_t x^2 \quad (1 - 28)$$

Le paramètre α_t caractérise le transfert d'énergie. Il est exprimé en $m^3 s^{-1}$.

La valeur de τ est obtenue avec l'observation temporelle de la fluorescence transverse quand le rayonnement de pompe est modulé à l'aide d'une modulation mécanique. Nous avons utilisé pour la mesure de τ une sphère intégrante. Celle-ci nous permet de mesurer le temps de décroissance de la fluorescence transverse. En effet, une mesure de l'émission spontanée en extrémité de la fibre peut dans certains

cas être erronée en raison d'une perturbation de la mesure par des effets d'amplification.

Les résultats de ces mesures sur six fibres dopées aux ions d'erbium sont rassemblés dans le tableau de la figure 1-17. Il s'agit de la mesure du temps de décroissance de la fluorescence transverse de la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ de l'erbium. Pour toutes ces fibres, à l'exception de la fibre 10, la décroissance est exponentielle et est indépendante de la puissance de pompe. Il n'apparaît pas de relation évidente entre la composition de la matrice et le temps mesuré. La figure 1-10 et 1-11 présente les résultats de cette mesure pour la fibre 10, pour une puissance de pompe injectée de 15 mW soit dans la limite des faibles puissances de pompe. Dans des conditions identiques, à l'exception de la puissance de pompe (150 mW), on remarque l'apparition d'une composante non-exponentielle à la décroissance (figures 1-12 et 1-13).

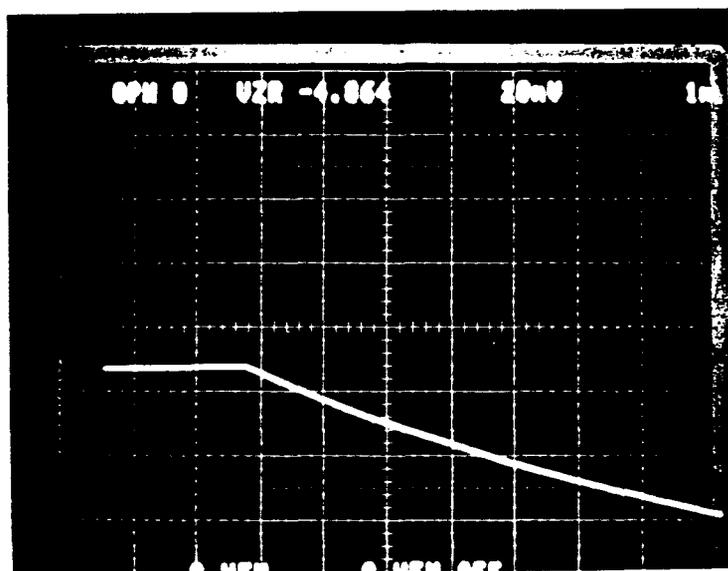


Figure 1.10 Logarithme népérien de la décroissance de la fluorescence transverse pour la fibre 10 avec une puissance de pompe injectée de 15 mW.

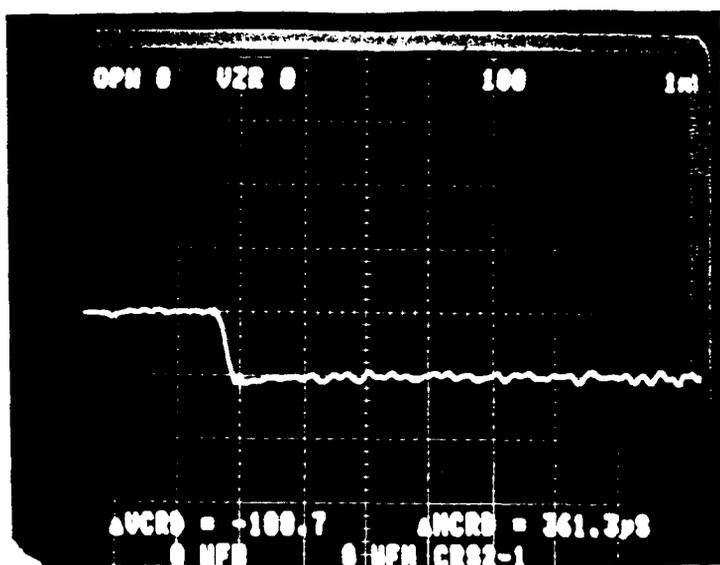


Figure 1.11 Dérivée temporelle du logarithme népérien de la décroissance de la fluorescence transverse pour la fibre 10 avec une puissance de pompe injectée de 15 mW.

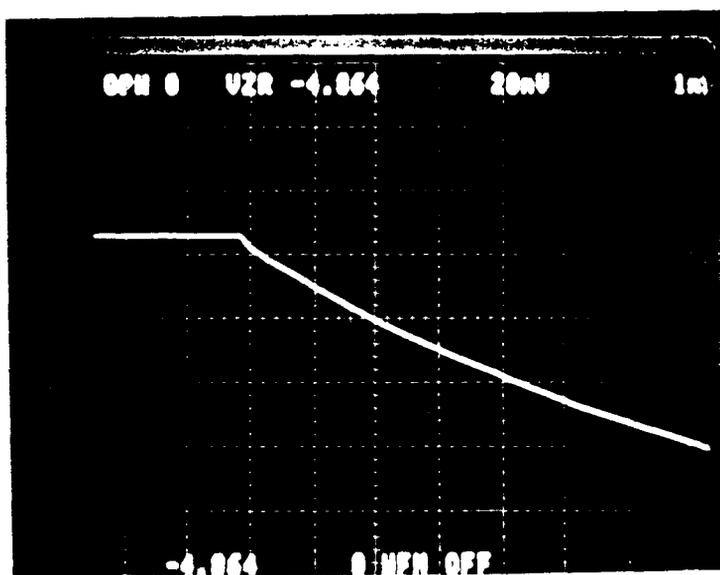


Figure 1.12 Logarithme népérien de la décroissance de la fluorescence transverse pour la fibre 10 avec une puissance de pompe injectée de 150 mW.

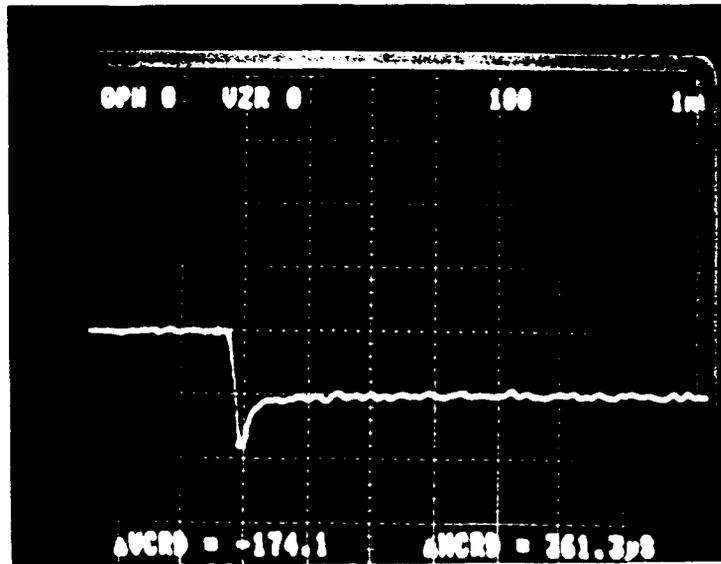


Figure 1.13 Dérivée temporelle du logarithme népérien de la décroissance de la fluorescence transverse pour la fibre 10 avec une puissance de pompe injectée de 150 mW.

Cette étude en puissance nous permet d'évaluer l'ordre de grandeur de α . En effet, cette fibre possède une concentration en ions d'erbium de 1470 ppm, soit environ $1.2 \cdot 10^{25}$ ions par m^3 . La composante rapide de la décroissance est évaluée à 7ms et la composante lente à 10.7 ms. Nous déduisons alors la valeur de α_t à l'aide de la relation:

$$\frac{1}{\tau_{mesuré}} = \frac{1}{\tau} + \alpha_t N$$

soit α de l'ordre de quelques $10^{-24} m^3 s^{-1}$.

1.5 Etude expérimentale de la transmission d'une fibre dopée.

Le but de cette étude est de déterminer expérimentalement la concentration de terre rare et la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Lors des expériences, nous avons remarqué que le coefficient d'absorption dans les fibres dopées ne pouvait être complètement saturé. Ceci est à rattacher au fait que le rendement de conversion photonique des fibres de silice dopées aux ions de terres rares dépend fortement de la concentration de terres rares (ref 27-30), et des autres dopants qui constituent la matrice: l'aluminium et le germanium en particulier (ref 28, 30). Ces effets sont attribués à des transferts d'énergie entre les ions se trouvant dans l'état excité. Ce transfert conduit à une réduction de l'inversion de population quand le transfert est suivi d'une désexcitation non radiative (figure 1-17 et 1-21).

Par ailleurs, il a été montré que dans des cristaux dopés avec du néodyme, ($CsCdBr_3:Nd^{3+}$), une grande partie des ions se regroupent en paires (ref 31). Ceci ne permet plus une approche aléatoire de la répartition des centres actifs dans le cristal. L'interprétation donnée est une compensation locale des charges électriques.

Nous avons étudié la transmission à 980 nm de dix fibres de silice dopées avec de l'erbium et quatre fibres dopées avec du néodyme à 810 nm. L'étude à des puissances de pompe de plus de 60 fois la puissance de saturation, montre une absorption non saturable résiduelle. Ce comportement ne peut pas être expliqué avec un modèle prenant en compte une répartition aléatoire des centres actifs et un taux de transfert d'énergie proportionnel au carré de la concentration d'ions excités. Ceci est par ailleurs en contradiction avec les mesures de décroissances exponentielles des fluorescences transverses.

Nous présentons les résultats expérimentaux, et un modèle permettant de distinguer les ions isolés et les paires d'ions.

1.5.1 Transmission des fibres dopées à l'erbium.

Dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental comprend un laser titane-saphire accordable autour de la transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$. (980 nm) de l'erbium, la longueur d'onde est accordée au pic d'absorption. Les fibres (numérotées de 1 à 10) utilisées au cours de ces expériences sont monomodes à la fréquence de pompe. Les fibres testées sont soudées à un coupleur de caractéristique de couplage 99/1 supposé insensible à la puissance de pompe. La fibre est couplée à la cellule de détection avec un liquide adaptateur d'indice évitant les réflexions de Fresnel (environ 4%) qui pourraient perturber les mesures. Un détecteur de référence est placé en sortie du second bras du coupleur. Deux séries de mesures sont effectuées. Pour une "grande" longueur de fibre donnée, on relève les valeurs des puissances en sortie de fibre pour des valeurs croissantes de puissance de référence. La fibre est ensuite coupée à quelques dizaines de cm de la

soudure. On procède alors à une nouvelle série de mesures pour cette "petite" longueur de fibre pour les mêmes valeurs de la puissance de référence. Ces puissances correspondent aux puissances injectées dans le tronçon de fibre coupée. Cette procédure conduit à une précision de l'ordre de quelques pour cent sur les mesures des puissances de pompe en entrée et en sortie de la portion de fibre coupée.

Intérêt de l'étude.

Cette étude est définie dans le cadre des hypothèses suivantes:

- Elargissement homogène des raies.
- Absorption par état excité à la longueur d'onde de pompe négligeable.
- Absence de transfert d'énergie.

La longueur de la fibre coupée est choisie de façon à obtenir un produit $\alpha(v_p)L = \sigma_a(v_p)\Gamma_{v_p}NL = 1$. Ceci nous assure un gain total faible, nous permettant de négliger l'émission spontanée amplifiée devant l'émission spontanée diffusée dans toutes les directions. Nous justifions cette hypothèse en nous plaçant dans le cas extrême où l'inversion de population est supposée totale: si tous les ions se trouvent dans l'état excité, le gain dans une longueur L de fibre vaut:

$$G(v) = \exp(\sigma_e(v)\Gamma_v NL) \quad (1 - 29)$$

où $\sigma_e(v)$ est la section efficace d'émission à la fréquence v , Γ_v le facteur de recouvrement entre les ions excités et le champ à la fréquence v , N est la concentration de terre rare. La puissance totale d'ASE peut être évaluée par:

$$P_{ASE} = \int_0^{\infty} 4 hv G(v) dv \simeq 4 hv_0 \Delta v G(v_0) \quad (1 - 30)$$

La prise en compte des directions de propagation et des deux modes de polarisation est exprimée par le facteur 4. Δv est la largeur de la bande d'émission et v_0 la fréquence centrale d'émission. Cette puissance doit être comparée à l'émission spontanée diffusée dans toutes les directions, soit:

$$P_{spont} = hv_0 \frac{A_d NL}{\tau} \times = hv_0 \frac{A_d NL}{\tau} \quad (1 - 31)$$

Dans le cas précis, x vaut 1: (inversion totale).

En remarquant que dans le cas de l'erbium, σ_a et σ_e sont du même ordre de grandeur, et pour une concentration de l'ordre de quelques centaines de ppm, le rapport de la puissance d'émission spontanée amplifiée sur la puissance d'émission spontanée diffusée est de quelques 10^{-3} .

Nous pouvons dans ce cas négliger l'ESA devant P_{spont} , et nous pouvons alors écrire la loi de conservation de l'énergie (1-32).

$$P_p^{in} = P_p^{out} + P_{spont} \frac{v_p}{v_o} \quad (1 - 32)$$

Le rapport v_p/v_o permet de prendre en compte dans le bilan, les désexcitations non radiatives entre les niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$.

La puissance de pompe en sortie de fibre est donnée par la relation:

$$P_p^{out} \simeq P_p^{in} \exp\{-\sigma_a^p(v_p)(1-x)\Gamma_{v_p}NL\} \quad (1 - 33)$$

Nous avons fait l'hypothèse que le facteur de recouvrement spatial entre le profil en intensité du rayonnement de pompe et la distribution transverse des ions excités est égal au facteur de recouvrement entre le profil en intensité du rayonnement de pompe et la distribution transverse des ions. Cette hypothèse se justifie aisément dans le cas de propagation monomode (cf.chapitre2), et est rigoureusement vraie dans le cas limite d'une inversion totale de population. A l'aide de 1-32 et 1-33, nous obtenons la relation (1-34).

$$\ln(T) = -1 + \frac{\Delta P}{P_{sat}} = -\sigma_a^p(1-x)\Gamma_{v_p}NL \quad (1 - 34)$$

où $T = P_p^{out}/P_p^{in}$ est la transmission de la puissance de pompe, α_p désigne le coefficient d'absorption dans la limite des faibles puissances en m^{-1} , $P_{sat} = (hv_p/\sigma_a^p\tau)(A_d/\Gamma_{v_p})$ est la puissance de saturation de la pompe en absorption et A_d la section dopée. ΔP est la puissance de pompe absorbée.

L'équation 1-34 définit une droite. Des mesures de transmission nous pouvons déduire la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe et la concentration si les autres paramètres sont connus.

Résultats expérimentaux.

La figure 1-14 illustre la transmission de la fibre numérotée 6. La droite définie par la relation 1-34 est représentée. Les résultats expérimentaux montrent que la transmission tend asymptotiquement vers une valeur finie (symboles).

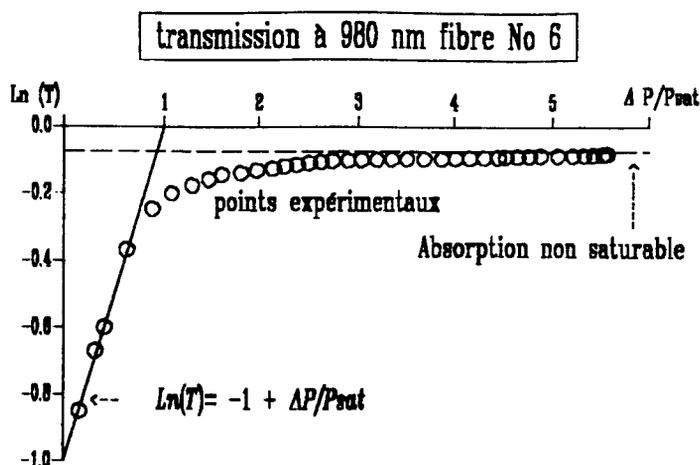


Figure 1.14 Logarithme népérien de la transmission de la fibre 6 en fonction du rapport de la puissance absorbée par la fibre sur la puissance de saturation.

Pour interpréter ce phénomène, nous avons dû reconsidérer les hypothèses. La première hypothèse concerne le type d'élargissement des raies. Si une contribution inhomogène à l'élargissement des raies est prise en considération, nous pouvons montrer que le logarithme népérien de la transmission présente effectivement une courbure. Cependant, nous pouvons également montrer que cette courbe doit nécessairement tendre vers 0. Dans la figure 1-15, nous avons prolongé les points expérimentaux de manière à obtenir la valeur de $\Delta P/P_{\text{sat}}$ pour laquelle $\text{Ln}(T) = 0$. Cette valeur est supérieure à 10. Avec cette définition de P_{sat} , nous pouvons montrer dans ce cas, que cette valeur de $\Delta P/P_{\text{sat}}$ est égale au rapport de la largeur inhomogène sur la largeur homogène. La valeur obtenue pour ce rapport conduit à $\Delta\nu_{\text{inhomo}} > 10\Delta\nu_{\text{homo}}$. Cette solution n'est pas acceptable car elle est en contradiction avec un grand nombre d'expériences. En effet, nous devrions dans ce cas pouvoir observer à température ambiante, de l'excitation sélective de sites.

La seconde hypothèse que nous avons reconsidérée concerne une absorption par état excité du rayonnement de pompe. Il n'existe pas de transition résonante à la fréquence de pompe à partir du niveau métastable $^4I_{13/2}$. Il existe cependant une transition résonante à la fréquence de pompe à partir du niveau $^4I_{11/2}$ (figure 1-16). Nous rappelons que la durée de vie de ce niveau est de l'ordre de quelques microsecondes. Cette solution a été envisagée par W. Miniscalco et al (ref 32) puis abandonnée en raison du domaine de validité trop restreint auquel conduit cette hypothèse.

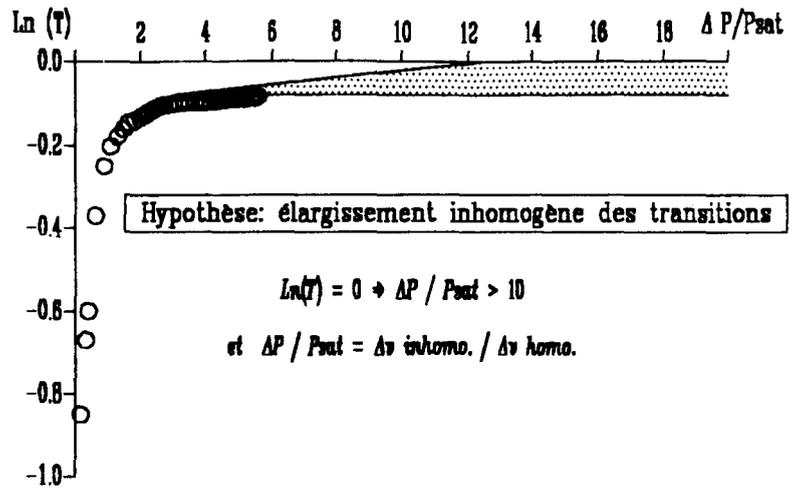


Figure 1.15 Logarithme népérien de la transmission de la fibre 6 en fonction du rapport de la puissance maximale absorbable par la fibre. Prise en compte d'un élargissement inhomogène des raies.

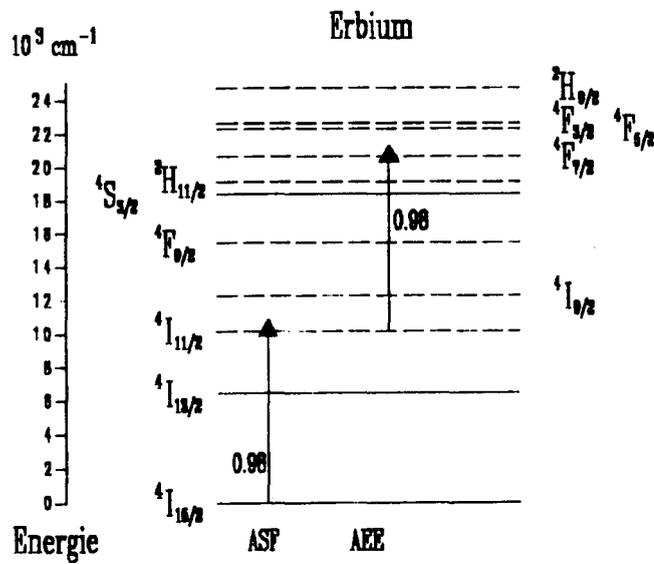


Figure 1.16 Niveaux d'énergie de l'erbium et possibilité d'absorption résonante à la longueur d'onde de 980 nm.

La dernière hypothèse que nous avons reconsidérée concerne le transfert d'énergie. Nous envisageons cette hypothèse dans la suite, et nous montrons que cette hypothèse est insuffisante pour décrire convenablement l'absorption non saturable résiduelle rencontrée lors des expériences. Nous introduisons donc une hypothèse supplémentaire: une fraction des ions actifs se regroupe sous forme d'agrégats de quelques ions. Par souci de simplification, nous supposons que ce sont des paires d'ions. Nous supposons également que le processus de transfert entre deux ions excités dans une paire est instantané.

Hypothèse des paires d'ions.

Nous proposons un modèle qui distingue une distribution statistique des ions actifs et les ions appairés. Celui-ci permet de rendre compte de l'absorption non saturable résiduelle et de donner une estimation du temps τ_u de transfert d'énergie dans une paire d'ions.

L'erbium est considéré comme un système à deux niveaux d'énergie. Le temps de décroissance de la fluorescence est τ . Les autres niveaux sont supposés vides du fait de leur relaxation rapide: les taux de relaxation de ces niveaux sont très grands devant le taux de pompage R , avec $R = P_p/\tau P_{sat}$. D'autre part, l'absorption par état excité est négligeable à 980 nm devant l'émission spontanée (ref 33). Quand deux ions proches sont excités, dans l'état $^4I_{13/2}$, un ion transfère son énergie au second, qui se désexcite rapidement et non radiativement (la désexcitation radiative étant négligeable) vers le niveau métastable $^4I_{13/2}$ (fig 1-17). Ce phénomène est appelé "Pair Induced Quenching" (ref 34, 35).

Les paires d'ions peuvent se trouver dans trois états d'énergie possibles: l'état 0-photon (aucun des deux ions n'est excité), l'état 1-photon (un des ions est dans l'état excité) et l'état 2-photon (les deux ions sont dans l'état excité). Nous faisons également l'hypothèse que le taux de transfert par "up conversion" (τ_u^{-1}) est grand devant R . Ceci revient à considérer que la densité de population des paires d'ions dans l'état 2-photons est négligeable. Nous validerons cette hypothèse a posteriori.

Les équations aux populations prennent les formes suivantes:

$$\frac{dN_s^*}{dt} = - \frac{dN_s}{dt} = RN_s - \frac{N_s^*}{\tau} - \alpha_l N_s^{*2} \quad (1 - 35a)$$

$$\frac{dN_p^*}{dt} = - \frac{dN_p}{dt} = 2 R N_p - \frac{N_p^*}{\tau} \quad (1 - 35b)$$

$$N_s + N_s^* = (i - 2k)N \quad (1 - 35c)$$

$$N_p + N_p^* = kN \quad (1 - 35d)$$

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dz} = \frac{1}{P_p} \frac{dP_p}{dz} = -\alpha_p \frac{N_s + N_p^* + 2N_p}{N} \quad (1-35e)$$

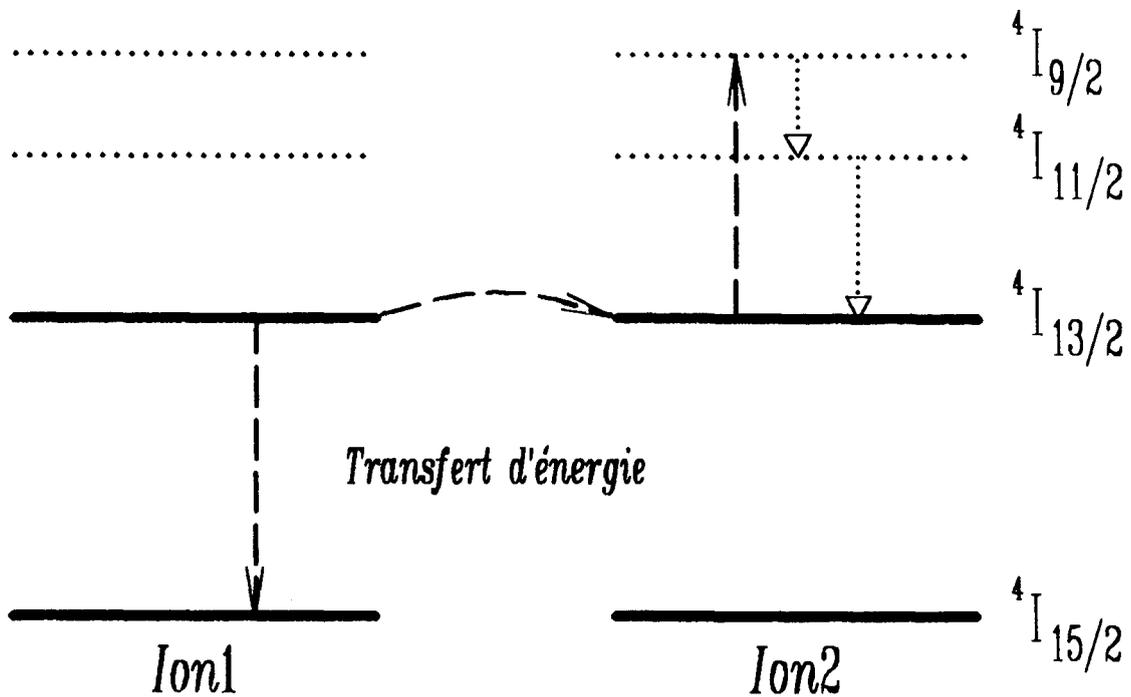


Figure 1 . 17 Mécanisme du transfert d'énergie et "quenching" entre deux ions d'erbium dans l'état excité.

La densité de terre rare est N , α_p est l'absorption à petit signal à la fréquence ν_p . N_s et N_s^* sont les densités de population dans les niveaux fondamental et excité pour les ions isolés, et N_p et N_p^* sont les densités de population des paires d'ions dans les états 0-photon et 1-photon. La durée de vie τ , pour les ions isolés ou appairés est supposé la même. Ceci se justifie par l'observation d'une décroissance exponentielle unique de la fluorescence transverse lorsque la pompe est modulée par un modulateur mécanique. α_t est le coefficient de transfert d'énergie et $2k$ est la fraction d'ions en paires.

La puissance de fluorescence transverse et sa décroissance sont données par les équations 1-36,

$$P_{sp} = \frac{A_d}{\tau} h\nu \int (N_s^* + N_p^*) dz \quad (1-36a)$$

$$\frac{dP_{sp}}{dt} = - \frac{P_{sp}}{\tau} - A_d h\nu \int \alpha_t N_s^{*2} dz \quad (1-36b)$$

α_t fait apparaître une composante rapide non exponentielle. Plus exactement, cette composante dépend de la puissance de pompe, puisque N_s^* dépend de la puissance de pompe. Le terme $\alpha_t N_s^{*2}$ peut être négligé dans les équations 1-35 et 1-36 quand $\alpha_t N \tau$ est très petit devant 1 (ref 29). Cette condition est remplie lorsque la concentration est inférieure à environ 1000 ppm.

Pour toutes les fibres, à l'exception de la fibre 10, la décroissance de la fluorescence transverse est exponentielle; il n'a pas été observé de composante rapide. Les temps caractéristiques à $1/e$ se situent entre 10.3 et 11.1 ms et sont indépendants de la puissance de pompe. Pour des concentrations supérieures à 1000 ppm, une composante rapide apparaît (ref 28, 29 et fibre 10). Ceci conduit à une valeur du coefficient de transfert α_t , de l'ordre de $10^{-24} m^3 s^{-1}$. Le temps de transfert dans une paire peut être évalué comme suit: si on admet que le temps de transfert dans une paire est corrélé au temps de transfert entre les ions isolés, alors $\tau_u = d_{paire}^3 / \alpha_t$, où d_{paire} est la distance entre les ions dans une paire et est de l'ordre de 0.1 à 0.2 nm. Ceci conduit à une valeur de τ_u de 1 à 10 μs . L'approximation qui consiste à négliger l'existence de paires d'ions dans l'état d'énergie 2-photons, est justifiée tant que $R \ll 10^5 s^{-1}$ soit $P_p / P_{sat} \ll 1000$. Dans ces conditions, seul le paramètre k est inconnu.

Nous prenons à titre d'exemple, la fibre 6. Les résultats théoriques sont donnés par la résolution numérique de l'équation 1-35c. Le modèle "statistique" (où les paires ne sont pas prises en compte, $k=0$), est adapté tant que la puissance considérée reste inférieure à 10 mW, et devient erroné pour des puissances plus élevées, comme les auteurs de la référence (ref 30) l'ont fait remarquer. Ceci nous oblige à considérer une puissance de saturation de l'ordre de 1.5 fois celle calculée avec les paramètres optogéométriques de la fibre, et un produit $\alpha_t N \tau > 50$ pour rendre compte de l'absorption en excès. Ce point est en contradiction avec la décroissance exponentielle de la fluorescence, et nous conduit à des valeurs de α_t de l'ordre de $10^{-21} m^3 s^{-1}$. De plus, le comportement asymptotique de la transmission ne peut pas être expliqué. La figure 1-18 présente les désaccord et accord entre les résultats expérimentaux et les modèles utilisant soit: une distribution aléatoire des ions, soit avec une fraction de paires k ajustée et $\alpha_t = 0$. Ce dernier est en accord avec une décroissance exponentielle de la fluorescence et prévoit une limite à $LN(T) = -k\alpha_p L$ quand la puissance de pompe devient grande devant la puissance de saturation ($R \tau \gg 1$).

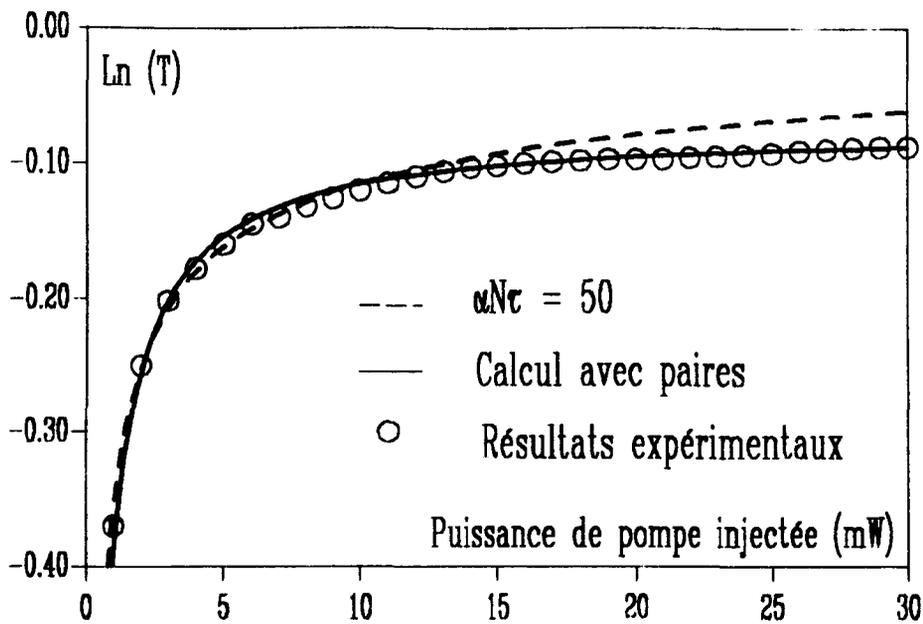


Figure 1-18 Comparaison entre les résultats expérimentaux de la transmission de la fibre 6, et les résultats théoriques obtenus avec le modèle supposant une répartition aléatoire des ions, et le modèle prenant en compte une fraction de ces ions sous forme de paires.

Pour les forts taux de pompage, R de l'ordre de 5000, l'absorption reste constante: $R \tau \gg 1$. Ceci signifie que l'absorption des ions isolés et d'un des ions dans les paires est saturée. Par contre, $R \tau_u \ll 1$ veut dire que le second des deux ions n'est pas excité, ce qui est en accord avec la valeur de τ_u précédemment considérée. Il devrait cependant être possible de saturer cette absorption résiduelle, en augmentant le taux de pompage au delà de $1/\tau_u$. Il faudra alors prendre également en considération la durée finie du niveau $^4I_{11/2}$, qui est de l'ordre de $5 \mu s$.

Les caractéristiques des fibres sont regroupées dans le tableau de la figure 1-19. Les courbes expérimentales des fibres 2,3,6,7,8,10 sont portées figure 1-20. Dans les mesures de transmission, les longueurs de fibres sont telles que pour les faibles puissances $LN(T) = -1$. Les valeurs de la fraction d'ions en paires déterminée par cette méthode sont reportées dans le tableau de la figure 1-19.

Numéro de fibre	Concentration atomique (en %)		Concentration ionique (en ppm)	τ (ms)	k
	Germanium	Aluminium	Erbium		
1	0.3	14	100	-	0.008
2	10.3	5.5	110	10.3	0.01
3	11	0.95	320	10.7	0.048
4	0	14	300	-	0.06
5	7	0	80	-	0.06
6	9.5	0.24	290	10.6	0.075
7	6.2	0.24	230	11.1	0.13
8	4.8	0	100	10.3	0.13
9	3.7	0	210	-	0.185
10	6.9	0.49	531	10.7	0.23

θ Temps mesuré dans la limite des faibles puissances
 1 ppm poids Er³⁺ = 0.38 ppm ions Er³⁺ = 0.6 10²² ions/m³

Figure 1. 19 Concentrations des dopants dans les fibres étudiées et fraction de paires k déterminée.

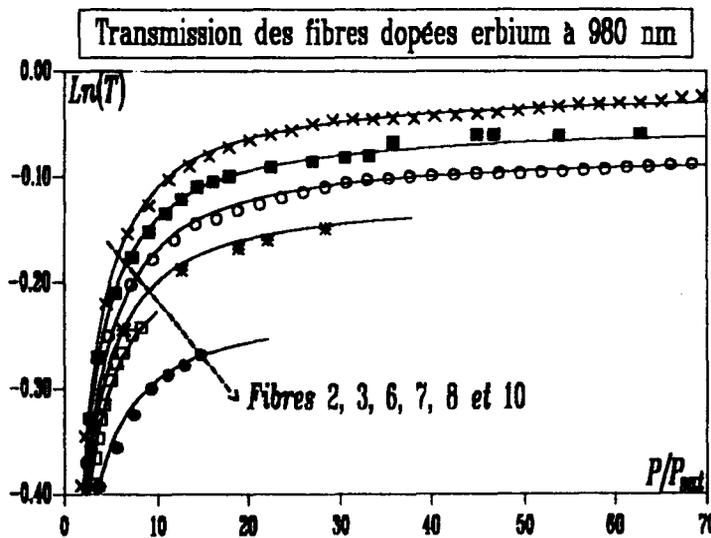


Figure 1. 20 Logarithme népérien de la transmission des fibres en fonction de la puissance de pompe injectée normalisée aux puissances de saturation.

Il est difficile de comparer les dix fibres en raison des nombreux paramètres qui interviennent. Cependant il apparaît que l'incorporation d'aluminium (sous forme

A^{B^+}) reduise significativement la fraction de paires alors qu'une augmentation de la concentration d'erbium provoque une croissance de celle-ci.

La fluorescence à 980 nm a été étudiée avec un pompage à 1480 nm (ref 25, 28). Le modèle proposé peut être utilisé pour cette longueur d'onde si l'absorption par état excité est négligeable. Ce sont les ions en paires qui sont les principaux responsables de la fluorescence à 980 nm, et son intensité est proportionnelle à $N_p^* P$. Pour des puissance supérieures à P_{sat} , $N_p^* = N_p$ et la fluorescence à 980 nm croît linéairement avec la puissance de pompe comme cela a été observé par les auteurs de la référence 27.

1.5.2 Transmission des fibres dopées au néodyme.

Nous avons effectué des mesures de transmission sur des fibres dopées avec du néodyme. Nous devons en effet observer pour ces fibres le même type de comportement que celui rencontré lors de l'étude en transmission des fibres dopées avec de l'erbium. Le processus fait intervenir le niveau métastable $^4F_{3/2}$ et un transfert d'énergie de la transition $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ de l'ion 1 de la paire à la transition $^4F_{3/2} \rightarrow ^2G_{9/2}, ^4G_{7/2}$ du second ion.

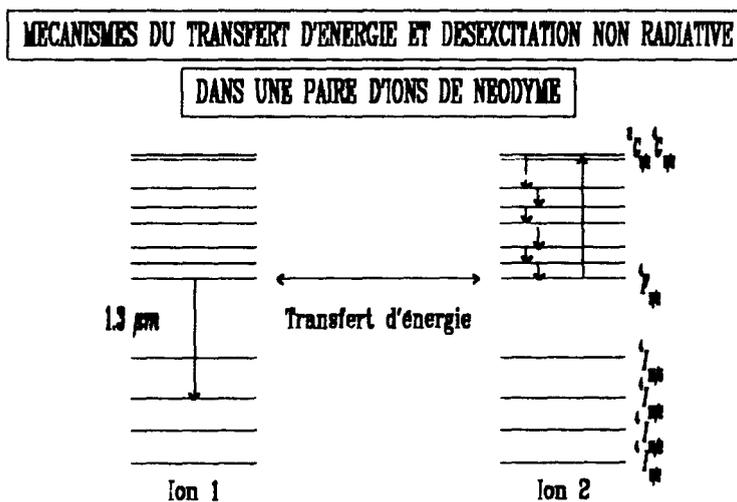


Figure 1 . 21 Mécanisme du transfert d'énergie et "quenching" entre deux ions de néodyme dans l'état excité.

Nous nous sommes placés dans des conditions de propagation monomode de pompe au voisinage de 810 nm. Les autres conditions expérimentales sont identiques à celles présentées au paragraphe précédent. Les résultats expérimentaux sont regroupés dans le tableau de la figure 1-22.

Numéro de fibre	Concentration (en %)		Concentration ionique (en ppm)	k
	Germanium	Aluminium	Néodyme	
1	21.6	4.1	73	0.17
2	16	4.1	96	0.21
3	4.9	0	42	0.22
4	9.3	14	137	0.02

1 ppm poids NE_3^+ = 0.62 ppm ions NE_3^+ = 0.9 10^{22} ions/cm³

Figure 1. 22 Concentrations des dopants et fractions de paires déterminées dans les fibres dopées au néodyme étudiées.

1.6 Conclusion

Cette première partie a été consacrée à des rappels fondamentaux concernant la spectroscopie des ions de néodyme et d'erbium sous forme trivalente dans les fibres optiques de silice.

Nous avons décrit des expériences permettant la détermination de quelques paramètres fondamentaux: les sections efficaces et les durée de vie des niveaux métastables.

Nous avons ensuite montré qu'une répartition aléatoire des ions de terre rare dans les fibres dopées ne permettait pas d'expliquer le comportement de l'absorption aux fortes puissances de pompe. Nous avons proposé une modélisation en faisant l'hypothèse qu'une fraction des ions se regroupe sous forme de paires dans la matrice. Ce modèle a été utilisé pour déterminer la fraction de paires d'ions dans dix fibres dopées avec de l'erbium, et quatre fibres dopées avec du néodyme.

L'une des conséquences de l'existence des paires d'ions est une baisse de l'efficacité de pompage dans les lasers (ref 36, 37) et les amplificateurs (fig1-23). Cette découverte des paires d'ions dans les fibres dopées à l'erbium a permis de comprendre le fonctionnement singulier des lasers utilisant ce type de fibres (ref 38, cf chapitre 5, paragraphe 2).

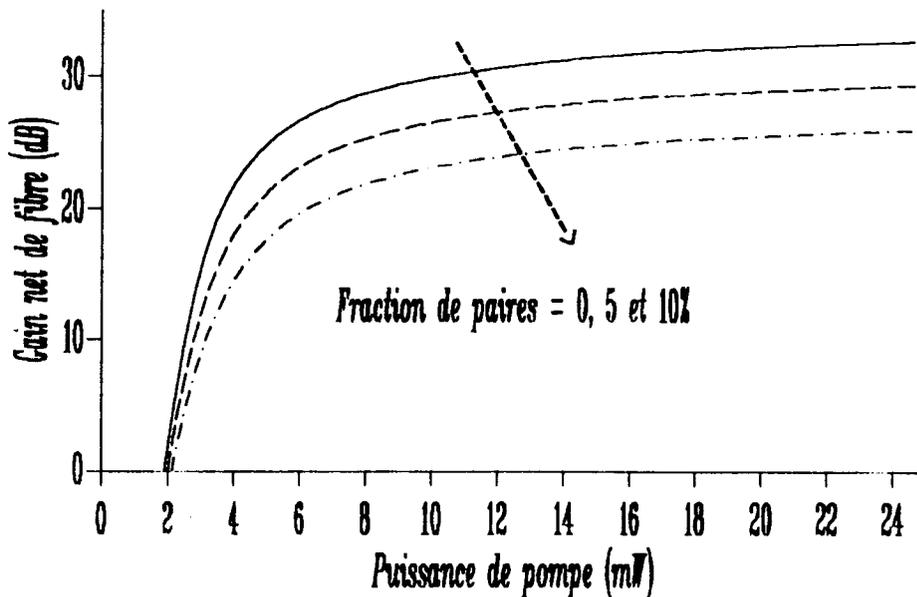


Figure 1.23 Dégradation du gain d'un amplificateur suivant la fraction d'ions en paires.

1.7 Références du chapitre 1.

- (1) M. Monerie. SPIE Vol 1581, Fiber laser sources and amplifier III, 1991, Tutorial paper, pg 2-13.
- (2) A. Messiah, "Mécanique Quantique", Ed Dunod, tome 2.
- (3) B. Cagnac et J.C. Pebay-Peyrroula, "Physique Atomique", Ed Dunod, tome 2, (1982).
- (4) P. W. France Optical fibre lasers and amplifiers. Ed. Blackie CRC Press Inc. (1991).
- (5) F. Auzel. Annales des Télécommunications, Vol 24, No 5-6, pg 199-229.
- (6) R. H. Pantell et H.E. Puthoff. "Fundamentals of Quantum Electronics", Wiley and Sons, New York, (1969).
- (7) W.M. Yen. Handbook on the Physics and Chemistry of the Rare Earths, Editors: K.A. Gschneidner and L. Fyring, Volume 12, Chapitre 87.
- (8) R.M. Macfarlane et al. Journal of Luminescence 36, (1987), pg 179-207.
- (9) J.L. Zyskind et al. IEEE Photonics Technology Letters, Vol 2, No 12, (1990), pg 869-871.
- (10) E. Desurvire et al. IEEE Photonics Technology Letters, Vol 2, No 4, (1990), pg 246-248.
- (11) S.C. Guy et al. OFC'91 FA2, pg 194
- (12) S. Zemon et al. Journal of Applied Physics, Vol69, No 10, (1991) pg 6799-6811.
- (13) M. Tachibana et al, Optics Letters Vol 19, No 19, (1991), pg 1499-1501.
- (14) E. Desurvire et al, IEEE Photonics Technology Letters, Vol 2, No 9, (1990), pg 653-655.
- (15) L.B. Jeunhomme. Single-mode fiber optics . Principles and applications M. Dekker, INC. Chapitre I.
- (16) J. Wilson et J.F.B. Hawks P4. Opto-electronics An introduction
- (17) Ch. Vassallo. Optical Waveguide Concepts. Ed. Elsevier. (1991).
- (18) S.C. Rashleigh. Journal of Lightwave Technology, Vol L-T1, No 2 (1983) pg 312-331.

- (19) M. Monerie et al. *Electronics Letters*, Vol.23, No.5, (1987), pg.198-199.
- (20) T. Georges. *Communication personnelle*.
- (21) K. Dybdal et al. *SPIE Vol 1171 Fiber laser sources and Amplifiers* (1989), pg 209-218.
- (22) L.W. Caperson et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol QE-8, No 2, (1972), pg 80-85.
- (23) E. Desurvire et al. *Journal of Lightwave Technology*, Vol7, No 3, (1989), pg 835-845.
- (24) D.E. McCumber. *Physical Review* 134, a299, (1964).
- (25) W.J. Miniscalco et al. *Optics Letters* Vol 16, No 4, (1991), pg 258-260.
- (26) B.J. Ainslie. *Journal of Lightwave Technology*, Vol 19, No 2, (1991), pg 220-227.
- (27) N. Kagi et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol 2, (1990) pg 559-561.
- (28) B.J. Ainslie. *Journal of Lightwave Technology*, Vol 19, No 2, (1991), pg 220-227.
- (29) B.J. Ainslie et al. *IEE Proc.*, Vol 137, (1990), pg 205-208.
- (30) P.M. Blixt et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol 3, (1991), pg 996-998.
- (31) R.B. Barthem et al. *Journal de Physique*, Vol 48, (1987), pg 379-38
- (32) W.J. Miniscalco. *Communication personnelle*.
- (33) R.I. Laming et al. *Optics Letters* Vol 13, (1988), pg 1084-1086.
- (34) T. Georges et al. *Proceedings of 3rd Topical meeting on Optical Amplifiers*, Santa Fe, paper WF4 (1992).
- (35) E. Delevaque et al. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol.5, No.1, (1993), pg 73-75.
- (36) P.F. Wysocki et al. *SPIE Boston Massachusset Septembre 1992*.
- (37) J.L. Wagener et al. *SPIE Boston Massachusset Septembre 1992*.
- (38) P. Le Boudec et al. *A paraître dans Optical and Quantum Electronics*.

CHAPITRE 2

Modélisation.

2.1 Introduction

Nous nous proposons dans ce chapitre de modéliser le fonctionnement des composants actifs à fibre qui sont présentés dans la suite de ce mémoire. Nous nous plaçons en premier lieu dans le cas d'un système à deux niveaux d'énergie. Après avoir posé le problème de la modélisation de la propagation simultanée de rayonnements en résonance avec le milieu dopé, nous proposons une solution analytique basée sur l'expression de la loi de conservation des flux de photons en entrée et en sortie du guide. Cette résolution est ensuite étendue aux cas des systèmes à trois et à quatre niveaux d'énergie.

Dans le paragraphe suivant, nous examinons les possibilités de ce modèle à prévoir le fonctionnement d'un amplificateur à fibre quand celui-ci travaille dans des régimes où l'émission spontanée amplifiée est responsable de la saturation du gain. Nous explorons ensuite le domaine de validité des hypothèses qui ont conduit à cette modélisation. Nous comparons les résultats obtenus avec le modèle proposé et un modèle utilisant une résolution numérique. Nous donnons enfin les clés permettant l'optimisation de quelques paramètres conduisant à la maximisation du gain de l'amplificateur.

Dans le troisième paragraphe, nous présentons la modélisation du comportement d'une source superluminescente à fibre. Nous validons cette modélisation en comparant les résultats obtenus avec ceux obtenus en utilisant un modèle numérique.

Dans le dernier paragraphe, nous avons cherché une solution analytique au comportement des lasers à fibre. Celui-ci permet de prévoir la longueur d'onde d'oscillation, le seuil, l'efficacité et d'optimiser les coefficients de réflexion des miroirs d'un laser à fibre.

2.2 Position du problème; notations.

Nous nous plaçons dans le cadre d'un système à deux niveaux d'énergie, et dans l'hypothèse que les populations des sous niveaux Stark sont en équilibre thermique. C'est à dire que nous considérons que les taux de pompage sont très petits devant le taux moyen de collisions inélastiques. La seconde hypothèse concerne la nature de

l'élargissement des raies que nous supposons homogène. Nous supposons en outre qu'il n'existe pas d'absorption par état excité dans la bande spectrale d'étude. Nous ne traitons pas en premier lieu des phénomènes de transferts d'énergie. La répartition des ions actifs dans la matrice est supposée aléatoire: pas de paires d'ions.

Dans ces conditions, nous pouvons écrire les équations aux vitesses et donner l'expression locale de l'évolution des rayonnements.

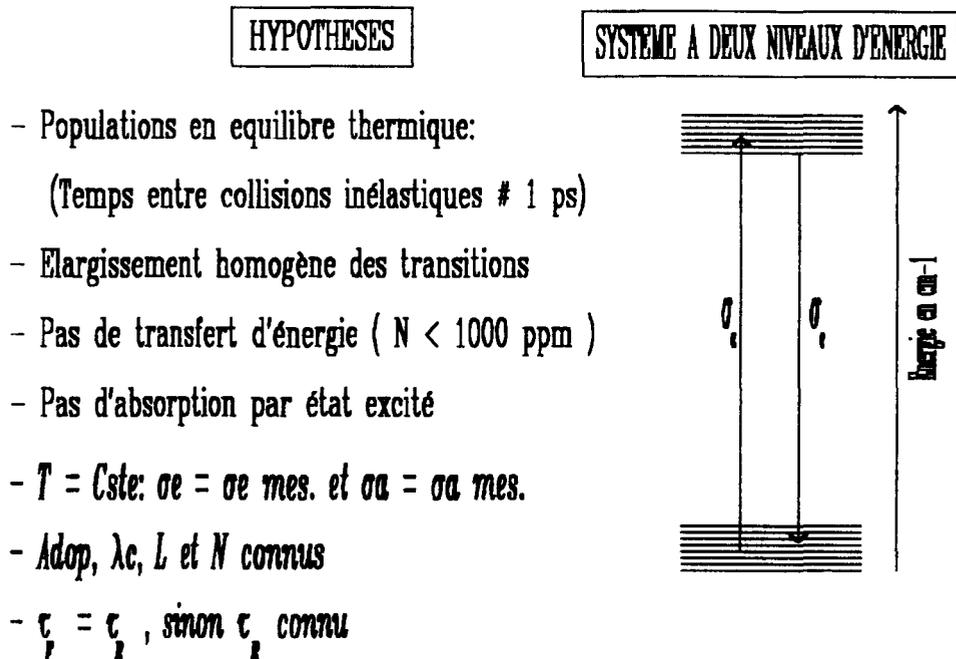


Figure 2 . 1 Hypothèses de travail utilisées pour la description de la propagation simultanée de plusieurs rayonnements en interaction résonante dans la description d'un système à deux niveaux d'énergie.

Equation aux vitesses.

L'évolution temporelle de la densité de population dans le niveau électronique supérieur est donnée par 2-1.

$$\frac{dN_2(r, \theta, z)}{dt} = \int_0^\infty \frac{\sigma_a(\nu)I(r, \theta, z, \nu)}{h\nu} d\nu N_1(r, \theta, z) - \int_0^\infty \frac{\sigma_e(\nu)I(r, \theta, z, \nu)}{h\nu} d\nu N_2(r, \theta, z) - \frac{N_2(r, \theta, z)}{\tau} \tag{2 - 1}$$

Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont notées $\sigma_a(\nu)$ et $\sigma_e(\nu)$ respectivement. $I(r, \theta, z, \nu)$ représente la densité spectrale d'intensité lumineuse à la fréquence ν et à la position r, θ, z exprimée dans un système de coordonnées cylindriques relié à la fibre, et τ la durée de vie du niveau supérieur. Cette écriture vaut pour les rayonnements de pompe et de signal. Le premier et le deuxième terme du membre de droite de l'égalité (2-1) représentent les contributions de l'absorption et de l'émission stimulée par le rayonnement d'intensité $I(r, \theta, z, \nu)$. Le dernier terme rend compte de l'émission spontanée.

Si le dopage en ions possède la symétrie de révolution, et dans le cas de propagations monomodes, il n'existe pas de dépendance angulaire des populations. Si de plus, le dopage est constant le long de la fibre,

$$N_2(r, \theta, z) = N_2(r, z) = N(r) - N_1(r, z) \quad (2 - 2)$$

où $N(r)$ représente la concentration d'ions par élément de volume.

Pour des fibres monomodes, les dépendances spatiales des densités spectrales d'intensité peuvent être mis sous forme du produit d'une composante longitudinale $I(\nu, z)$ et une composante transverse $\Phi_\nu^2(r)$. La fonction Φ est la fonction de Bessel représentant l'amplitude transverse du mode propre de propagation du champ à la fréquence ν .

En régime permanent, l'expression (2-1) devient:

$$N_2(r, z) = \frac{\int_0^\infty \frac{\sigma_a(\nu) I(z, \nu) \Phi_\nu^2(r)}{h\nu} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\sigma_a(\nu) I(z, \nu) \Phi_\nu^2(r)}{h\nu} d\nu + \int_0^\infty \frac{\sigma_e(\nu) I(z, \nu) \Phi_\nu^2(r)}{h\nu} d\nu + \frac{1}{\tau}} N(r) \quad (2 - 3)$$

Evolution de la densité spectrale de puissance.

L'évolution de la densité spectrale de puissance (signal ou pompe) le long du milieu amplificateur supposée sans perte est décrite par:

$$P(\nu, z) = I(\nu, z) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \Phi_\nu^2(r) r dr d\theta \quad (2 - 4 - a)$$

soit:

$$\frac{dP(\nu, z)}{dz} = I(z, \nu) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \{(\sigma_e(\nu) N_2(r, z) - \sigma_a(\nu) N_1(r, z)) \Phi_\nu^2(r)\} r dr d\theta \quad (2 - 4 - b)$$

et la densité spectrale d'émission spontanée amplifiée par:

$$\frac{dP_{ESA}^{\pm}(v,z)}{dz} = I_{ESA}^{\pm}(v,z) \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \pm \{(\sigma_e(v)N_2(r,z) - \sigma_a(v)N_1(r,z))\Phi_v^2 \pm 2hv \sigma_e(v)\Phi_v^2(r)N_2(r,z)\} r dr d\theta \quad (2-4-c)$$

Le troisième terme sous le signe intégral rend compte de la fraction d'émission spontanée captée par le guide dans les modes de propagations (ref 1) LP_{01} par unité de fréquence produite dans une longueur dz de fibre à la cote z . Ces équations peuvent encore s'écrire sous la forme:

$$\frac{1}{P(v,z)} \frac{dP(v,z)}{dz} = \{\sigma_{\gamma}(v) x(z)\Gamma'_v(z) - \sigma_a(v)\Gamma_v\} N \quad (2-5-a)$$

et

$$\frac{dP_{ESA}^{\pm}(v,z)}{dz} = \pm \{\sigma_{\gamma}(v) x(z)\Gamma'_v(z) - \sigma_a(v)\Gamma_v\} P_{ESA}^{\pm} \pm 2 \sigma_e(v) x(z)\Gamma'_v N \quad (2-5-b)$$

Les paramètres $x(z)$, Γ' et Γ ont les mêmes définitions que dans le paragraphe 1-2-2. Les équations (2-5) compte tenu de (2-2) et (2-3) n'ont pas de solution analytique. Une résolution numérique est nécessaire. Ce modèle sera pris comme référence par la suite.

Cette méthode présente les avantages de ne nécessiter aucune approximation supplémentaire et de calculer la densité spectrale d'émission spontanée amplifiée. En revanche, la résolution numérique n'est possible qu'en utilisant de puissants ordinateurs, et ne permet pas une approche qualitative aisée.

2.3 Expression analytique.

2.3.1 Description dans le cadre du système à 2 niveaux d'énergie.

Le modèle repose sur l'expression de la conservation des flux de photons en entrée et en sortie de la fibre (Figure 2-2).

$$\sum_i P_i^{in} = \sum_i P_i^{out} + P_{ESA} + P_{spont} \quad (2-6)$$

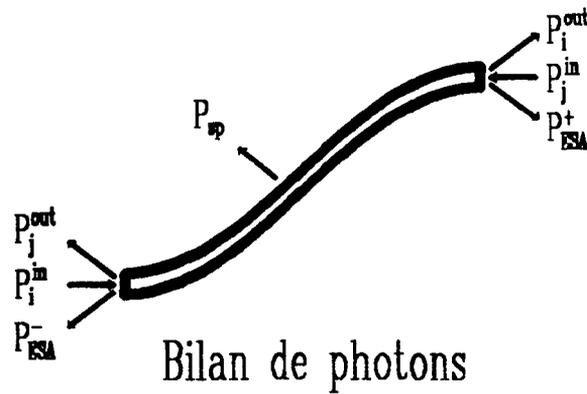


Figure 2. 2 Schéma de l'équilibre des flux de photons dans la fibre.

Dans cette expression, les pertes intrinsèques de la fibre sont négligées, P_i sont les nombres de photons par seconde de pompe ou de signal dans une bande $\Delta\nu$ centrée à la fréquence ν_i . La somme des photons d'émission spontanée amplifiée copropagative et contrapropagative vaut P_{ESA} . P_{spont} est la somme des photons d'émission spontanée non guidée (les relaxations non radiatives du niveau laser supérieur, quand elles existent, sont incluses dans ce terme).

Dans les fibres monomodes, la fraction d'émission spontanée captée par le guide est très petite devant 1. La négliger nous permet d'écrire:

$$P_{spont} = \frac{NA_d L}{\tau} x = K_{spont} x \quad (2-7)$$

x représente la fraction d'ions excités équivalente sur la section et moyennée sur la longueur de la fibre:

$$x = \frac{1}{L} \int_0^L x(z) dz \quad (2-8)$$

Les équations qui décrivent l'évolution des puissances de pompe et de signal sont formellement identiques: le gain total (ou la perte) à la fréquence ν_i déduites de (2-5-a) est:

$$g_i = \ln\left(\frac{P_i^{out}}{P_i^{in}}\right) = (\sigma_i^T \Gamma_i' x - \sigma_i^a \Gamma_i) NL \quad (2-9)$$

σ_i^T est la somme de la section efficace d'émission et d'absorption à la fréquence ν_i .

Dans la bande d'émission, le rapport $\theta_i = \Gamma'_i/\Gamma_i$ varie très peu avec la longueur d'onde. L'expression (2-7) donnant le gain peut être réécrite avec $x' = \theta_i x$:

$$g_i(x) = g'_i(x') + \delta g_i \quad (2-9bis)$$

où

$$g'_i(x') = (\sigma_i^T x' - \sigma_i^a) \Gamma_i N L$$

Le gain total approché g'_i ne dépend que de x' et des paramètres opto-géométriques de la fibre. Le fait d'assimiler $g(x)$ à $g'(x')$ qui peut sembler être une approximation grossière est en réalité assez bonne, puisque $\delta g_i = (\theta_i - \theta_i) \sigma_i^T x \Gamma_i N L$ est faible dans la bande d'émission et nulle pour λ_i par définition.

Pour accéder à une résolution analytique du problème, nous devons procéder à une évaluation des puissances d'ESA. Ceci est rendu possible si l'inversion de population est constante le long de la fibre, et vaut x' défini en (2-8). La puissance d'émission spontanée amplifiée P_{ESA} est facilement calculée après intégration de l'équation différentielle

$$\frac{dP_{ESA}^{\pm}}{dz} = \pm (\sigma_i^T x' - \sigma_i^a) \Gamma_i N P_{ESA}^{\pm} \pm 2\sigma_i^e x' \Gamma_i N$$

La puissance d'émission spontanée prend alors la forme simple:

$$P_{ESA}(x') = 2P_{ESA}^{+} + 2P_{ESA}^{-} = 4 \int_0^{\infty} (e^{g'_v(x')} - 1) \beta(\nu, x') d\nu \quad (2-10)$$

avec

$$\beta(\nu, x') = \frac{\sigma_i^e x' \Gamma_i N L}{(\sigma_i^T x' - \sigma_i^a) \Gamma_i N L} = \frac{\sigma_i^e x' \Gamma_i N L}{g'_i(x')}$$

Le facteur 4 avant le signe intégral traduit la prise en compte des deux directions de propagation, et des deux modes dégénérés de polarisation.

En injectant (2-10), (2-9) et (2-7) dans (2-6), nous obtenons une expression implicite en x' :

$$H(x') = \sum_i P_i^{in} \{e^{g'_i(x')} - 1\} + P_{ESA}(x') + K_{spont} x' = 0 \quad (2-11)$$

Le problème est donc ramené à la résolution de l'équation implicite $H(x')=0$. La valeur de x' , solution de l'équation (2-11) est ensuite utilisée dans l'équation (2-9) pour calculer le gain à la fréquence ν_i .

Les paramètres utiles pour ce modèle sont: α_ν , $g_\nu = \sigma_\nu^e \Gamma_\nu N$, AN/τ et la longueur de fibre L . $\alpha(\nu)$ est déterminée à l'aide d'une mesure d'atténuation spectrale dans la bande de l'erbium autour de 1.55 micron. Dans une petite longueur de fibre donnant un gain n'excédant pas 0.1 dB, la mesure des puissances d'ESA co et contra-propagative dans une bande spectrale comprise entre ν et $\nu + \Delta\nu$ vaut $2h\nu\Delta\nu g_\nu x' L$. Le "gain" g_ν est calculé à partir de la valeur de x' , déduite de l'absorption de la pompe (équation 2-7). La puissance de saturation et l'absorption petit signal peuvent être déterminées par des mesures de transmission (cf 1-2-1). Enfin la valeur de $AN/\tau = P_p^{sat} \alpha_p$ est déduite des mesures précédentes.

2.3.2 Extension au système à 3 niveaux d'énergie.

Dans un système à trois niveaux d'énergie, le niveau électronique dans lequel sont portés les ions par le rayonnement de pompe est supposé instable: c'est à dire que le temps de vie de ce niveau est très petit devant, le taux de pompage et le temps de vie du niveau électronique métastable. La fraction de population dans le niveau instable est donc supposée nulle. Ce cas de figure est applicable aux composants à fibre de silice dopée aux ions d'erbium, utilisant une radiation à la longueur d'onde de 980 nm comme moyen de pompage.

Ceci se traduit par une modification de l'expression donnant le gain (ici la perte) total g_p à la fréquence de pompe ν_p . La relation (2-9) devient:

$$g_p = -\sigma_p^a (1 - x) \Gamma_p N L \quad (2 - 12)$$

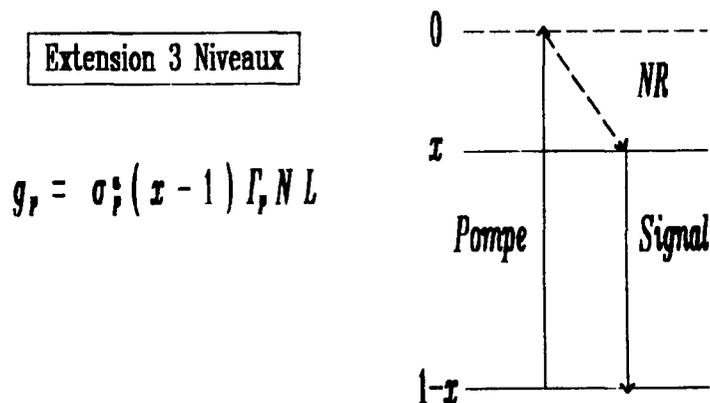


Figure 2 . 3 Processus d'absorption et d'émission dans un système à trois niveaux d'énergie.

2.3.3 Extension au système à 4 niveaux d'énergie.

Dans le système à quatre niveaux d'énergie, le niveau supérieur de la transition correspondant à l'absorption de la pompe et le niveau inférieur de la transition en résonance à la fréquence du signal sont supposés instables. La fraction de population dans ces deux niveaux est supposée nulle.

Les expressions qui expriment le gain total à la fréquence de pompe et de signal prennent alors les formes suivantes:

$$g_p = - \sigma_p^a (1 - x) \Gamma_p N L \quad (2 - 13)$$

et

$$g_s = \sigma_s^e x \Gamma_s N L \quad (2 - 14)$$

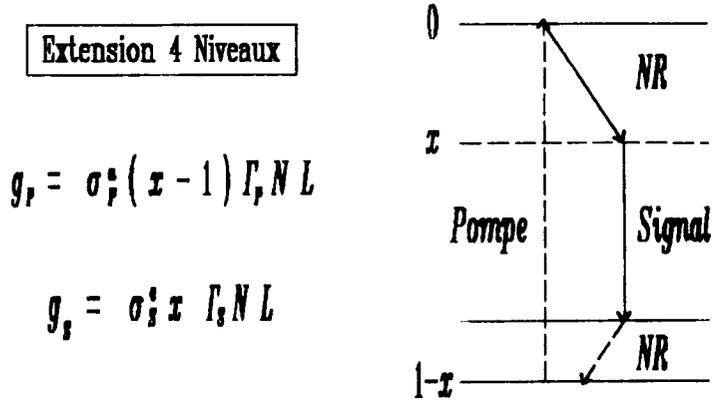


Figure 2 . 4 Processus d'absorption et d'émission dans le cas d'un système à quatre niveaux d'énergie.

2.4 Modélisation analytique d'un amplificateur à 1.55 micron.

2.4.1 Modèle analytique d'amplificateur saturé.

De nombreuses équipes se sont intéressées à la modélisation de l'amplification dans une fibre dopée erbium. Le modèle de base reste cependant le même (ref 2-4). Des modifications ont été apportées pour étudier l'influence de la géométrie de la fibre (ref 4-7) et d'une absorption par état excité de la pompe (ref 8,9).

L'amplificateur est une fibre dopée par des ions erbium sous forme trivalente (Er^{3+}) dans laquelle des rayonnements de pompe et de signal se propagent. Ces rayonnements peuvent être injectés par la même extrémité du guide ou non.

L'erbium est considéré comme un système à deux niveaux: le niveau fondamental $^4I_{15/2}$ et le niveau supérieur, $^4I_{13/2}$ (Figure 2-1). Cette hypothèse signifie que les autres niveaux existent (notamment pour l'absorption de la pompe), mais que leur population est négligée: leur durée de vie est très petite devant celle du niveau supérieur du laser.

Dans les fibres de silice, les niveaux excités supérieurs au $^4I_{13/2}$ se désexcitent très rapidement et non radiativement sur celui-ci. Dans le cas des fibres de verre fluoré, d'autres niveaux métastables existent.

Le modèle présenté s'applique aux amplificateurs à fibre de silice pompés à 1480, 980 nm, et aux amplificateurs à fibre de verres fluorés pompés à 1480 nm. Un pompage présentant une absorption par état excité sera abordé lors de l'étude de l'amplificateur pompé à 800 nm (cf. chapitre 3). La désexcitation du $^4I_{13/2}$ est supposée essentiellement radiative. L'importance de cette hypothèse et son rôle quant à la normalisation des sections efficaces ont été discutés au chapitre précédent 1-3. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ sont séparés d'environ 6500 cm^{-1} .

La prise en compte des pertes intrinsèques du guide dans la modélisation fera l'objet de l'annexe A1.

Les phénomènes physiques utilisés sont: l'absorption résonnante, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Les mécanismes de transfert d'énergie (cf. chapitre 1 paragraphe 1-5) entre ions seront introduits en annexe A2.

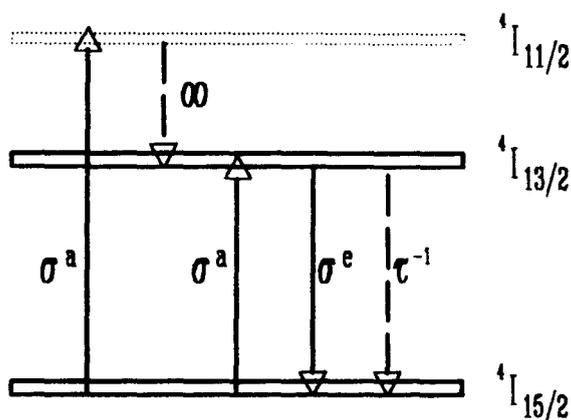


Figure 2.5 niveaux d'énergie de l'erbium

Dans ce même paragraphe, nous avons également observé l'importance de la température sur la détermination expérimentale des sections efficaces. Les sous-niveaux Stark sont supposés peuplés thermiquement suivant une distribution de Boltzmann. Cette répartition est supposée invariante: c'est à dire que nous supposons qu'il n'existe pas de variation de la température, et que le taux de pompage est toujours très petit devant le taux de collisions inélastiques ($R = P_p/\tau P_{sat} \ll \tau_{inel}^{-1}$).

Nous décrivons dans cette partie une méthode analytique qui calcule le gain d'un AFDE pour différentes configurations de pompage (co- ou contrapropagative) et de signal (multiplexage). Les écarts entre les résultats obtenus avec ce modèle et le modèle numérique sont toujours inférieurs à 1.5 dB. Dans ce modèle, l'ESA est prise en compte. Le cas des AFDE saturés par leur ESA (gains ≥ 40 dB) est donc traité. Le comportement dynamique n'est pas abordé, mais pourrait l'être assez facilement.

Le modèle requiert la connaissance des paramètres optogéométriques de la fibre (diamètre de coeur, ouverture numérique, longueur), des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'erbium aux longueurs d'ondes utiles et du temps de vie du niveau métastable. Ces sections efficaces sont accessibles par des mesures d'absorption et d'émission effectuées sur la fibre (cf 1-3, 1-4).

Le problème de la modélisation du fonctionnement d'un amplificateur consiste à résoudre l'équation implicite (2-11): $H(x') = 0$. La valeur de x' obtenue est ensuite utilisée dans l'équation (2-9) pour calculer le gain à la fréquence ν_i . Soit:

$$H(x') = \sum_i P_i^{in} \{ e^{g'_i(x')} - 1 \} + P_{ESA}(x') + K_{spont} x' = 0$$

$$g'_i(x') = (\sigma_i^T x' - \sigma_i^e) \Gamma_i NL$$

Négliger P_{ESA} dans l'équation (2-11) rend le modèle équivalent au modèle présenté dans la référence 11.

2.4.2 Exploration du domaine de validité.

L'avantage principal de cette formulation est qu'elle permet le calcul du gain d'un amplificateur à l'aide d'un micro-ordinateur avec des temps de calculs raisonnables de quelques secondes. C'est appréciable lors d'une étude d'amplification en cascade. Le second avantage est lié à l'aspect simplifié de la modélisation, qui permet une approche qualitative aisée: une meilleure compréhension des phénomènes en jeu dont la saturation. Un dernier avantage concerne la simplification de la caractérisation de la fibre.

En écrivant l'équation intermédiaire $H(x'') + \delta P = 0$, avec $x'' = x' + \Delta x'$, nous évaluons l'erreur sur le paramètre d'inversion x' comme: $\Delta x' = \delta P / (dH/dx')$, avec (cf équations 2-11).

$$\delta P = \delta P_{ESA} + \delta P_{\Gamma}$$

$$\delta P_{\Gamma} = K_{spont} (1 - \theta_s) x + \sum_i P_i^{out} (e^{\delta g_i} - 1)$$

δP_{ESA} est la différence entre l'ESA "réelle" et celle évaluée par le modèle.

L'écart répercuté sur le gain est $\Delta g_i = (dg_i/dx')\Delta x' + \delta g_i$. Par définition, pour la longueur d'onde de signal prise en référence ν_s , δg_s est nul. Pour les autres longueurs d'ondes, δg_i est très petit devant le premier terme. L'écart sur le gain comparé à celui calculé avec le modèle numérique vaut:

$$\Delta g_s = \frac{\delta P}{P_s^{sat} \left(1 + \sum_i \frac{P_i^{out}}{P_i^{sat}}\right) + \frac{1}{\sigma_s^T \Gamma_s NL} \frac{dP_{ESA}^{ana}}{dx'}} \quad (2-15)$$

Lorsque l'émission spontanée est négligée: $\delta P_{ESA} = P_{ASE}$, le modèle équivaut à celui de la référence 11. L'émission spontanée amplifiée peut être négligée tant que le gain est faible: l'erreur sur le gain reste inférieure à 0.5 dB si $P_{ESA} < 0.2P_s^{sat}$. Cette condition peut être exprimée par:

$$G \leq \frac{A}{20\beta\Delta\nu\sigma_s^T\Gamma_s} = A\omega_s^2 \quad (2-16)$$

ω_s est le rayon du mode en microns et $\Delta\nu$ la bande d'émission et $A \simeq 1\mu m^2$. Cette limite est donnée pour un amplificateur à sa longueur optimale, et doit être révisée à la baisse quand la fibre dépasse cette longueur.

L'ESA peut être négligée si le signal lui est largement supérieur (typiquement 5 fois), soit quand:

$$P_s^{in} \geq B\Delta\nu \quad (2-17)$$

Où $B \simeq 20mW.s$. Ceci conduit à une puissance optique d'environ -18 dBm.

En dehors de ces limites, l'ESA ne peut plus être négligée sans provoquer de fortes erreurs sur la valeur du gain.

La fiabilité du modèle présenté a été testée sur un amplificateur pompé à 1475 nm, à longueur optimale. La longueur d'onde de signal est 1544 nm pour deux puissances de signal en entrée: -20 et -70 dBm. La fibre de verre fluoré est dopée à 1100 ppm en erbium sur un coeur de 2.75 μm de rayon. La longueur d'onde de coupure du second mode est 1.37 μm (ref 10). Pour une puissance de pompe de 80 mW, le gain dépasse 40 dB.

La contribution de δP_T à l'erreur sur le gain: $\delta = |\delta P_T|/(|\delta P_T| + \delta P_{ESA})$ devient négligeable dans les régimes de forts gains (fig 2-6). L'écart entre l'ESA "analytique" et l'ESA "réelle" tend à se stabiliser à une valeur de 30 % pour une configuration petits signaux. Le gain dans ces conditions est donné à 1.5 dB en excès. Cet écart diminue en augmentant la puissance de signal en entrée.

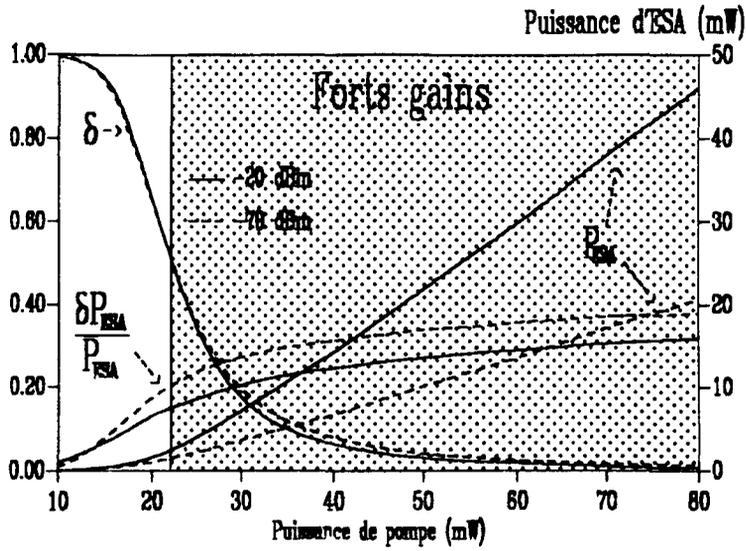


Figure 2 . 6 Puissance totale d'ESA: échelle de droite. Erreur relative sur l'approximation des facteurs de recouvrement δ (échelle de gauche). Les courbes en pointillés sont pour une puissance de signal en entrée de -20 dBm et les courbes continues -70 dBm. La zone ombrée correspond au domaine de forts gains: l'ESA sature le gain.

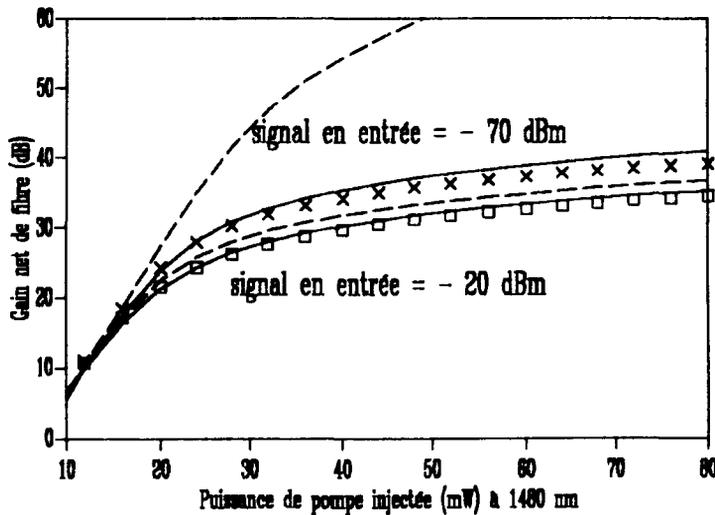


Figure 2 . 7 Courbes de gain en fonction de la puissance de pompe (à 1480 nm), pour deux puissances de signal. Le gain est calculé à la longueur d'onde de 1544 nm avec: le modèle "numérique" (croix pour -70 dBm et carrés pour -20 dBm); le modèle pour lequel l'ESA est négligée (courbes en pointillés) et le modèle présenté (courbes continues).

Pour l'amplificateur décrit ci dessus, le gain en fonction de la puissance de pompe pour des puissances de signaux de -70 et -20 dBm est calculé. Les résultats de ces calculs sont portés dans la figure 2-7. Les valeurs de gain calculées avec le modèle pour lequel aucune approximation n'a été effectuée sont représentées par les symboles. Le modèle proposé dans ce chapitre conduit aux résultats illustrés par les courbes continues. Et les courbes en pointillés se rapportent aux calculs effectués avec le modèle de la référence 11, dans lequel l'ESA est négligée.

Nous avons comparé les valeurs de gains obtenus pour une puissance de pompe en entrée de 30 mW dans la bande de gain de l'amplificateur. Les calculs sont effectués pour des puissances de signaux en entrée de -50, -20, -7 et 3 dBm. Les symboles de la figure 2-6 sont les valeurs de gains obtenues avec le modèle pour lequel aucune approximation n'est effectuée. Les courbes représentent les abaques de gain obtenus avec le modèle analytique proposé.

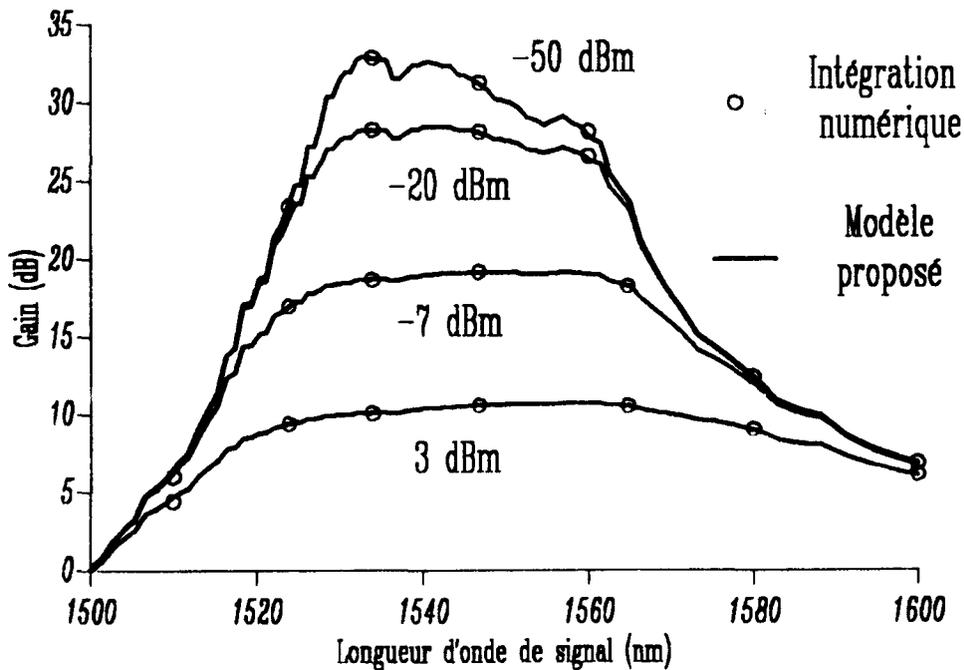


Figure 2 . 8 Evolution du gain calculé avec la longueur d'onde de signal. Les calculs sont effectués avec le modèle "numérique" (symboles) et le modèle proposé (courbes). Les puissances de signal pour lesquelles sont faits ces calculs sont: -70, -20, -7 et 3 dBm.

2.4.3 Optimisation des paramètres.

Le second intérêt de cette modélisation concerne l'optimisation des paramètres opto-géométriques de la fibre. Une autre application intéressante, est liée à l'application du modèle lors d'amplifications en cascade.

La simplicité de la formulation du comportement de l'amplificateur permet d'aborder quantitativement le problème de l'optimisation géométrique de la fibre. Tous les termes employés dans cette discussion, ont été définis au paragraphe (2-2-2). x' défini dans ce paragraphe sera noté x par souci de simplification. La discussion repose sur l'observation du signe de la variation de l'équation $H(x)$ définie en (2-11) par rapport à un paramètre Y qui désignera le paramètre à optimiser pour obtenir un gain maximum (cf. équation 2-9). Dans cette expression le paramètre X est égal à Γ, NL .

l'équation (2-11) nous permet d'écrire:

$$\frac{dH}{dY} = \left(\frac{\partial H}{\partial Y} \right)_x + \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial Y} = 0$$

En remarquant qu'il peut être facilement montré que:

$$\frac{\partial H}{\partial x} \geq 0$$

et que d'après (2-11), si Γ, NL reste constant, il s'en suit les équivalences:

$$\frac{\partial x}{\partial Y} \geq 0 \Leftrightarrow \left(\frac{\partial g_s}{\partial Y} \right)_{\Gamma, NL} \geq 0 \Leftrightarrow \left(\frac{\partial H}{\partial Y} \right)_{\Gamma, NL} \leq 0$$

Ceci revient à dire que minimiser H conduit à maximiser g_s , quand Γ, NL est gardé constant.

Nous pouvons écrire des équations de la variation de H , avec cette fois ci Y constant, par rapport à $X = \Gamma, NL$. Cette opération consiste à optimiser la longueur de la fibre.

Les deux opérations menées suivant une procédure itérative conduisent à l'optimisation des paramètres X et Y : de la longueur de la fibre et de Y . Pour les valeurs optimales X_{opt} et Y_{opt} nous avons:

$$\frac{\partial H}{\partial X} = \varepsilon \text{ et } \frac{\partial H}{\partial Y} = \varepsilon'$$

Pour des valeurs extrêmes de X et Y , ε et ε' seront minimum, ou nuls.

La variable Y sera le rayon de la section dopée a , puis la fréquence normalisée V à X fixé.

Etude de la variation du rayon de la section dopée. $Y = a$ (X fixé).

La diminution du rayon de la section dopée provoque une augmentation du rapport entre le facteur de recouvrement du mode en intensité du signal Γ , et l'aire dopée A , car la fonction Φ est maximale au centre.

Ceci se traduit par:

$$\frac{d}{da} \left(\frac{\Gamma_v}{A} \right) \leq 0 \quad (2-18)$$

La variation du rapport Γ_v/Γ_s doit être séparée en deux domaines de variation:

$$\begin{aligned} \lambda \geq \lambda_s & \quad \frac{d}{da} \left(\frac{\Gamma_v}{\Gamma_s} \right) \geq 0 \\ \lambda \leq \lambda_s & \quad \frac{d}{da} \left(\frac{\Gamma_v}{\Gamma_s} \right) \leq 0 \end{aligned} \quad (2-19)$$

Remarquons que la longueur d'onde de pompe se situe toujours dans le deuxième cas.

D'après (2-11),

$$\left(\frac{\partial H}{\partial a} \right)_x = \frac{\partial P_p^{out}}{\partial a} + \frac{\partial P_{ESA}}{\partial a} + \frac{\partial P_{spont}}{\partial a} \quad (2-20)$$

car à $\Gamma_s NL$ constant,

$$\left(\frac{\partial P_s^{out}}{\partial a} \right)_x = 0$$

La variation de l'émission spontanée amplifiée est déduite de l'équation (2-10) et vaut:

$$\frac{\partial P_{ESA}}{\partial a} = 4\Gamma_s x NL \int_v \sigma_v^e e^{g_v(x)} \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{\Gamma_v}{\Gamma_s} \right) dv \quad (2-21)$$

La puissance d'émission spontanée rayonnée dans toutes les directions varie comme:

$$\frac{\partial P_{spont}}{\partial a} = \frac{\Gamma_s NL}{\tau} \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{A}{\Gamma_s} \right) \geq 0 \quad (2-22)$$

et la puissance de la pompe en sortie comme:

$$\frac{\partial P_p^{out}}{\partial a} = P_p^{out} (\sigma_p^T x - \sigma_p^a) \Gamma_s NL \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_s} \right) \geq 0 \quad (2-23)$$

Dans l'expression (2-23) le terme $\sigma^T x - \sigma^a$ est négatif pour le rayonnement de pompe: dans le cas contraire, il ne serait pas possible d'obtenir une inversion de population. Une première hypothèse consiste à négliger la variation sur la puissance d'ESA. Ceci conduit à une valeur positive de (2-20): un confinement de la section dopée va dans le sens de la maximisation du gain.

Lorsque l'amplificateur est saturé par l'ESA, celle-ci ne peut plus être négligée. Nous devons alors considérer deux cas de figure:

L'équation (2-21) reste positive tant que la longueur d'onde considérée reste inférieure à une longueur d'onde de signal λ_0 pour laquelle (2-21) est nulle. L'équation (2-20) restera quant à elle positive jusqu'à une valeur de longueur d'onde de signal λ_1 supérieure à λ_0 et déterminée en fonction des paramètres de l'amplificateur: x, P_p, L, N, \dots

En conclusion, Ceci revient à dire que le confinement de la région dopée tend bien à maximiser le gain pour les longueurs d'onde de signal les plus courtes. Pour les grandes longueurs d'ondes de signal, la diminution du confinement peut dans certains cas faire chuter le gain. En effet, le confinement favorise l'ESA dans la région spectrale correspondant aux courtes longueurs d'onde. Cette ASE sature le gain dans toute la bande spectrale.

Il n'est pas tenu compte dans cette optimisation de l'influence d'autres phénomènes qui pourraient survenir. En effet, les problèmes liés au transfert d'énergie et désexcitation non radiative (cf 1-2-1) détermineront la concentration locale maximale permise. La concentration maximale N_{\max} est de l'ordre de 1000 ppm. Nous devons considérer que $N < N_{\max}$. D'autre part, $\sigma^e \Gamma N L > g_s \gg \alpha_0 L$ où α_0 représente les pertes intrinsèques du guide. Ceci nous donne une limite inférieure du facteur de confinement:

$$\Gamma \gg \frac{\alpha_0}{\sigma^e N_{\max}}$$

Optimisation de la fréquence normalisée V (X fixé).

Après avoir optimisé la section de dopant, nous allons voir comment doit être optimisée la géométrie de la fibre. Cette optimisation est étudiée pour une valeur constante de la différence d'indice Δn dans une fibre à saut d'indice. La différence d'indice étant limitée par des problèmes liés à la fabrication ou à des problèmes de connectique.

La relation liant la fréquence normalisée V et le rayon du coeur de la fibre r_c est:

$$\frac{V}{r_c} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{2n\Delta n} = K_\lambda$$

Le problème consiste à trouver le meilleur compromis de la valeur de V/r_c à K_λ constant. La dérivée totale par rapport à V prend alors la forme:

$$\left(\frac{d}{dV} \right)_{K_\lambda} = \left(\frac{\partial}{\partial V} \right)_{K_\lambda} + \frac{1}{K_\lambda} \frac{\partial}{\partial r_c}$$

Comme dans l'expression (2-20), la variation de H par rapport à V est la somme des variations des composantes de H. soit:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial V} \right)_{\Gamma_s NL} = \frac{\partial P_p^{out}}{\partial V} + \frac{\partial P_{ESA}}{\partial V} + \frac{\partial P_{spont}}{\partial V} \quad (2 - 25)$$

Nous supposons que la section dopée se réduit à une distribution de Dirac en dopant. Le rapport entre le facteur de recouvrement en intensité du mode sur la section dopée prend la forme simplifiée dans l'approximation d'une répartition gaussienne du mode de champ. Si ω désigne le rayon du mode, alors

$$\frac{\Gamma}{A} = \frac{4}{\pi\omega^2} \quad (2 - 26)$$

La contribution de la variation de la puissance de pompe en sortie de l'amplificateur est donnée par (cf equation 2-9):

$$\frac{\partial P_p^{out}}{\partial V} = 2g_p P_p^{out} \left(\frac{1}{\omega_s} \frac{d\omega_s}{dV} - \frac{1}{\omega_p} \frac{d\omega_p}{dV} \right) \quad (2 - 27)$$

La dérivée partielle de l'émission spontanée rayonnée est (cf equation 2-7):

$$\frac{\partial P_{spont}}{\partial V} = 2 \frac{A_d NL}{\tau} \times \frac{1}{\omega_s} \frac{d\omega_s}{dV} \quad (2 - 28)$$

et la dérivée partielle de P_{ESA} vaut (cf equation 2-10):

$$\frac{\partial P_{ESA}}{\partial V} = 4 \int_v \sigma_v^e \Gamma_v NL 2 \left(\frac{1}{\omega_v} \frac{\partial \omega_v}{\partial V} - \frac{1}{\omega_s} \frac{\partial \omega_s}{\partial V} \right) dv \quad (2 - 29)$$

Le rayon du mode à la longueur d'onde λ s'exprime en fonction de la fréquence normalisée et le rayon du coeur (ref.12).

$$\omega_\lambda = \frac{r_c}{\sqrt{\log V_\lambda}}$$

Donc compte tenu de (2-24),

$$\frac{1}{\omega_\lambda} \frac{d\omega_\lambda}{dV} = \frac{1}{V_\lambda} \left(1 - \frac{1}{2 \log V_\lambda} \right) \quad (2 - 30)$$

Si l'émission spontanée est négligée, et en posant $v = \log V_p$, $\delta = \log V_p/V_s$, et $r = g_p \tau P_p^{out} / ANLx$, le signe de la variation de H par rapport à V est donné par:

$$- \text{signe} \left(\frac{\partial H}{\partial V} \right) = \text{signe} \left(-2v^2 + (1 + 2\delta)v + \delta \frac{r e^{-\delta}}{1 + r(1 - e^{-\delta})} \right) \quad (2 - 31)$$

Il existe un optimum de la valeur de V. La valeur limite pour laquelle la dérivée partielle de H est nulle est V_{opt} . Cette valeur de la fréquence normalisée correspond à l'optimum. Il faut cependant reconsidérer cette valeur pour se trouver dans les conditions de propagation monomode du rayonnement de pompe. Soit $V_p \leq 2.405$. Ceci dans le cas d'un pompage à 980 nm. Lorsque $\lambda_p = 1480$ nm, $\delta \ll 1$ et $v \simeq 1/2 + \delta(1 + r)$. Il existe donc une valeur optimale de V à déterminer en fonction des différents paramètres de l'amplificateur.

Si la variation de l'émission spontanée amplifiée n'est plus négligée, nous devons, comme dans le cas de l'optimisation de la section dopée, étudier deux domaines de variations suivant le signe et le module de la variation de $\partial P_{ESA} / \partial V$. Dans le cas où $\lambda < \lambda_s$, la valeur de V_{opt} sera augmentée. Dans le cas contraire, V_{opt} sera diminuée.

Amplification en ligne.

Nous avons vu que les approximations faites pour arriver à une expression analytique ne permettaient plus une détermination correcte de l'émission spontanée amplifiée. Cependant, lors de la modélisation d'une amplification en cascade, l'erreur sur l'émission spontanée amplifiée, calculée avec le modèle analytique, et celle calculée avec le modèle numérique sans hypothèse supplémentaire, tend à s'annuler. Les simulations sont faites sur une cascade de dix amplificateurs, identiques à celui présenté au début du paragraphe avec 15 dB de pertes entre deux amplificateurs. Il est supposé que l'émission spontanée amplifiée contrapropagative est stopée par un isolateur optique en sortie de chaque amplificateur et qu'aucun signal n'est injecté en entrée du premier.

Nous avons représenté sur la figure 2-9, les spectres d'ESA après le sixième et le dixième amplificateur. Les tirets sont les résultats des calculs effectués avec le modèle pour lequel aucune approximation n'a été effectuée. Les spectres d'ESA calculé avec le modèle présenté sont représentés par les courbes continues. La figure 2-9 montre l'accord entre les spectres d'ESA après le sixième et le dixième amplificateur. Seuls des écarts entre les deux modélisations existent dans les ailes du spectre, soit 35 dB en dessous du pic et par conséquent négligeables. Les résultats entre les deux méthodes de calcul sont proche dès le sixième amplificateur.

Ce résultat s'explique par le fait que c'est précisément l'ESA qui est responsable de la saturation des amplificateurs et en détermine le gain.

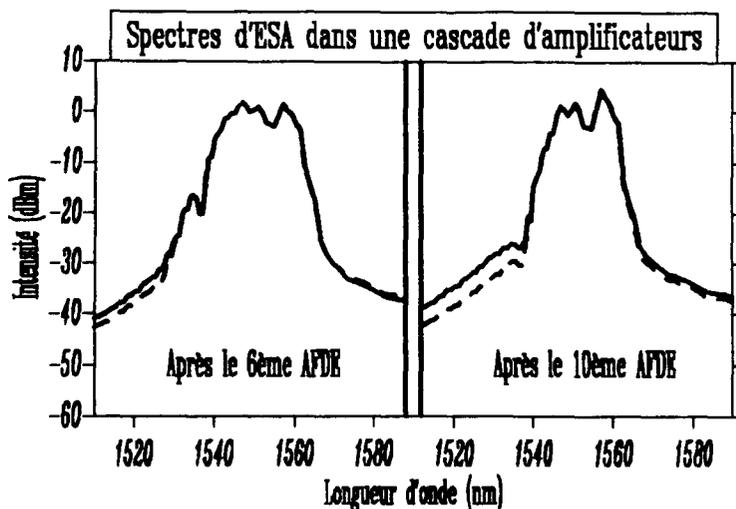


Figure 2.9 Spectres d'ESA copropagative calculés avec le modèle numérique (tirets) et le modèle présenté (courbes continues). La figure de gauche représente ces spectres après le sixième amplificateur dans une ligne. La figure de droite présente ces spectres après le dixième amplificateur.

2.5 Modélisation analytique de la source superluminescente à fibre.

Le modèle proposé pour la modélisation du comportement d'une source superluminescente est identique à celui présenté dans le paragraphe précédent. La différence réside dans l'absence de signal à amplifier et de la prise en compte du miroir R à une extrémité de la fibre qui assure un double passage à l'ESA (cf. chapitre 4). L'hypothèse clé de ce modèle consiste à supposer que la fraction d'inversion de population x est constante le long de la fibre.

La loi de conservation de l'énergie exprimée en flux de photons s'écrit:

$$P_p^{in}(e^{g_p(x)} - 1) + P_{ESA}^+(L) + P_{ESA}^-(0) + P_{spont} = H(x) = 0 \quad (2 - 32)$$

avec

$$P_{ESA}^-(0) = \int_0^\infty (1 - R) 2\beta(\nu, x)(e^{g_\nu(x)} - 1) d\nu$$

et

$$P_{\text{SA}}(L) = \int_0^{\infty} 2\beta(v, x)(e^{g_v(x)} - 1)(Re^{g_v(x)} + 1)$$

Les autres termes ont été définis précédemment. Les introductions des pertes et des paires d'ions sont présentés en annexes A1 et A2. La solution du problème consiste à résoudre l'équation 2-32.

Nous avons appliqué ces calcul au cas d'une source superluminescente à fibre de silice dopée aux ions d'erbium (cf. chapitre 4). La source est constituée d'un coupleur sélectif en fréquence auquel est connecté 25 mètres de fibre dont les caractéristiques sont: un rayon de coeur de 1.1 micron, pour une différence d'indice de $30 \cdot 10^{-3}$. Le coeur de la fibre est dopée en ions d'erbium à une concentration de 440 ppm poids. L'extrémité du "bras signal" du coupleur est plaqué à un miroir dont le coefficient de réflexion est 99% dans la bande d'émission de l'erbium autour de $1.55 \mu\text{m}$. Nous avons comparé les résultats de calculs effectués avec ce modèle et ceux donnés par un modèle dans lequel aucune approximation n'est effectuée, mais nécessitant une résolution numérique. Nous avons comparé les puissances de signaux en fonction de la puissance de pompe. Dans la figure 2-10, les symboles illustrent les calculs faits avec le modèle sans approximation, et les courbes se rapportent aux calculs effectués avec le modèle proposé. Les écarts n'excèdent pas 4%.

Nous avons fait varier dans les modélisations le coefficient de réflexion du miroir R. Les intensités spectrales pour une configuration de source donnée, avec un coefficient de 100, 50 et 20% sont représentées dans la figure 2-11. Les calculs faits avec le modèle numérique apparaissent en tirets. On voit que la solution analytique permet la modélisation jusqu'à une valeur du coefficient de réflexion du miroir de 20%. Lors d'une configuration "simple passage", le problème est à reconsidérer.

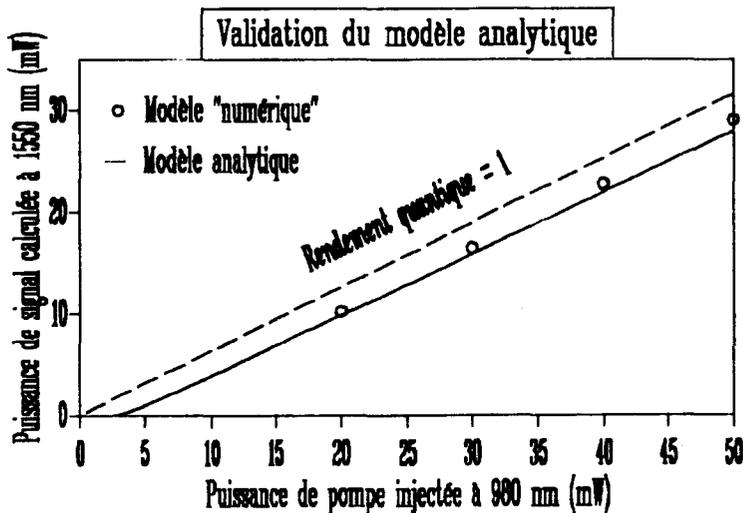


Figure 2 . 10 Courbes théoriques de l'évolution de la puissance de signal d'une source superluminescente en fonction de la puissance de pompe. Les résultats obtenus avec le modèle analytique présenté (courbes) sont comparés à ceux obtenus avec un modèle pour lequel aucune approximation n'a été faite (symboles). La longueur de fibre est de 20 m

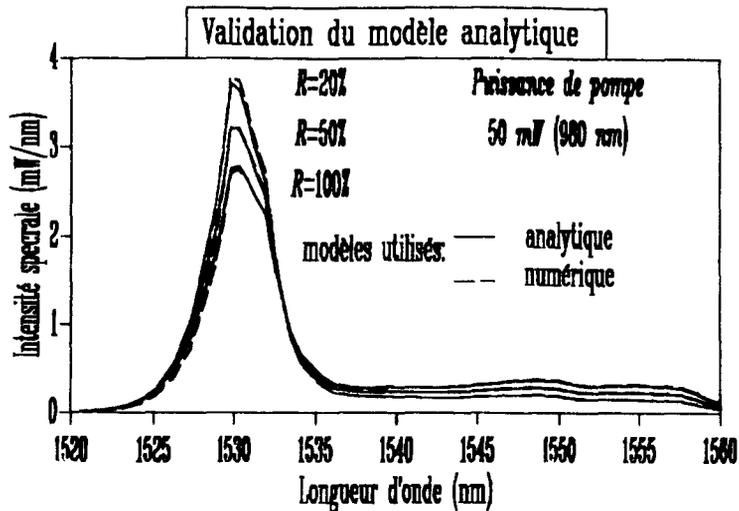


Figure 2 . 11 Comparaison entre les intensités spectrales obtenues avec le modèle présenté, et celles obtenues avec le modèle pour lequel aucune approximation n'a été effectuée.

2.6 Modélisation analytique des lasers à fibre.

2.6.1 Introduction.

Le modèle repose sur les mêmes hypothèses que celui présenté lors de l'étude de l'amplification à $1.55 \mu m$. L'hypothèse clé est que l'inversion de population est supposée constante le long de la fibre. Cette approximation est moins grossière que si la puissance de pompe est maintenue constante le long du milieu amplificateur (ref 13). Ce modèle n'a pas fait l'objet d'une communication en raison d'une similitude certaine avec le modèle présenté dans l'article de la référence 14. La démarche reste cependant originale et nous pensons que ses possibilités ne sont pas encore pleinement exploitées.

2.6.2 Modélisation analytique d'un laser à fibre dopée.

Comme dans le cas de l'amplificateur, nous pouvons écrire la loi de conservation des flux de photons (2-33). Nous avons supposé qu'il n'existait aucune perte supplémentaire. Leur prise en compte dans ce modèle ne présente pas de difficulté particulière (annexe A1). Les paires d'ions peuvent aussi être incluses dans cette modélisation (annexe A2).

$$P_p^{in}(e^{g_p(x)} - 1) + P_{s+}^{out} + P_{s-}^{out} + P_{spont} = H(x) = 0 \quad (2-33)$$

Ici l'émission spontanée amplifiée est négligée. $P_{s\pm}^{out}$ sont les flux de photons du laser infra rouge dans les directions copropagative et contrapropagative. Les autres grandeurs ont les mêmes définitions que dans le paragraphe 2-3.

La puissance de signal en sortie est une fonction analytique du taux d'inversion de population x . La condition sur un aller et retour dans la cavité nous donne:

$$e^{2g_s(x)} R_1 R_2 = 1 \quad (2-34)$$

où

$$g_s(x) = (\sigma_p^s(x) - \sigma_a^s(1 - x))\Gamma_s NL$$

représente le gain en simple passage à la longueur d'onde signal. L'équation (2-34) fixe le taux d'inversion de population:

$$x = - \frac{\ln(\sqrt{R_1 R_2})}{\sigma_T^s \Gamma_s NL} + \frac{\sigma_a^s}{\sigma_T^s} \quad (2-35)$$

La valeur de x déterminée est injectée dans l'équation (2-33). Nous obtenons alors l'équation caractéristique du laser (2-36).

$$P_{s+} = P_p^{in} \frac{(1 - e^{g_p(x)})}{(1 + \frac{(1 - R_1)}{(1 - R_2)} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}})} - \frac{ANL}{\tau} \frac{x}{(1 + \frac{(1 - R_1)}{(1 - R_2)} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}})} \quad (2-36)$$

Où P_{s-} a été exprimée en fonction de P_{s+} par:

$$P_{s-} = P_{s+} \left(\frac{(1 - R_1)}{(1 - R_2)} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \right) \quad (2-37)$$

La puissance de seuil est calculée avec (2-38).

$$P_{seuil} = \frac{\frac{ANL}{\tau} x}{(1 - e^{g_p(x)})} \quad (2-38)$$

La fréquence d'oscillation correspond à la fréquence pour laquelle le seuil (ou l'inversion de population) est le plus bas.

Ce modèle de conception simple permet l'optimisation du miroir de sortie, lorsque la fréquence d'oscillation est fixée par des miroirs sélectifs (réseaux de Bragg photo-inscrits par exemple). Le miroir R_2^{opt} donnant le maximum de puissance est déterminé par l'équation (2-39).

$$\left(\frac{d}{dR_2} (P_s) \right)_{R_2 = R_2^{opt}} = 0 \quad (2 - 39)$$

2.6.3 Applications aux cas des lasers erbium et ytterbium.

Longueur d'onde d'oscillation du laser à fibre dopée Er3+

La bande d'émission de l'erbium s'étend sur plus de 30 nm soit près de 4 THz. Il est donc possible d'observer une émission laser entre 1520 et 1560 nm. Les formes des sections efficaces dans cette gamme de longueurs d'onde (cf. figure 1-8 page 26). montrent que les oscillations laser surviendront soit autour de 1530 ou 1550 nm. La longueur d'onde d'oscillation dépend de la qualité de la cavité utilisée. Ceci sous-entend qu'aucun élément sélectif en fréquence n'est présent dans le dispositif. La figure 2-14 présente des enregistrements du spectre de l'émission du laser à fibre dopée à l'erbium pour trois qualités de cavité: la configuration présentant de fortes pertes (les réflexions de Fresnel aux extrémités de la fibre sont utilisées comme miroir, soit $R_1 = R_2 = 3.5\%$), entraîne une oscillation à 1532 nm. Une configuration où $R_1 = 50\%$ et $R_2 = 3.5\%$ conduit à une longueur d'onde d'oscillation dans la zone 1550 nm. Une configuration intermédiaire permet l'observation simultanée d'oscillations à 1530 et 1550 nm. Ceci montre les limites de validité de l'hypothèse d'un élargissement purement homogène des raies.

Si nous appliquons les calculs développés à ces observations, nous avons dans le cas d'une cavité présentant les plus fortes pertes: $R_1 = 3.5\%$ et $R_2 = 3.5\%$, $x_{1532} = 0.63$ et $x_{1550} = 0.65$ soit $P_{seuil}^{1532} = 6mW$ et $P_{seuil}^{1550} = 6.3mW$. La longueur d'onde d'oscillation sera 1532 nm. Dans le cas où $R_1 = 50\%$ et $R_2 = 3.5\%$, nous trouvons des taux d'inversion de population à 1532 et 1550 nm de 0.58 et 0.54 soit des puissances de seuil de 5.4 et 5 mW. La longueur d'onde d'oscillation sera 1550 nm. Ceci est en parfait accord avec les observations décrites.

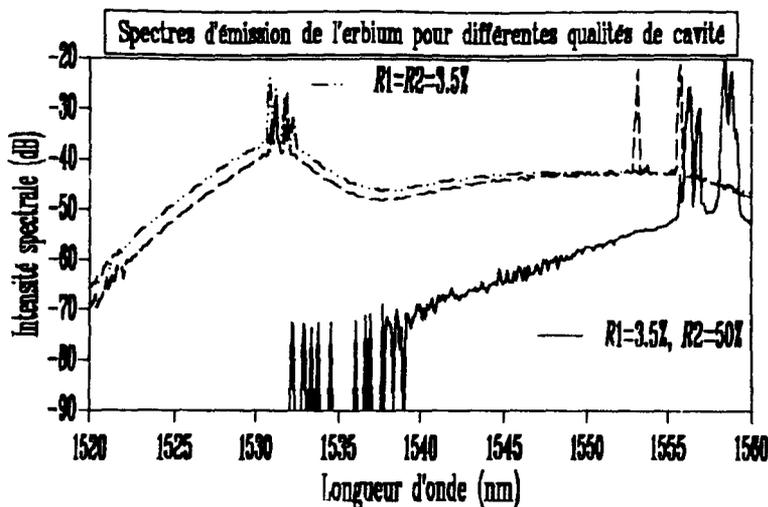


Figure 2 . 12 Enregistrements du spectre d'émission d'un laser à fibre dopée aux ions d'erbium pour trois configurations de cavité.

Le laser à fibre dopée aux ions d'ytterbium à 1.02 micron.

Le but de cette étude est de déterminer la valeur des coefficients de réflexion des réseaux de Bragg photoinscrits qui nous permettra d'observer une émission laser à 1.02 micron (ref 15,16). Nous avons pu grâce au modèle présenté déterminer les conditions d'observation d'une émission laser d'une fibre de silice dopée aux ions d'ytterbium.

Dans ce cas, la longueur d'onde d'oscillation est fixée par les réseaux de Bragg. Ils présentent une sélectivité en fréquence de l'ordre de quelques dizaines de GigaHertz. Il faut cependant que le seuil du laser à 1.02 μm soit plus faible que les seuils d'oscillation à 0.98 et 1.04 μm lorsque les miroirs de la cavité sont constitués par les faces clivée de la fibre dopée. Les paramètres utiles pour cette optimisation sont les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ytterbium dans la silice à 0.98, 1.02, 1.04 μm , la concentration en ion Yb^{3+} , la longueur de la fibre et les facteurs de recouvrement à ces trois longueurs d'onde.

Soit:

$$\begin{array}{lll}
 \sigma_{\delta,0.98} = 3.510 \cdot 10^{-24} m^2 & \sigma_{\delta,0.98} = 3.510 \cdot 10^{-24} m^2 & \Gamma_{0.98} = 0.77 \\
 \sigma_{\delta,1.02} = 0.510 \cdot 10^{-24} m^2 & \sigma_{\delta,1.02} = 0.0510 \cdot 10^{-24} m^2 & \Gamma_{1.02} = 0.75 \\
 \sigma_{\delta,1.04} = 0.5510 \cdot 10^{-24} m^2 & \sigma_{\delta,1.04} = 0.0210 \cdot 10^{-24} m^2 & \Gamma_{1.02} = 0.74
 \end{array}$$

La concentration d'ions ytterbium est de $8.4 \cdot 10^{24} m^{-3}$. Les fractions d'inversion de population nécessaires à l'observation d'oscillations laser à 0.98 et 1.04 μm sont déterminées par la relation 2-34. Dans ce cas, les valeurs de R1 et R2 sont de 4% (réflexions de Fresnel). Nous avons ensuite déterminé la valeur moyenne des coefficients de réflexion des réseaux de Bragg à 1.02 μm : $\sqrt{R1_{1.02} * R2_{1.02}}$ pour que l'oscillation se produise à 1.02 μm . Les résultats de ces calculs sont représentés dans la figure 2-13. Nous avons pu ainsi délimiter les zones - dans un diagramme (longueur de fibre, réflectivité moyenne des réseaux à 1.02 μm) - de fonctionnement du laser. Ces calculs ont conduit à la réalisation d'un laser à fibre dopée aux ions ytterbium émettant à 1.02 μm (ref 16).

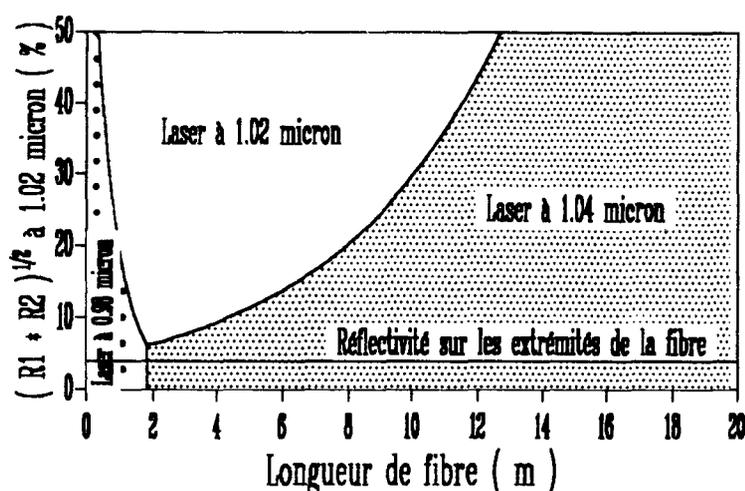


Figure 2 . 13 Diagramme (longueur de fibre dopée ; réflectivité moyenne des réseaux de Bragg) délimitant les zones de longueurs d'onde d'oscillation du laser dans l'hypothèse d'un élargissement purement homogène des raies.

2.7 Conclusion.

Nous avons présenté dans ce chapitre les bases conduisant à une modélisation analytique du fonctionnement de plusieurs composants actifs à fibre dopée. Le modèle repose sur un bilan énergétique exprimé en nombre de photons. L'approximation d'une émission spontanée amplifiée par une inversion de population supposée constante le long de la fibre conduit à une solution quasi analytique du problème de la propagation simultanée de plusieurs rayonnements en interaction résonante avec le milieu dopé.

Dans le cas de l'amplificateur à fibre à 1.55 micron, le modèle permet la description du comportement d'amplificateurs présentant des gains supérieurs à 40 dB. De plus, les paramètres d'entrée sont accessibles par des mesures expérimentales. Les approximations utilisées conduisent à la détermination du gain net de la fibre, avec une précision inférieure à 1.5 dB. La simplicité de la formulation nous a permis de développer une discussion quantitative relative à l'optimisation des paramètres optogéométriques de la fibre: répartition de l'erbium dans la section dopée et fréquence normalisée de la fibre. Le bruit provenant de l'émission spontanée amplifiée est déterminé de façon grossière avec ce modèle. Cependant, lors de l'étude d'amplification en cascade, la précision devient raisonnable dès le cinquième ou sixième amplificateur. Ce modèle analytique d'amplificateur s'avère être un outil précieux: il permet la modélisation d'amplificateur avec des moyens informatiques modestes (micro ordinateur) avec des temps de calculs raisonnables de quelques secondes. Ceci est appréciable lors d'étude d'amplification en ligne.

Dans le paragraphe suivant, nous avons sur les mêmes bases développé un modèle analytique permettant de décrire le fonctionnement des sources superluminescentes. Les résultats de cette modélisation sont comparés à ceux obtenus avec un modèle dans lequel aucune approximation n'a été effectuée mais nécessitant une résolution numérique

Dans le dernier paragraphe, nous avons étendu la modélisation aux cas des lasers à fibre dopée. Le modèle analytique que nous proposons permet de prévoir la longueur d'onde d'oscillation, le seuil, l'efficacité et l'optimisation de la puissance de sortie d'un laser à fibre en fonction des paramètres de la cavité (L , R_1 , R_2).

2.8 Références du chapitre 2.

- (1) J.F. Marcereu et al. Topical Meeting on Optical Amplifiers (1991).
- (2) C.R. Giles et al. *Journal of Lightwave Technology*, Vol 9, No 2, (1991), pg 271-283.
- (3) E. Desurvire et al. *Journal of Lightwave Technology*, Vol 7, No 5, (1989), pg 835-845.
- (4) A. Bjarklev et al. SPIE Vol 1171 Fiber Laser Sources and Amplifiers (1989), pg 118-129.
- (5) B. Pedersen et al. *IEEE Transactions Photonics Technology Letters*, Vol 3, No 12, (1991), pg 1085-1087.
- (6) M. Ohashi. *Journal of Lightwave Technology*, Vol 9, No 9, (1991), pg 1099-1104.
- (7) B. Pedersen et al. *Journal of Lightwave Technology*, Vol 9, No 9, (1991), pg 1105-1112.
- (8) P.R. Morkel et al. *Optics Letters*, Vol 14, No 19, (1989), pg 1062-1064.
- (9) S.P. Bastien et al. SPIE, Vol 1581, Fiber Laser Sources and Amplifiers III, (1991), pg 120-134.
- (10) D. Ronarc'h et al. *Electronics Letters*, Vol 27, (1988), pg 908-909
- (11) A.A.M. Saleh et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol 2, No 10, (1990), pg 714-717.
- (12) Ch. Vassallo. "Optical Waveguide Concepts". Chapitre 2, *Optical Wave Sciences and Technology 1*, Elsevier Ed., 1991.
- (13) A. Siegman. "Lasers". University Science Books, Mill Valley, California, (1986), pg 485-489.
- (14) A.O. Nielsen et al. *Electronics Letters*, Vol.27, No.18, (1991), pg 1644-1645.
- (15) E. Delevaque et al. XIIIèmes Journées Nationales d'Optique Guidée, (1993), Marseille.
- (16) J.Y. Allain et al. *Electronics Letters*, Vol.29, No.3, (1993), pg 309-310.

CHAPITRE 3

Amplification optique à 1.55 micron.

3.1 Introduction.

L'Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium s'est imposé comme un composant indispensable dans le domaine des télécommunications. Le premier rapport d'amplification dans une fibre dopée à l'erbium date de 1987 (ref 1). Dès 1991, l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (AFDE) est passé dans le domaine commercial, et des lignes de transmission trans-océaniques utilisant ce composant sont en cours d'installation (ref 2). Si sa percée dans le domaine commercial est spectaculaire, ses performances ne le sont pas moins: un gain de plus de 50 dB (10^5) avec un bruit d'amplification limité au bruit quantique (3 dB) a été obtenu avec ce composant (ref 3). La réussite de ce composant est liée à la transition à 1.55 μm , de l'erbium au minimum de transmission des fibres de silice. Cette transition possède une largeur spectrale de plus de 20 nm, et une durée de vie du niveau supérieur de l'ordre de 10 ms. Ce temps remarquablement long permet un stockage d'énergie important.

La première difficulté rencontrée a été le choix de la longueur d'onde de pompe. Des moyens de pompage présentant un encombrement réduit sont nécessaires. Les longueurs d'onde de pompe inférieures à 750 nm sont à proscrire en raison d'un phénomène d'opacification de la matrice pour ces fréquences. Ce phénomène est connu sous le nom de photochromisme (ref 4). Les bandes de pompage désormais possibles se situent autour de 800 nm, 980 nm et 1480 nm.

Seules les diodes de puissance autour de 800 nm étaient jusqu'alors disponibles et fiables. Mais le pompage dans cette bande présente de fortes zones d'absorption par état excité limitant les performances. Les diodes de puissance à 1480 nm utilisant les mêmes structures semi-conducteur que les diodes à 1.55 μm en InGaAsP, sont apparues. Cette solution fut préférée au pompage à 800 nm bien que la fiabilité de ces composants doive encore être améliorée. Enfin, les meilleures performances ont été obtenues avec la venue sur le marché de diode de puissance émettant autour de 980 nm.

Dans la première partie, nous décrivons des mesures d'amplification sur un composant qui présente une innovation technologique: un coupleur sélectif en fréquence est réalisé directement sur la fibre dopée et permet l'injection du rayonnement de pompe et de signal à amplifier sans pertes supplémentaires qu'auraient occasionnés des soudures et des défauts de structures.

Dans la seconde partie, nous traitons du problème du pompage dans la bande 800 nm. Cette configuration possible de pompage présente l'inconvénient de présenter deux zones d'absorption par état excité. Nous montrons cependant que des gains supérieurs à 30 dB peuvent être obtenus si la longueur d'onde de pompe est

correctement choisie. Nous désignons cette longueur d'onde de pompe sous le vocable de longueur d'onde de pompe optimale.

3.2 Amplificateur pompé à 980 nm - Coupleur sur la fibre dopée.

3.2.1 Introduction.

La longueur d'onde de pompe utilisée dans cette étude de développement d'un module d'amplification est 980 nm. Ce choix vient de la disponibilité dans le commerce de diodes lasers émettant à ces longueurs d'onde et de la possibilité de fabriquer des coupleurs sur fibre présentant une transmission et un couplage voisins de 1 à 980 nm et 1550 nm respectivement. Les avantages qu'offre cette longueur d'onde de pompe sont: l'absence d'absorption par états excités (présente à 800 nm) et de réémission à la longueur d'onde de pompe (à 1480 nm) limitant les possibilités d'inversion de population. Pour une même valeur de gain, cette longueur d'onde de pompe (980 nm) nécessite moins de puissance (ref 5) et donne les meilleures efficacités en dB/mW (ref 6), bien qu'il faille émettre des réserves sur cette dernière notion (ref 7).

Après présentation du module d'amplification, et du banc de mesure du gain, les résultats expérimentaux seront exposés. Les calculs effectués avec le modèle présenté précédemment, seront comparés à ces résultats.

3.2.2 Le module coupleur-fibre et banc de mesure.

Ce travail répond à une demande industrielle. L'objectif de cette étude est la commercialisation d'un module d'amplification devant répondre à une large gamme d'utilisation. Le module est schématisé figure 3-1. Sa particularité vient de ce que le coupleur est fabriqué directement sur la fibre dopée. L'avantage de ce dispositif est une amélioration du couplage de la puissance de pompe dans la fibre amplificatrice de l'ordre de 20 à 40% (ref 8, article V). La raison est l'absence de pertes qu'auraient occasionné les épissures et les différences de structures entre la fibre amplificatrice et la fibre du coupleur. Le coupleur est obtenu par une technique de polissage latéral (AFOC-E Photonetics S.A.). Les extensions modales du signal et de la pompe (à 980 nm), conduisent à un couplage maximal du champ de signal avec un chromatisme nul dans la bande 1.5-1.6 μm , et une transmission voisine de 1 également achromatique dans la bande 970-990 nm.

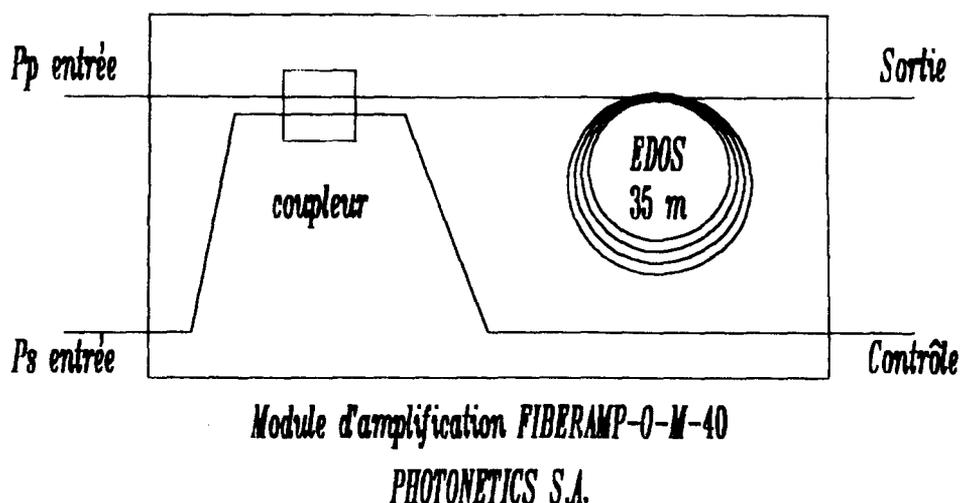


Figure 3. 1 Schéma de principe du module d'amplification "FIBERAMP"

La fibre de silice entrant dans la composition du module est fabriquée dans les laboratoires du CNET de Lannion (ref:FPGA437Er), commercialisée par Photonetics S. A. sous la désignation EDOS-103. Elle présente un coeur de $GeO_2Al_2O_3:SiO_2$ de rayon égal à $1.55 \mu m$ pour une différence d'indice de $20 \cdot 10^{-3}$ soit une longueur d'onde de coupure du deuxième mode à $0.88 \mu m$. Le rayon de la région dopée est $0.55 \mu m$.

Le module a été testé dans la configuration copropagative (figure.3-2), cette configuration correspond à celle permettant une amplification présentant la plus faible dégradation du rapport signal à bruit (ref 9). Le rayonnement de pompe est fourni par un laser titane-saphire émettant dans la région 970-990 nm. Le signal provient d'une diode laser montée en cavité externe accordable dans la bande 1.52 à $1.56 \mu m$. L'injection de la puissance de pompe et de signal sont contrôlées à l'aide des détecteurs de puissance D_p et D_s . Afin d'éviter toute oscillation laser, un isolateur optique est placé en sortie du module, et le bras inutilisé du coupleur 50/50 est plongé dans de l'huile adaptatrice piégeant la lumière. Toutes les connexions et les extrémités non connectées sont polies à un angle de 12° pour que les réflexions de Fresnel ne viennent perturber la mesure. Le signal amplifié et l'émission spontanée amplifiée copropagative sont analysés par un analyseur de spectre optique. Nous admettons que la réponse de l'analyseur est plate dans la bande de mesure. Les propriétés de symétrie du coupleur du module ont permis un étalonnage des puissances de pompe et de signal injectées. Enfin, la mesure de la puissance lue sur l'analyseur de spectre a été étalonnée avec le détecteur D_s et tient compte des pertes

dues aux connections et à l'isolateur optique. Toutes les sources de chromatisme ont fait l'objet de corrections.

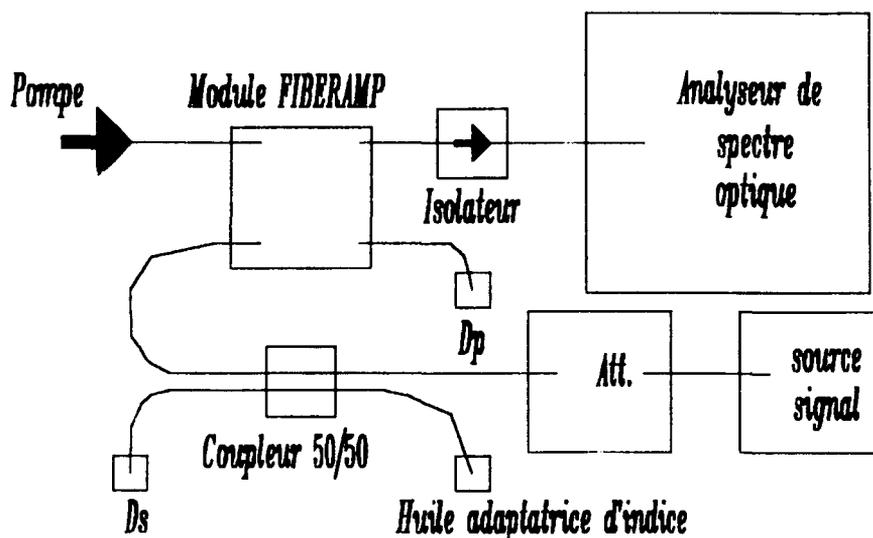


Figure 3. 2 Schéma du banc d'amplification.

3.2.3 Résultats expérimentaux.

Les diodes laser de puissance disponibles dans le commerce émettent à des longueurs d'onde entre 970 et 986 nm. Le module a été testé dans cette plage de pompes possibles pour des puissances inférieures ou égales à 50 mW. La bande d'amplification étudiée s'étend de 1.53 à 1.55 μm , pour des puissances de signaux comprises entre 100 et 0.1 μW .

La puissance de signal lue en sortie n'est pas corrigée de la puissance d'E.S.A.. Ceci conduit à des valeurs erronées du gain pour des puissances de signaux inférieures à -40 dBm. Les erreurs commises n'excèdent pas 3 dB dans le pire des cas (figure 3-3). Pour des signaux supérieurs à -30 dBm, la densité spectrale de puissance de signal lue domine très nettement (>10 dB) la densité de puissance d'E.S.A.. L'erreur correspondante sur la valeur du gain sera inférieure à 0.1 dB.

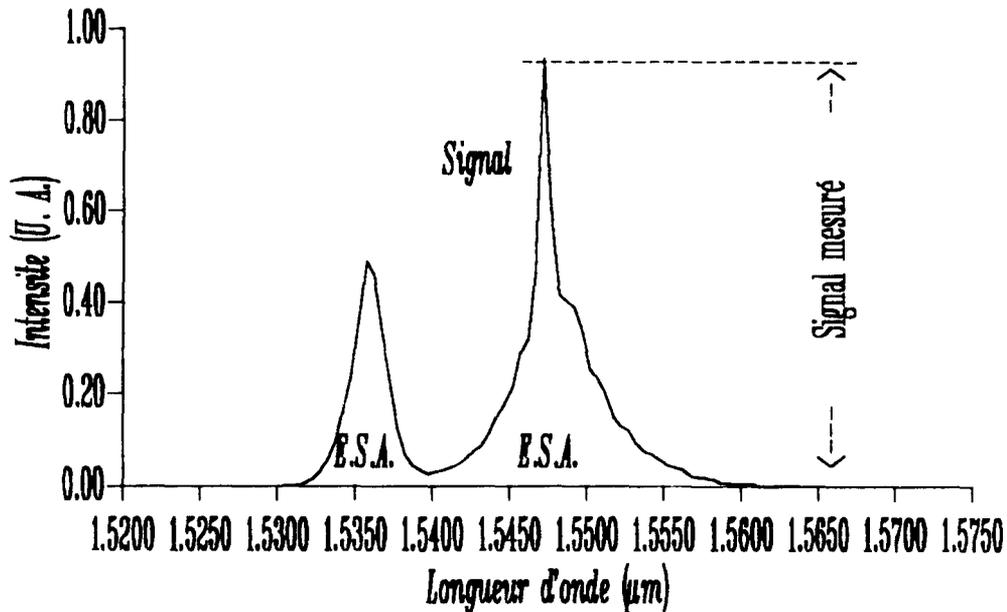


Figure 3 . 3 Allure typique de spectres observés avec l'analyseur de spectre optique.

Evolution du gain avec la puissance de pompe.

Les variations de gain sont les plus importantes pour la longueur d'onde de signal à $1.536 \mu\text{m}$ quand la puissance de pompe ou de signal est modifiée. On peut voir en effet sur la figure 3-4 que pour une puissance de pompe constante de 25 mW à 982 nm, l'écart entre le gain à la longueur d'onde de signal à $1.536 \mu\text{m}$ décroît de 36 à 28 dB quand la puissance de signal est amenée de -30 à -20 dBm. Pour la même puissance de pompe et à mêmes puissances de signaux, la compression de gain pour un signal à $1.545 \mu\text{m}$ n'est que de 2 dB. L'étude des saturations à $1.536 \mu\text{m}$ nous fournira les plus importantes variations du gain.

Dans la figure 3-5 sont représentées les courbes de gain à la longueur d'onde de $1.536 \mu\text{m}$ du signal en fonction de la puissance de pompe. Ces mesures ont été effectuées pour des puissances de signal en entrée de -10,-13,-20,-23,-30,-33 et -40 dBm.

Ces courbes nous montre la saturation du gain avec la puissance de pompe. Les forts gains (supérieurs à 30 dB) sont obtenus dès une dizaine de milliwatts injectés à 982 nm.

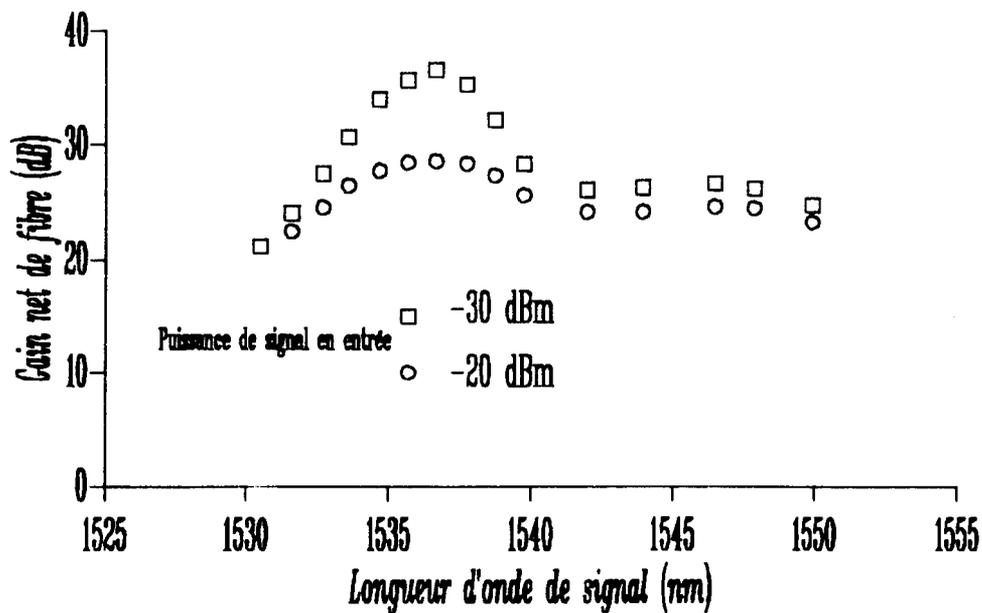


Figure 3.4 Spectre du gain dans la bande d'amplification pour une puissance de pompe de 25 mW, et pour des puissances de signal de -30 et -20 dBm.

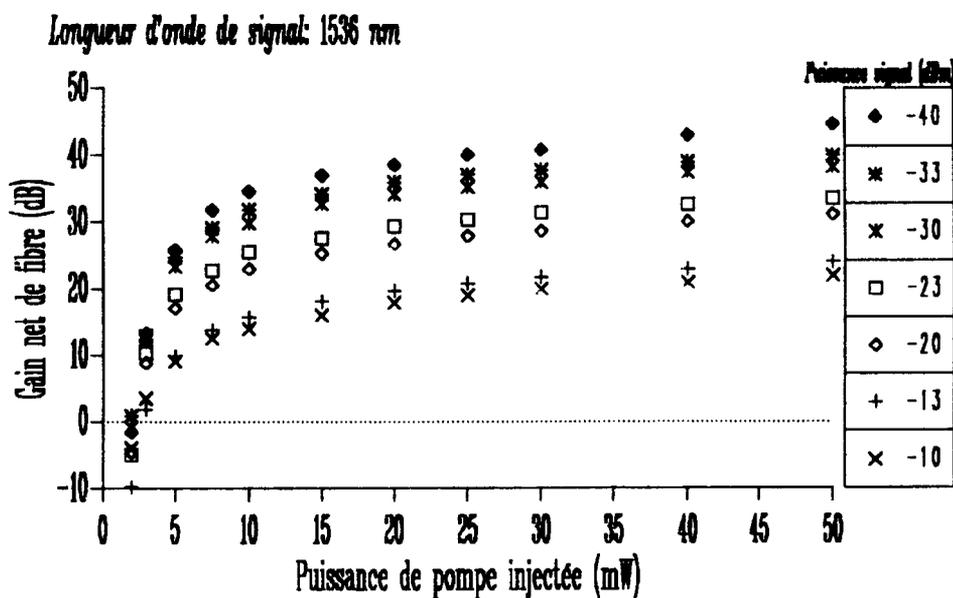


Figure 3.5 Abaques du gain en fonction de la puissance de pompe injectée à 982 nm, pour des puissances de signal en entrée de -10, -13, -20, -23, -30, -33 et -40 dBm.

Saturation du gain par la puissance de signal.

Les abaques de la figures 3-6 représentent le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance de signal mesurée en sortie de l'amplificateur. Le paramètre étant constitué de la puissance de pompe injectée. On distingue sur ces courbes deux comportements: une zone plate, vers les faibles puissances de signal, correspondant à une plage de puissances de signal non responsables de la saturation. et une seconde zone dite de saturation où le gain chute.

On définit la puissance de saturation système d'un amplificateur comme la puissance de signal en sortie pour laquelle le gain a chuté de 3 dB par rapport au gain non saturé. On voit dans le réseau de courbes de la figure 3-6 que cette notion nécessite de préciser la puissance de pompe.

Il est également attaché beaucoup d'importance à la puissance maximale de signal en sortie qu'il est possible d'obtenir. Cette grandeur doit également être accompagnée de la puissance de pompe avec en plus, la valeur du gain correspondante. Il a été obtenu une puissance de sortie maximale de 12 dBm pour une puissance de pompe de 40 mW et 21 dB de gain. Soit un rendement quantique supérieur à 50%.

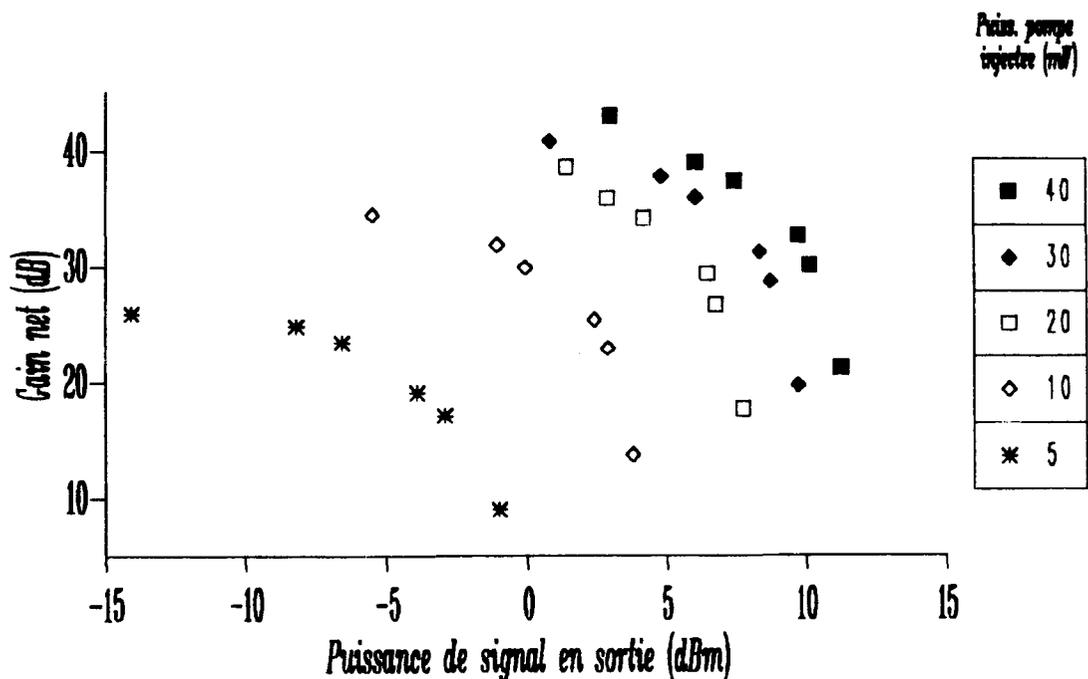


Figure 3.6. Abaques représentant le gain de la fibre en fonction de la puissance de signal en sortie de la fibre. Le paramètre est la puissance de pompe injectée en mW à 982 nm.

Rendement photonique d'amplification.

Les courbes de la figure 3-7 donne l'évolution du rendement quantique défini comme la proportion (en %) de photons de pompe convertis en photons de signal. Le rendement sature avec la puissance de pompe. Ceci revient à dire qu'au delà d'une puissance de pompe, le nombre de photons de signal convertis est proportionnel au nombre de photons de pompe. En réalité, cet effet est trompeur: la puissance de pompe en abscisse correspond à la puissance injectée et il n'est pas tenu compte du phénomène de saturation de l'absorption. Donc pour illustrer l'évolution réelle du rendement, il faudrait utiliser la notion de puissance de pompe absorbée.

La figure 3-8 est une autre présentation des mêmes résultats. Elle présente l'efficacité en dB/mW de l'amplificateur. Cette grandeur, souvent rencontrée dans la littérature n'a pas de réelle signification physique si les conditions d'obtention ne sont pas précisées: en général, les régions pour lesquelles cette grandeur est maximale ne correspond pas aux zones de fonctionnement de l'amplificateur (ref 7).

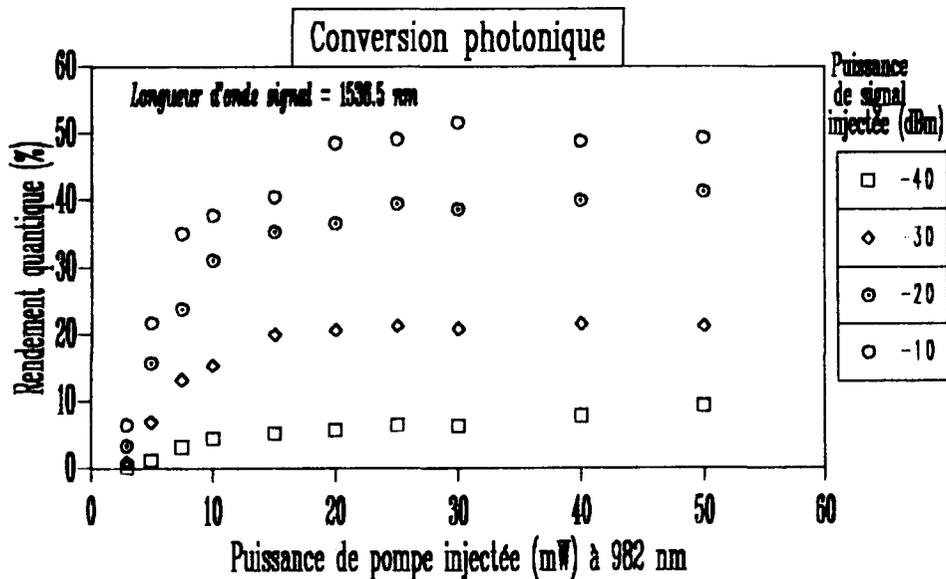


Figure 3 . 7 Rendement quantique de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe injectée à 982 nm, pour des puissances de signal en entrée de -10, -13, -20, -23, -30, -33 et -40 dBm.

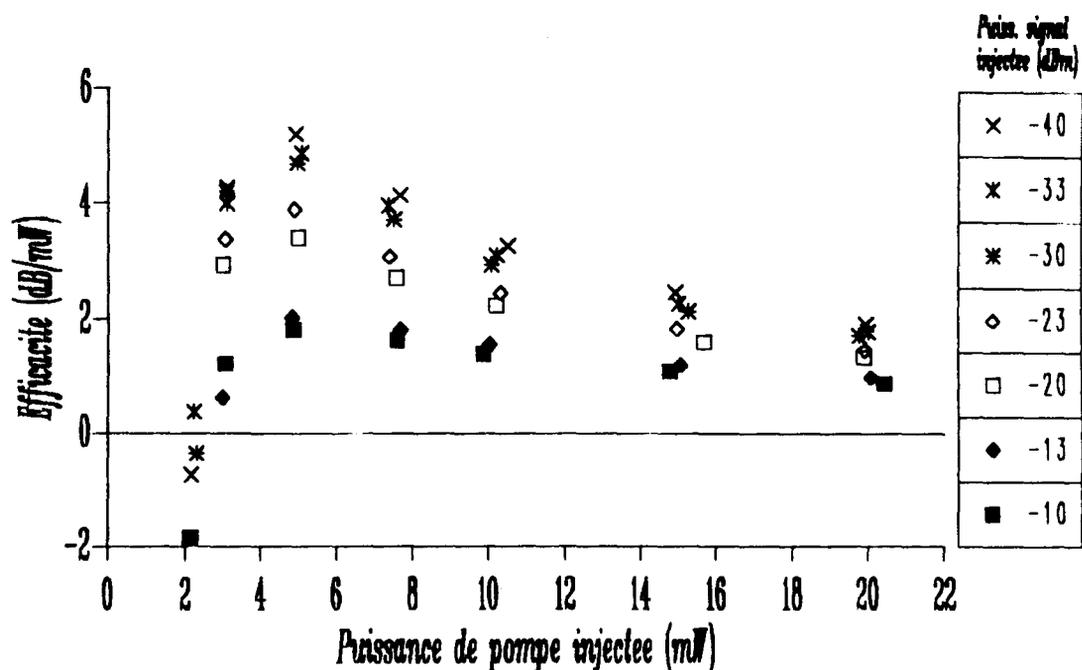


Figure 3.8 Efficacité (dB/mW) en fonction de la puissance de pompe injectée à 982 nm, pour des puissances de signal à 1.536 μm de -10, -13, -20, -23, -30, -33 et -40 dBm

Influence de la longueur de pompe.

L'évolution du gain, à puissance de pompe et puissance de signal données, est provoquée principalement par la modification de l'absorption de la pompe. Le maximum d'absorption est pour cette fibre à 982 nm. Il est raisonnable de penser que la longueur d'onde de 982 nm donnera les meilleures valeurs de gain. Ceci ne serait plus le cas si nous nous trouvions en présence d'absorption par états excités (cf paragraphe 3-3). Notons cependant, que si pour les faibles puissances de pompe (10 mW), les écarts en gain obtenus avec une longueur d'onde de pompe de 970 nm et 982 nm sont importants (de l'ordre de 10 dB). Cet écart tend à diminuer pour des puissances de pompe supérieures. Pour 20 mW de pompe, la différence entre les gains obtenus avec ces longueurs d'onde de pompe est inférieure à 5 dB. La figure 3-9 présente un des exemples les plus marqués pour une puissance de pompe de 10 mW. La longueur d'onde de signal est 1.536 μm et les puissances de signaux correspondant à ces mesures sont:

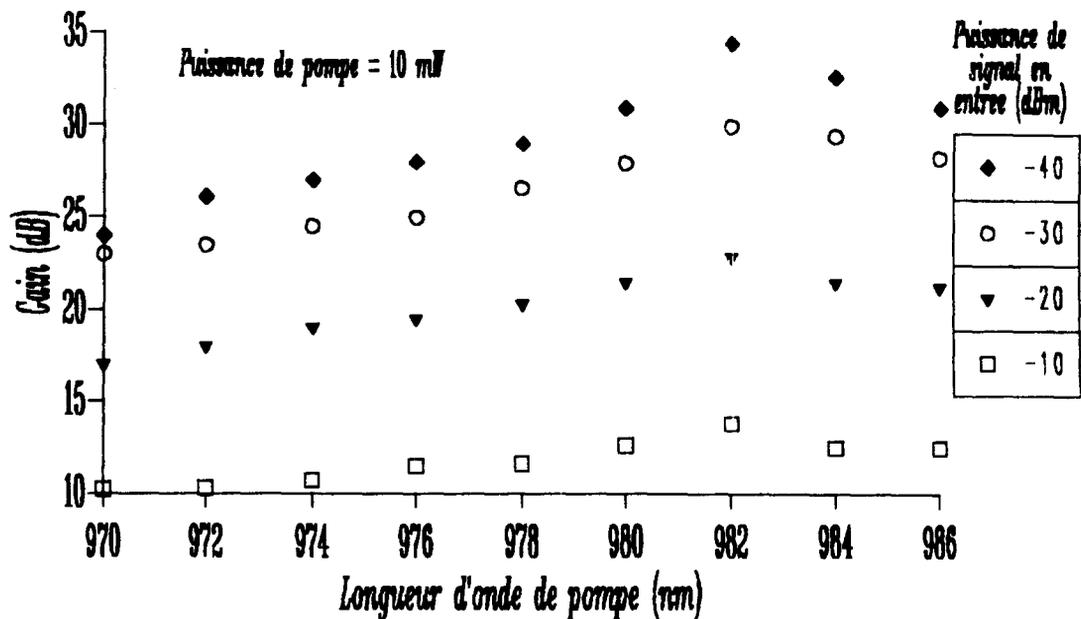


Figure 3.9 Courbes de gain en fonction de la longueur d'onde de pompe utilisée. La puissance de pompe est de 10 mW. La longueur d'onde de signal est 1.536 μm et les puissances de signal étudiées sont -10, -20, -30 et -40 dBm.

Mesure du facteur de bruit.

Le facteur de bruit détermine la qualité intrinsèque d'un amplificateur. Il est défini comme étant le rapport signal à bruit en entrée sur le rapport signal à bruit en sortie de l'amplificateur. Il exprime la dégradation du rapport signal sur bruit causée par l'amplification.

$$NF = - 10 \log \left\{ \frac{(S/B)_{\text{entree}}}{(S/B)_{\text{sortie}}} \right\} \quad (3 - 1)$$

La mesure de cette grandeur, nécessite une connaissance parfaite des éléments entrant dans la chaîne de mesure et principalement des sources potentielles de bruit. On voit que ce paramètre va dépendre de la manière dont il est mesuré. Il paraît donc judicieux de chercher une grandeur intrinsèque à l'amplificateur permettant de déterminer la valeur de NF dans des conditions de fonctionnement imposées. Il a été montré (ref 10) que la densité de flux photonique d'émission spontanée amplifiée ramenée à l'entrée de l'amplificateur équivalait à la détermination de NF dans des conditions expérimentales optimales: détecteur parfait, puissance de signal en entrée

parfaitement connue et filtrage optique étroit. Dans ces conditions, et pour des valeurs de forts gains permettant ($G \gg 1$), nous avons:

$$NF = -10 \log(2N_{sp}) = -10 \log\left(\frac{P_{ESA}}{h\nu GB_o}\right) \quad (3-2)$$

Où N_{sp} est défini théoriquement par le paramètre d'émission spontanée en supposant que l'inversion de population est constante le long de l'amplificateur:

$$N_{sp} = \frac{\sigma_e(\nu)x}{\sigma_T(\nu)x - \sigma_a(\nu)} \quad (3-3)$$

La fraction d'inversion de population moyenne est x , P_{ESA} est la puissance d'émission spontanée amplifiée copropagative dans la bande optique B_o sur la polarisation du signal.

La relation 3-3 nous donne la valeur minimale du facteur de bruit qu'il est possible d'obtenir: inversion totale, $N_{sp} = 1$ soit $NF_{min} = 3dB$.

De la relation 3-2, nous pouvons accéder expérimentalement à la valeur de N_{sp} en remarquant que $G = P_s^{out}/P_s^{in}$, il vient:

$$N_{sp} = P_s^{in} \frac{P_{ESA}}{P_s^{out} h\nu_s B_o}$$

Cette écriture conduit à la détermination expérimentale de N_{sp} . La mesure consiste à évaluer le rapport entre la puissance d'ESA et la puissance de signal dans la bande d'observation (résolution de l'analyseur B_o) et de déduire la valeur de N_{sp} puisque P_s^{in} est connue. La valeur de P_{ESA} dans la bande B_o du signal est obtenue par interpolation.

La mesure optique de N_{sp} est une bonne approximation de la valeur réelle (ref 11). Les incertitudes sur les mesures sont principalement dues aux fluctuations du signal, plus importantes à $1.536 \mu m$ que pour des longueurs d'onde de signal plus élevées. Les réflexions aux extrémités du module sont probablement à l'origine de ces fluctuations, plus importantes dans les zones spectrales de forts gains.

Une autre source d'erreur provient de la distorsion du spectre par les flans du signal quand celui-ci est se trouve à plus de 30 dB au dessus de la puissance d'ESA. Les valeurs de N_{sp} sont donc surestimées pour les fortes valeurs de puissances de signal en entrée.

Les résultats de mesure de N_{sp} sont présentés dans le tableau de la figure 3-10.

N_{sp}	$P_{\text{signal en entree}} \text{ (dBm)}$			P_{pompe}
	Long. sign. (nm)	-30	-25	
1536	3.40	3.30	2.40	20 mW
	4.50	3.70	2.90	30 mW
1541	2.20	2.20	2.20	20 mW
	1.60	2.00	2.20	30 mW
1551	1.60	1.40	1.70	20 mW
	1.70	1.40	1.60	30 mW

Figure 3. 10 Tableau regroupant les valeurs de N_{sp} mesurées.

3.2.4 Comparaison théorie - expérience.

Les évolutions spectrales du gain pour différentes puissances de signal en entrée sont comparées aux résultats obtenus avec le modèle analytique présenté dans le chapitre précédent. Les sections efficaces utilisées ont été obtenues par les mesures définies au chapitre 1 et normalisées à une valeur de 12 ms du temps de désexcitation radiative (cf figure 1-8, §.1-3) Il a été tenu compte de la présence des paires d'erbium dans la modélisation (cf annexe A2).

Les conditions expérimentales sont une puissance constante de 25 mW à la longueur d'onde de pompe de 982 nm. Les puissances de signal en entrée d'amplificateur sont -20 et -30 dBm (figure 3-11). Nous observons un écart entre les valeurs de gain mesurées (symboles) et calculées (courbes). Une partie importante de ce désaccord provient probablement de ce que les sections efficaces utilisées n'ont pas été déconvoluées de la fonction d'appareil (1 nm). Cependant le calcul du gain à la longueur d'onde de 1.536 μm n'est pas perturbé par cet effet.

La figure 3-12 montre l'accord entre le gain mesuré et le gain calculé pour la longueur d'onde de signal à 1.536 μm en fonction de la puissance de pompe à 982 nm, pour des puissances de signal entre -10 et -40 dBm.

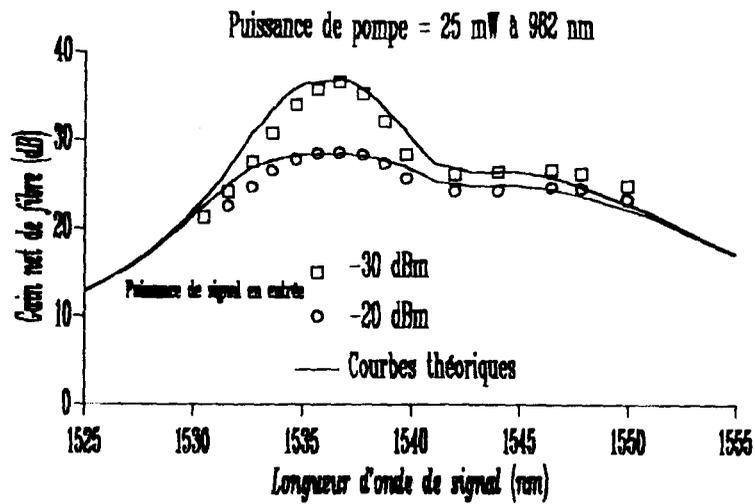


Figure 3.11 Spectre du gain dans la bande d'amplification pour une puissance de pompe de 25 mW, et pour des puissances de signal de -30 et -20 dBm. Comparaison entre les spectres de gain obtenus expérimentalement et ceux obtenus à l'aide du modèle présenté.

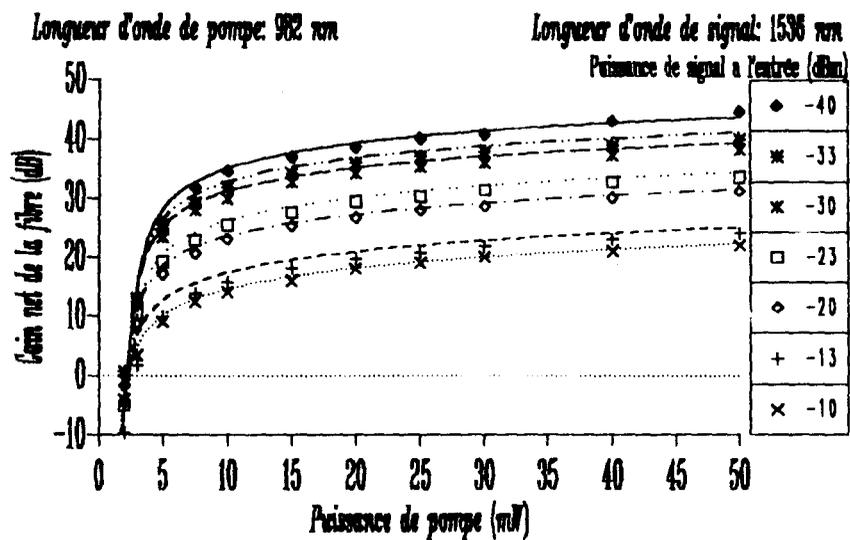


Figure 3.12 Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques (calculés avec le modèle analytique) d'amplification à 1.536 μm avec un pompage à 982 nm pour plusieurs puissances de signal en entrée.

3.3 Amplificateur pompé dans la bande 800 nm.

3.3.1 Introduction.

Les amplificateurs à fibre dopée aux ions d'erbium sont encore assez chers. Ceci est principalement dû aux coûts élevés des diodes laser de pompe émettant à 980 ou 1480 nm. L'utilisation de diodes laser à 800 nm, relativement bon marché mais surtout fiables à long terme, présente un avantage évident. L'absorption autour de 800 nm présente de deux bandes d'absorption par état excité: une centrée à 790 nm et une autre à 850 nm. Des études précédentes ont montré que plus de 30 dB de gain pouvait cependant être obtenu en pompant à 807, 813, 820 et 827 nm (ref 12-15). Ces résultats sont difficilement comparables compte tenu des différences entre les fibres et les conditions expérimentales. La difficulté provient de ce que la longueur optimale de la fibre amplificatrice dans ce cas de figure dépend non seulement de la puissance, mais également de la longueur d'onde de pompe. Pour être comparables les efficacités de pompage doivent être observées pour la longueur optimale de fibre correspondante à la longueur d'onde de pompe (ref 16).

Les conditions et les résultats de mesure de l'absorption par état excité seront présentés.

Nous donnerons les détails expérimentaux et l'évolution du gain en fonction de la puissance et de la longueur d'onde de pompe.

Ces résultats feront ensuite l'objet d'une interprétation.

3.3.2 Mesure de l'absorption par états excités.

Le principe de l'absorption par état excité est schématisé figure 3-13. Les niveaux d'énergie stable ou métastables sont représentés par des lignes continues. L'absorption à partir du fondamental peuple le niveau $^4I_{9/2}$. Puis les ions se désexcitent non radiativement et rapidement (quelques microsecondes) sur le niveau $^4I_{13/2}$, métastable (durée de vie de l'ordre de 10 ms). La population de celui-ci est donc non négligeable et permet une absorption vers le doublet $^4S_{3/2}$, $^2H_{11/2}$. La conséquence de ce phénomène est une chute de l'efficacité d'inversion pour cette longueur d'onde de pompe. La mesure de cette absorption par état excité nécessite l'emploi de deux sources: une saturante qui sert à peupler le niveau $^4I_{13/2}$, et un signal faible sonde l'absorption autour de 800 nm (figure 3-14).

La radiation saturante est fournie par un laser émettant à 980 nm. Cette longueur d'onde présente le double avantage de permettre l'inversion totale de la population, sans peupler les niveaux d'énergie supérieurs: l'absorption par état excité à cette longueur d'onde est négligeable.

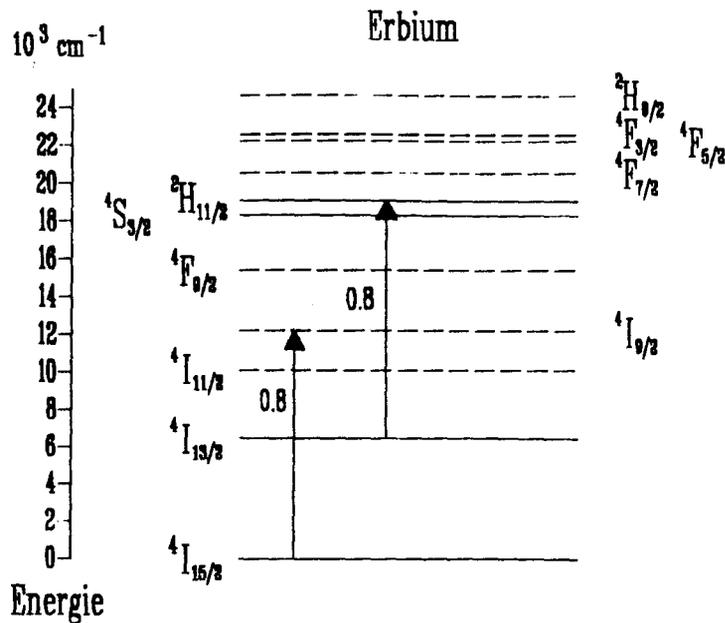


Figure 3. 13 Niveaux d'énergie de l'erbium et schémas d'absorptions possibles.

Une puissance de pompe en sortie de la fibre supérieure à 10 mW nous assure une inversion de population proche de l'inversion de population totale. La longueur de fibre est d'environ 3 mètres. Cette courte longueur de fibre nous permet de négliger la perturbation de l'ESA sur la mesure. Le signal sonde est donné par un laser accordable autour de 800 nm modulé à basse fréquence de l'ordre de la centaine de Hertz. Ceci nous permet l'emploi d'un amplificateur à détection synchrone. Le rayonnement de sonde est maintenu à une puissance optique en sortie de fibre inférieure à $50 \mu W$. Ceci nous assure des mesures dans l'approximation des faibles signaux: ($P \ll P_{sat}$ avec P_{sat} de l'ordre du milliwatt. Les rayonnements sont injectés dans la fibre dopée à l'aide d'un coupleur sélectif. Des filtres passe-hauts placés devant les détecteurs D_{ref} et D_s , permettent de ne recueillir que le signal modulé. Une détection synchrone donne une lecture directe du rapport D_s/D_{ref} . La longueur d'onde de sonde est balayée de 780 à 850 nm pour une première longueur de fibre dopée; l'opération est répétée après avoir coupé une longueur de fibre mesurée qui permettra une détermination de l'absorption en m^{-1} .

Le résultat de ces mesures est représenté figure 3-15. La mesure d'absorption sur le fondamental a été obtenue sans la radiation saturante à 980 nm (cercles). Elle est ici comparée à une mesure effectuée sur le banc d'atténuation spectrale (courbe continue). L'absorption par état excité est représentée dans la bande 780-850 nm par les carrés. Les mesures mettent nettement en évidence deux zones d'absorption par état excité: une bande centrée autour de 788 nm et une autre vers 850 nm.

L'efficacité du pompage autour de 800 nm va dépendre de la compétition entre le phénomène d'absorption dans la bande $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ et l'absorption dans la bande $^4I_{13/2} \rightarrow ^2H_{11/2}, ^4S_{3/2}$.

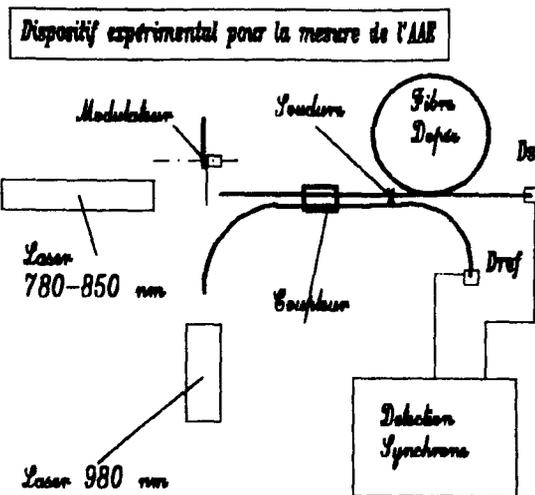


Figure 3 . 14 Dispositif expérimental pour la mesure de l'absorption par état excité dans la bande 800 nm.

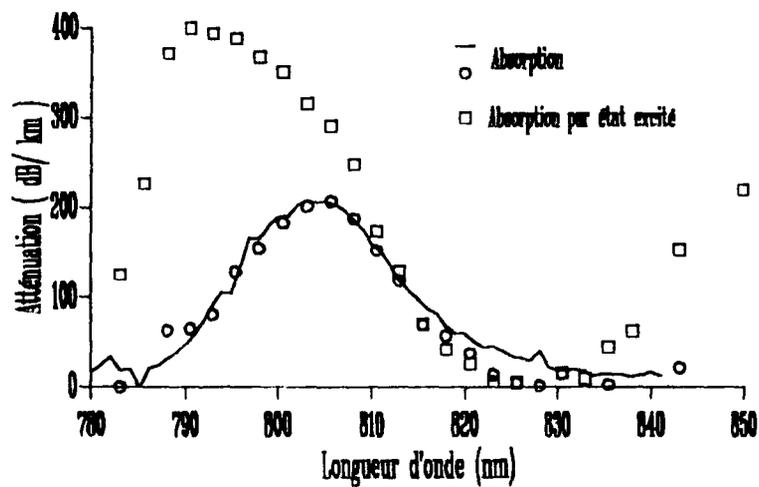


Figure 3 . 15 Atténuation spectrale en fonction de la longueur d'onde de signal. Les cercles représentent l'atténuation causée par la transition ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ et les carrés l'atténuation causée par la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}, {}^4S_{3/2}$.

3.3.3 Amplification à 1.55 micron avec un pompage à 800 nm.

Le dispositif utilisé dans cette expérience d'amplification est de type contradirectionnel: la pompe et le signal se propagent dans des sens opposés (fig 3-16).

Les extrémités de la fibre (EDOS-103 caractéristiques décrite au paragraphe précédent) sont clivées à un angle de 12° et tous les composants optiques (lentilles, miroir) ont subi un traitement anti-reflet pour éviter les oscillations laser. Nous avons étudié le comportement de l'amplificateur pour 10 longueurs d'onde de pompe de 800 à 822.5 nm pour 13 puissances de pompe injectées allant de 6 à 90 mW. Les mesures ont été effectuées pour des longueurs de fibre de 175 à 5 m.

La configuration contrapropagative a été retenue en raison de commodité expérimentale: les mesures de gain ont été effectuées sur plusieurs longueurs de fibres. Après une série de mesure à une longueur de fibre donnée, la fibre du côté de l'injection du signal est coupée de manière à laisser une courte longueur de fibre (quelques dizaines de cm). Si l'injection n'a pas été modifiée, la mesure de la puissance de signal en sortie de cette courte longueur de fibre nous donne une bonne approximation de la puissance de signal injectée. L'extrémité de la fibre du côté de l'injection du signal est déportée à l'aide d'une lame de verre inclinée de 12° par rapport à la section droite de la fibre et d'une goutte d'huile adaptatrice d'indice. Ce type de dispositif n'aurait pas pu être utilisé du côté de l'injection de la pompe en raison des fortes intensités lumineuses qui y règnent. La fibre amplificatrice n'est plus monomode à ces longueurs d'onde de pompe. Nous avons procédé à une optimisation systématique de l'injection à chaque point de mesure.

Le rayonnement de pompe provient d'un laser titane-saphire accordable autour de 800 nm. Le signal est issu d'une diode laser montée en cavité externe, verrouillée à 1.536 ou 1.55 μm . La puissance de signal en entrée maintenue à -33 dBm, est modulée à l'aide d'une modulation mécanique Ceci permet la détection en sortie de l'amplificateur à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone. La fréquence de modulation est de 2 kHz. Cette fréquence permet la détection correcte du signal en sortie, c'est à dire, sans distortion du signal par l'ESA: la durée de vie du niveau $4I_{1/2}$ est de l'ordre de 10 ms. Une fréquence de modulation basse (de l'ordre de la centaine de Hz) provoque une modulation du gain dans toute la bande d'amplification liée à l'élargissement de la transition principalement de type homogène, et par conséquent une modulation de l'émission spontanée amplifiée. Une modulation du signal à une fréquence nettement supérieure à $1/\tau$ soit 100 Hz, évite ce problème.

Seuls les meilleurs résultats, correspondant à la longueur optimale de fibre, en fonction de la puissance et de la longueur d'onde de pompe apparaissent dans ce qui suit.

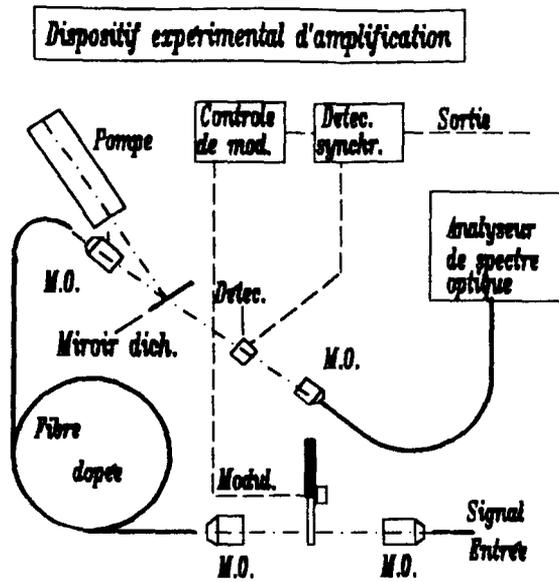


Figure 3 . 16 Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de l'amplification dans une fibre dopée à l'erbium, pompée dans la bande 800 nm.

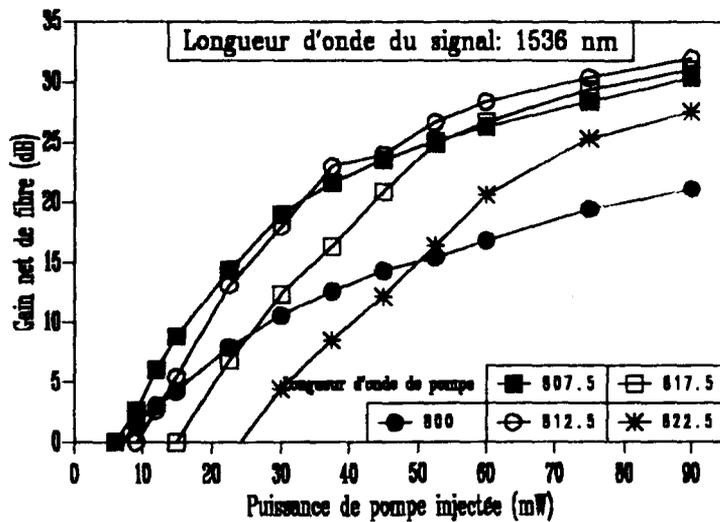


Figure 3 . 17 Abaques de gain pour la longueur de fibre optimale correspondante en fonction de la puissance de pompe. Le paramètre est la longueur d'onde de pompe (en nm). La longueur d'onde de signal est 1.536 μm et la puissance de signal en entrée est -33 dBm.

La figure 3-17 correspond à des abaques de gain d'un signal à 1536 nm en fonction de la puissance de pompe (paramètre: longueurs d'onde de pompe). La figure 3-18 présente des résultats obtenus dans des conditions analogues à l'exception de la longueur d'onde de signal égale maintenant à 1550 nm.

On remarque que pour les faibles puissances de pompe (10 à 20 mW), les meilleurs résultats sont obtenus aux courtes longueurs d'onde. La longueur optimale de fibre croît avec la puissance et la longueur d'onde de pompe. Ceci provient de la diminution de l'absorption de la transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ avec l'augmentation de la longueur d'onde de pompe.

Pour la longueur d'onde de signal à 1.536 μm , un gain de 32 dB a été obtenu pour 90 mW de pompe injectée à 812.5 nm. La meilleure efficacité reportée est 0.69 dB/mW pour une longueur d'onde de pompe à 810 nm.

Le gain maximum obtenu pour la longueur d'onde de signal à 1.550 μm est de 31 dB pour 90 mW de puissance de pompe injectée à 822 nm. Le meilleur coefficient de gain (0.57 dB/mW) a été obtenu pour une longueur d'onde de pompe à 820 nm.

L'évolution du gain avec la longueur d'onde de pompe, à longueur de fibre optimale est donnée figures 3-19 et 3-20 pour un signal à 1.536 et 1.550 μm respectivement. Dans les deux cas, la longueur de pompe conduisant aux maxima des valeurs du gain évolue vers les grandes longueurs d'onde de pompe quand la puissance croît.

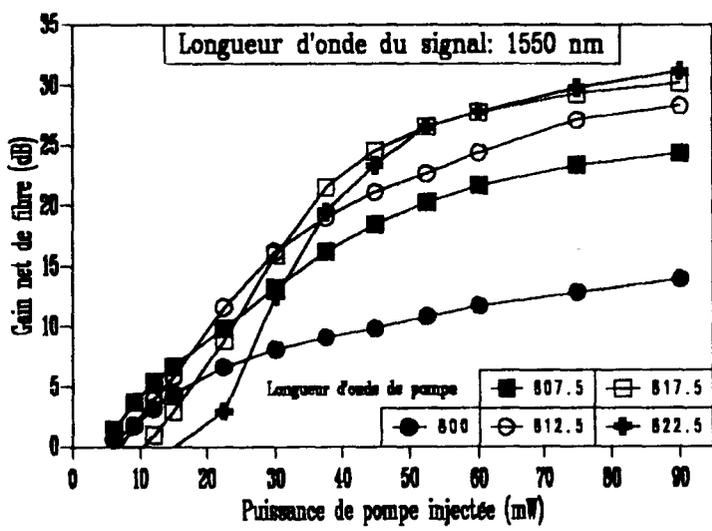


Figure 3 . 18 Abaques de gain pour la longueur de fibre optimale correspondante, en fonction de la puissance de pompe. Le paramètre est la longueur d'onde de pompe (en nm). La longueur d'onde de signal est 1.550 μm et la puissance de signal en entrée est -33 dBm.

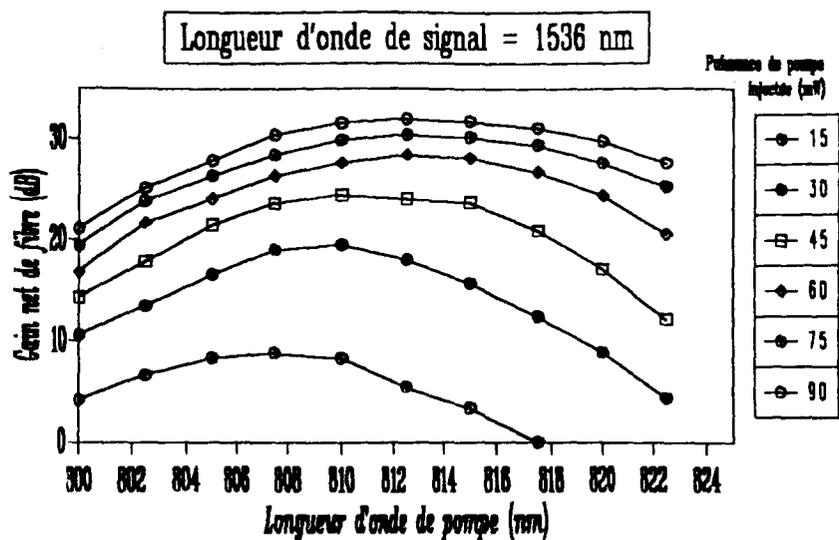


Figure 3.19 Abaques de gain en fonction de la longueur d'onde de pompe. Le paramètre est la puissance de pompe. La puissance de signal est -33 dBm et la longueur d'onde 1.536 μm .

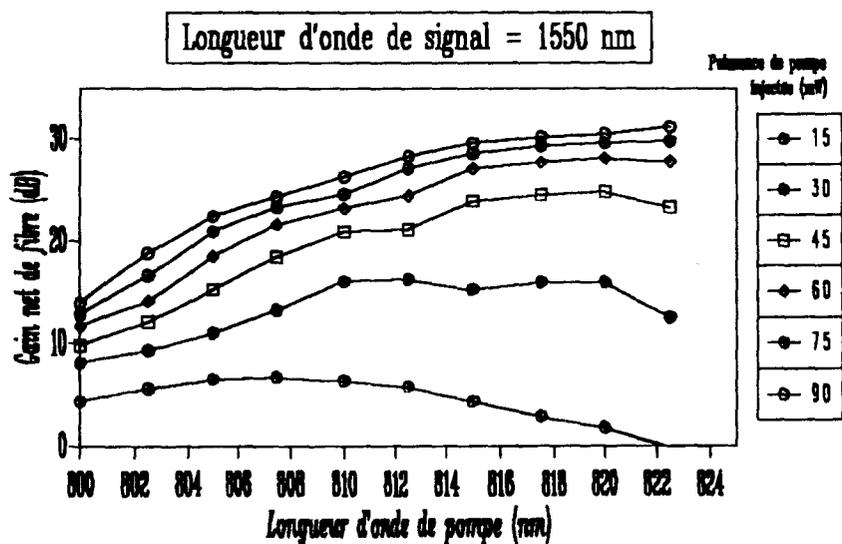


Figure 3.20 Abaques de gain en fonction de la longueur d'onde de pompe. Le paramètre est la puissance de pompe. La puissance de signal est -33 dBm et la longueur d'onde 1.550 μm .

3.3.4 Interprétation.

Les résultats précédents peuvent être synthétisés en terme de longueur d'onde de pompe optimale, en fonction de la puissance de pompe (figure 3-21). Il apparaît qu'il n'existe pas de valeur absolue de la longueur d'onde de pompe: pour une puissance de pompe et une longueur d'onde de signal donnés, il existe une longueur d'onde de pompe optimale. Ceci devra être pris en considération lors de l'étude d'optimisation d'un amplificateur. La tâche est ardue compte tenu de la disparité des paramètres optimaux aux différentes longueurs d'onde de signal. Cependant, un compromis conduisant à un amplificateur présentant un spectre de gain plat peut être trouvé au détriment des maxima des valeurs de gain possibles.

L'interprétation du comportement du gain (figure 3-17, 3-18), nécessite la prise en compte de deux phénomènes: l'absorption par état excité, et la puissance de seuil de la pompe.

L'absorption par état excité, peut être considérée comme une source de pertes pour le rayonnement de pompe. Nous l'avons vu, deux bandes d'absorption par état excité sont présentes et centrées à 790 et 850 nm. Le seuil d'amplification, correspondant à la puissance de pompe pour laquelle le gain égale les pertes, est inversement proportionnel à l'absorption sur le fondamental. Il sera donc minimal pour 805 nm et augmentera avec la longueur d'onde de pompe.

Le gain décroît quand augmente l'absorption par état excité. C'est le cas de figure que l'on rencontre quand la longueur d'onde de pompe est déplacée du côté des petites longueurs d'onde de pompe (800 nm) ou du côté des grandes longueurs d'onde de pompe (825 nm) La longueur d'onde de pompe optimale se situera donc entre ces deux valeurs.

Pour la longueur d'onde de signal à 1.55 μm , à faibles puissances de pompe, le phénomène prépondérant est le seuil. Autour de 805 nm (de 800 à 815), le seuil relativement bas explique les meilleures valeurs de gain obtenues pour ces courtes longueurs d'onde. Pour des puissances de pompe très supérieures au seuil, c'est l'absorption par état excité qui limite le gain. La valeur maximale est obtenue pour 90 mW de pompe à 822.5 nm. Entre ces deux extrêmes, la longueur d'onde de pompe optimale croît continuellement (de 807.5 à 822.5 nm) avec la puissance.

La différence essentielle entre un signal à 1.536 et 1.55 μm réside dans les aspects 3 et 4 niveaux des systèmes d'amplification: à 1.536 μm , le système est considéré comme un système à 3 niveaux d'énergie. La conséquence est l'élévation significative des seuils d'amplification. Ces effets de seuil sont encore présents même pour 90 mW de puissance de pompe. Augmenter la puissance de pompe devrait conduire à une longueur d'onde de pompe optimale de 822.5 nm.

L'intensité de seuil et l'absorption par état excité, ne dépendent que des paramètres spectroscopiques. Changer la géométrie seule de la fibre ne conduirait qu'à une recalibration en puissance des effets présentés.

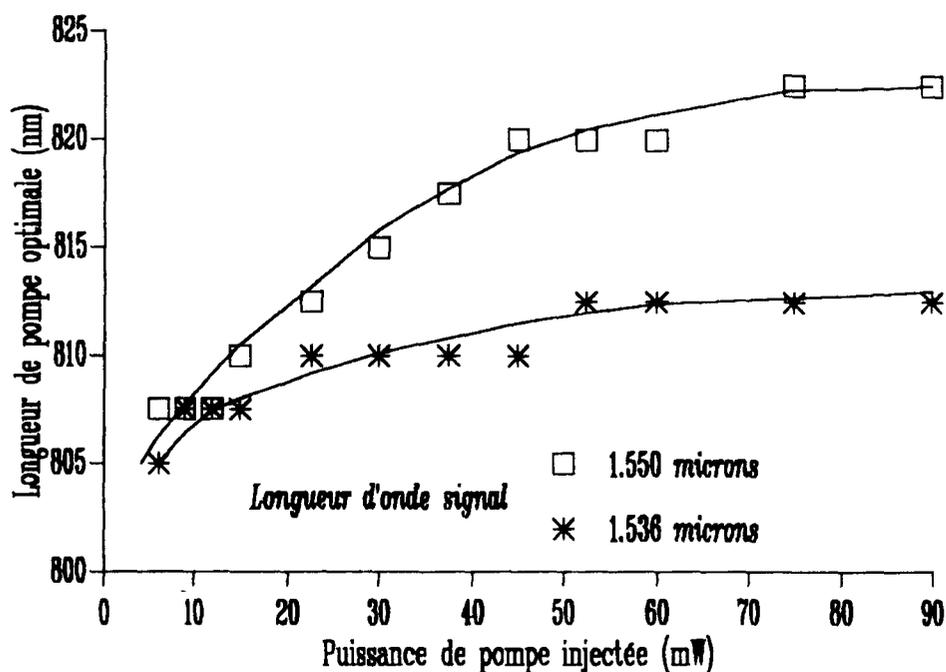


Figure 3.21 Longueur d'onde de pompe optimale dans la bande 800 nm en fonction de la puissance de pompe injectée (en mW). Les symboles carrés correspondent à une longueur d'onde de signal de 1.550 μm et les autres symboles 1.536 μm . La puissance de signal est -33 dBm.

3.4 Conclusion.

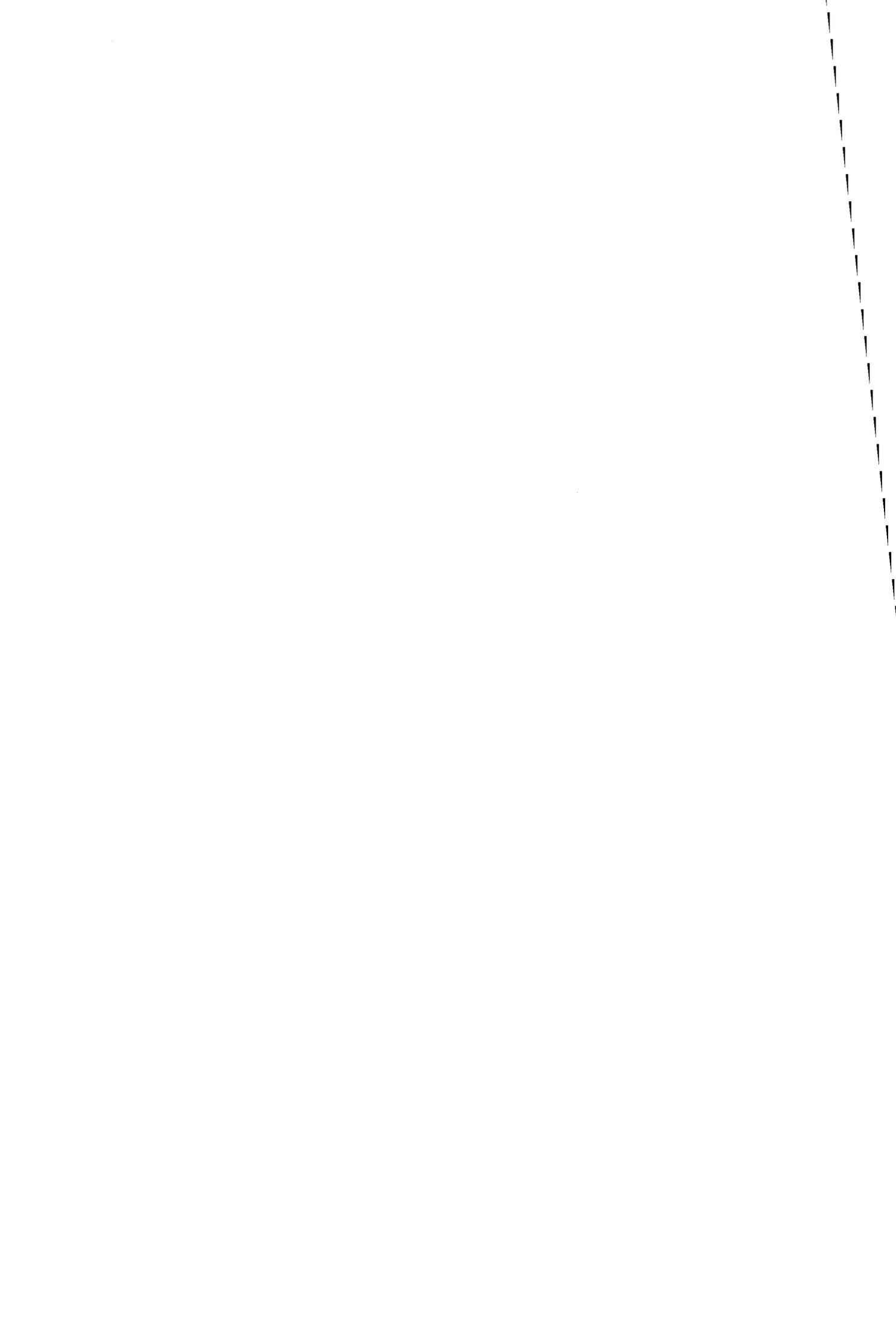
Ce chapitre a été consacré à l'amplification à 1.55 μm . Le premier paragraphe est consacré à l'étude d'un module d'amplification comprenant un coupleur sélectif fabriqué directement sur la fibre dopée. Les avantages de cette technologie sont présentés. Les influences de la longueur d'onde et de la puissance de pompe, ainsi que la longueur d'onde et la puissance de signal sont étudiées. On retiendra que les performances d'un tel dispositif - plus de 40 dB de gain à 1.536 μm pour une puissance de pompe de l'ordre de 40 mW à 982 nm - sont accessibles avec un pompage utilisant des diodes laser de puissance émettant à 980 nm, désormais disponibles dans le commerce.

La seconde partie clarifie le comportement d'un amplificateur pompé dans la bande 800 nm. Cette bande de pompage présente l'inconvénient de présenter d'importantes zones d'absorption par état excité. Néanmoins, le bas coût et la fiabilité des diodes de puissances émettant à 800 nm rend cette possibilité de pompage attractive. Cette étude fait apparaître une notion de longueur de pompe optimale résultat d'un compromis entre les phénomènes d'absorption en fonction de la puissance de pompe

dans une bande comprise entre 800 et 825 nm. Les résultats obtenus (gains > 30 dB), nous permettent d'espérer que cette solution trouvera une application commerciale.

3.5 Références du chapitre 3.

- (1) R.J. Mears et al. OFC/IOOC'87, W12, pg 167.
- (2) R. I. Laming et al. Mo. A3.4, Pg 89-92, ECOC'92, Berlin. Regular papers.
- (3) S. Akiba et al. Tu A4.1, pg 719-726, ECOC'92, Berlin. Invited papers.
- (4) D. Neveux. A paraître dans Applied Optics.
- (5) B. Pedersen et al. IEEE Photonics Technology Letters, Vol 4, No 1, (1992), pg 46-49.
- (6) M. Shimizu et al. Electronics Letters, Vol 26, No 20, (1990), pg 1641-1643.
- (7) T. Georges et al. XII ème JNOG 92, pg 35-37. (cf annexe)
- (8) E. Delevaque et al. OFC'92, Post dead Line paper PD 19, pg 387-389
- (9) M. Montecchi et al. Journal of the Optical Society of America, Vol. 8 No 1, (1991), pg 134-141.
- (10) J.C. Simon Thèse d'état, Université de Nice, 28 octobre 1983.
- (11) J. Aspell et al. OFC'92, ThA4, pg 189-190.
- (12) B. Pedersen et al. Optics Communications, Vol 81, (1991), pg 23-26.
- (13) M.A. Saifi et al. OFC'91 San Diego, paper FA6.
- (14) M. Nakazawa et al. Electronics Letters, Vol 26, (1990), pg 1936-1938
- (15) M. Horiguchi et al. Electronics Letters, Vol 26, (1990), pg 1758-1759.
- (16) E. Delevaque et al. Electronics Letters, Vol 27, No 16, (1991), pg 1421-1422.



CHAPITRE 4

Source superluminescente.

4.1 Introduction.

Les sources superluminescentes sont des sources qui présentent un spectre étendu, donc une longueur de cohérence temporelle faible. Ces sources sont essentielles dans des applications de type capteur utilisant les propriétés des interférences. Le gyromètre à fibre optique a fait l'objet de recherches intensives ces quinze dernières années. L'emploi de sources à spectre large permet de minimiser les perturbations susceptibles d'être introduites par la rétrodiffusion Rayleigh, l'effet Kerr et les réflexions parasites (ref 1).

Jusqu'alors, seules les diodes superluminescentes présentaient les largeurs de spectre requises ($\Delta\lambda > 20$ nm). Elles ont cependant les désavantages de présenter une fluctuation de la longueur d'onde moyenne importante et une puissance couplée à une fibre monomode relativement faible (1 mW).

Les sources à spectre large à fibre optique dopée aux terres rares semblent idéales pour ce type d'application. En effet, la lumière est engendrée dans une fibre monomode, donc un couplage avec des pertes faibles avec une autre fibre monomode. Le rayonnement provient de la désexcitation radiative d'ions de terre rare faisant intervenir des niveaux électroniques de la couche 4f, écrantés par les couches 5s et 5p. Ceci doit conduire à une bonne stabilité du spectre d'émission lorsque la source est soumise à des actions extérieures et à la température en particulier.

Les premières études ont été effectuées sur des sources superluminescentes à fibres dopées au néodyme (ref.2,3,4,5). La raison principale était la disponibilité des diodes de puissance à 800 nm permettant le pompage. Depuis l'apparition sur le marché des diodes à 1.48 μm (ref.6,7), et plus récemment des diodes à 980 nm (ref.8,9), les sources superluminescentes à fibres dopées à l'erbium leur sont préférées. Les rendements de conversion sont supérieurs, et la bande à 1550 nm de l'erbium a les avantages de réduire la sensibilité à l'irradiation de la fibre. Les pertes entre les éléments d'optique intégré et les fibres sont plus faibles: les diamètres de mode sont plus grand à cette longueur d'onde qu'à 800 nm. La rétrodiffusion Rayleigh à ces longueurs d'onde est moins importante que celle générée avec une émission à 1.06 μm . Enfin, elle bénéficie de tous les efforts technologiques des télécommunications optiques.

4.2 Dispositif expérimental.

La source est étudiée selon le dispositif expérimental schématisé dans la figure 4-1. Le rayonnement de pompe est fourni par un laser de puissance à la longueur d'onde λ_p de 980 nm. Un coupleur dichroïque de transmission voisine de 1 à λ_p et de couplage proche de 1 dans la bande 1.55 μm est utilisé pour évaluer la puissance injectée dans la fibre. Le milieu amplificateur est constitué par 25 m de fibre silice dopée à l'erbium. Les caractéristiques de la fibre sont: un diamètre de cœur de 2.2 μm , une différence d'indice cœur-gaine de $30 \cdot 10^{-3}$ et une concentration en erbium de 440 ppm. Un isolateur optique en extrémité de fibre permet d'éviter les oscillations laser. Un miroir de facteur de réflexion proche de 100% dans la bande 1.55 μm , placé en "butt coupling" renvoie l'émission spontanée amplifiée contrapropagative dans l'amplificateur assurant un "double passage". Dans le cas d'un "simple passage" le miroir est remplacé par une cellule d'huile adaptatrice d'indice évitant les réflexions de Fresnel. Le signal est analysé à l'aide d'un détecteur étalonné à 1.55 μm ou d'un analyseur de spectre optique.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL SOURCE SUPERLUMINESCENTE

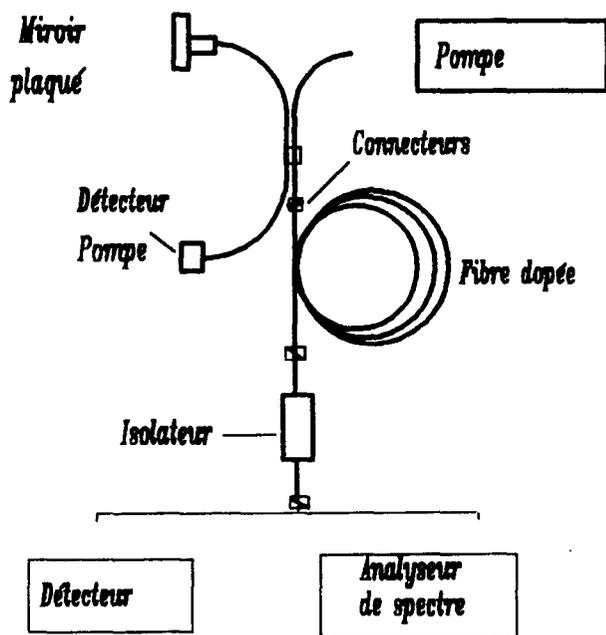


Figure 4.1 Dispositif expérimental pour l'étude de la source superluminescente à fibre dopée à l'erbium.

4.3 Caractéristiques de la source.

4.3.1 Evolution de la puissance de signal émise.

Nous avons étudié l'évolution de la puissance de signal en fonction de la puissance de pompe injectée estimée. La puissance de signal augmente linéairement avec la puissance de pompe au dessus d'un seuil, défini comme étant la puissance de pompe pour laquelle l'amplification de l'émission spontanée passe du régime linéaire au régime de saturation du gain. La configuration en double passage conduit à un seuil de 3 mW et une pente de 0.59. Le rendement quantique est de 84%. Dans la configuration en simple passage, le seuil est de 5 mW et la pente de 0.3 soit un rendement quantique de 41%. L'évolution des puissances de signaux en fonction de la puissance de pompe est présentée dans la figure 4-2.

Nous avons relevé le spectre des émissions pour chaque valeur de la puissance de pompe. Les figures 4-3 et 4-4 illustrent la répartition spectrale de l'énergie dans les configurations double et simple passage. On peut voir que dans la configuration double passage un spectre plus étendu est obtenu. Cette configuration permet la croissance de l'intensité lumineuse pour les grandes longueurs d'onde dans la bande de gain (1550 nm).

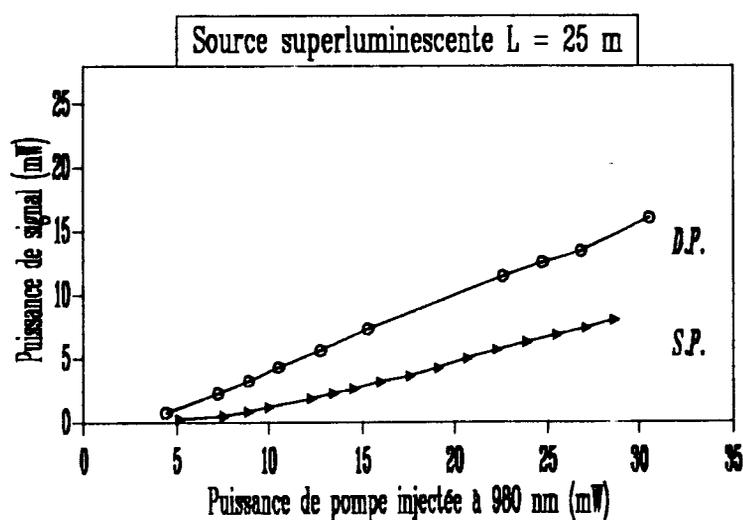


Figure 4 . 2 Courbe des puissance de signal en fonction de la puissance de pompe pour les configuration double (DP) et simple (SP) passage.

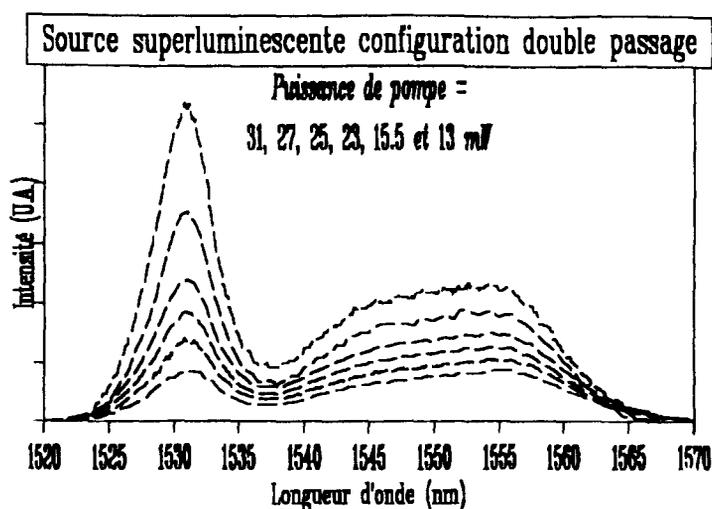


Figure 4.3 Intensités spectrales dans la configuration double passage pour différentes puissances de pompe.

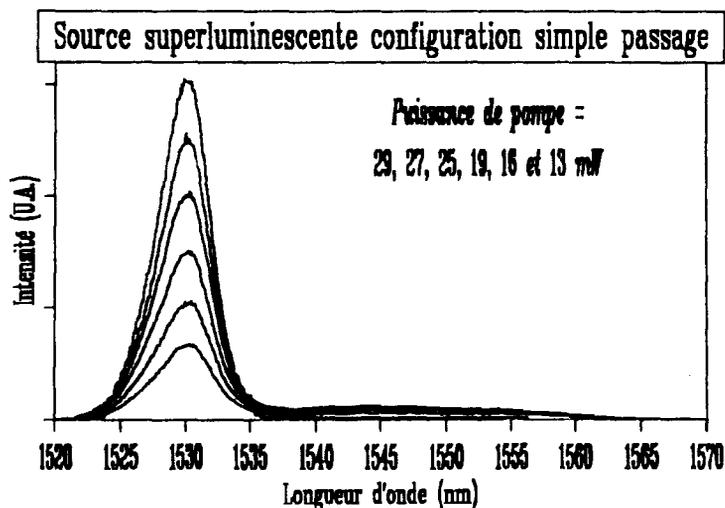


Figure 4.4 Intensités spectrales dans la configuration simple passage pour différentes puissances de pompe.

4.3.2 Etude de la dérive des paramètres avec la puissance de pompe.

Les mesures des intensités spectrales nous permettent d'accéder à deux grandeurs caractéristiques de la source, fondamentales dans une application d'interférométrie en lumière à spectre étendu. La première de ces grandeurs est la fréquence moyenne

de la source. De sa stabilité dépend la précision du capteur, sa dérive entraîne une dérive du facteur d'échelle du gyromètre. Elle peut être définie à partir du produit du spectre par une fonction affine suivant la relation 4-1 (ref.12).

$$v_0 = \frac{\int_0^{\infty} vI(v)dv}{\int_0^{\infty} I(v)dv} \quad (4 - 1)$$



Cette définition statistique de la fréquence moyenne, nous permet de définir la seconde grandeur caractéristique de la source: la largeur spectrale exprimée par la relation 4-2.

$$\Delta v = \sqrt{\overline{v^2} - v_0^2} \quad (4 - 2)$$

avec $\overline{v^2}$ définie comme:

$$\overline{v^2} = \frac{\int_0^{\infty} v^2 I(v)dv}{\int_0^{\infty} I(v)dv}$$

Dans la configuration double passage, La longueur d'onde moyenne ($\lambda_0 = c/v_0$) décroît de 1555 à 1542 nm lorsque la puissance de pompe augmente, puis évolue plus lentement pour des puissances de pompe supérieures à 15 mW. Dans le cas d'un simple passage, la longueur d'onde moyenne se stabilise dans les mêmes conditions de pompage à une valeur de 1.533 μm . Les coefficient exprimant la variation de la longueur d'onde moyenne de la source, pour des puissances supérieures à 15 mW, dans l'hypothèse d'une évolution linéaire, sont respectivement de -0.25 et -0.44 nm/mW pour la configuration double et simple passage. Les variations relatives correspondantes sont de -160 et -290 ppm/mW.

Les variations des largeurs spectrales et des longueurs d'onde moyennes dans les configurations double et simple passage sont présentées en fonction de la puissance de pompe injectée sur les figures 4-5 et 4-6.

Dans la configuration double passage, la largeur spectrale définie par $\Delta\lambda = c \Delta v/\lambda_0^2$ croît avec la puissance de pompe de 16 à 23 nm et semble se stabiliser pour des puissances de pompe supérieures à 15 mW. Le coefficient de variation de la largeur spectrale en fonction de la puissance, pour des puissances de pompe supérieures à 15 mW, est de l'ordre de 0.14 nm/mW soit 6400 ppm/mW de variation relative.

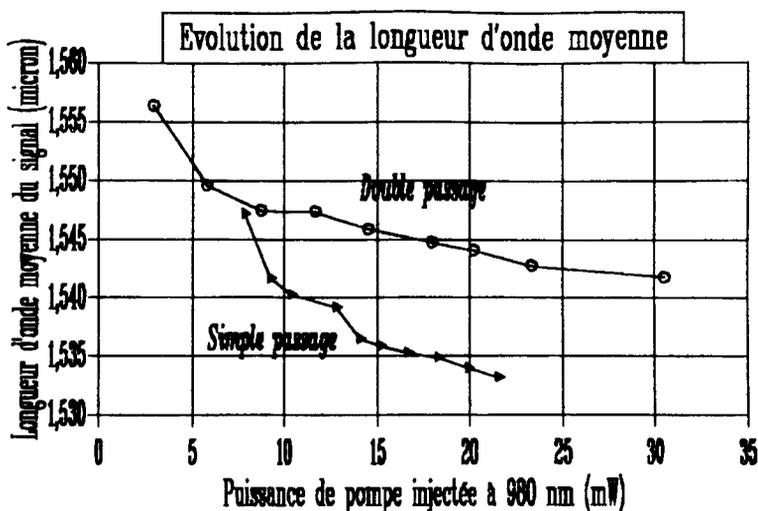


Figure 4 . 5 Evolution de la longueur d'onde moyenne de la source en fonction de la puissance de pompe dans les configurations double et simple passage.

Dans la configuration simple passage la largeur spectrale décroît avec une augmentation de la puissance de pompe, et continue à évoluer pour des puissances supérieures à 25 mW. Le coefficient exprimant la variation de la largeur spectrale avec la puissance, pour des puissances supérieures à 15 mW, est de -0.8 nm/mW soit une variation relative de -40000 ppm/mW .

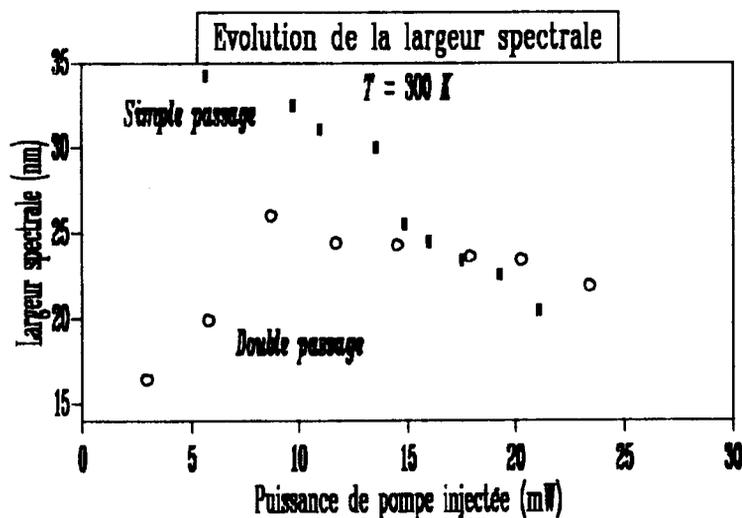


Figure 4 . 6 Evolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe, dans les configurations double et simple passage.

4.3.3 Dérive des paramètres avec la température.

Dans la configuration double passage, nous avons étudié la dérive de ces paramètres dans un domaine de température compris entre 20 et 70 degrés Celsius. Nous avons pour cela placé la fibre amplificatrice dans une étuve, et procédé à l'enregistrement des spectres à température croissante. Le coefficient de variation thermique de la longueur d'onde moyenne est de $-8.6 \cdot 10^{-3} \text{ nm/K}$. Soit une variation relative de $-5.6 \cdot 10^{-6}$ ou 5.6 ppm par Kelvin (figure 4-7).

La largeur moyenne varie avec la température avec un coefficient de $4.4 \cdot 10^{-3} \text{ nm/K}$, soit une variation relative de $185 \cdot 10^{-6}$ ou 185 ppm par Kelvin (figure 4-8).

La dérive de ces paramètres est comparée à celle de ces mêmes paramètres pour une diode superluminescente. A cette fin, nous avons déterminé les coefficients de variation de la longueur d'onde moyenne et de la largeur spectrale de la source en fonction du courant d'alimentation de la diode laser (à 980 nm) devant être utilisée comme moyen de pompage de la source à fibre. Les valeurs prises pour ce calcul sont les valeurs typiques données par le constructeur (0.3 mW/mA). Les résultats de ces calculs sont portés dans le tableau de la figure 4-9. Nous avons également porté dans ce tableau, les valeurs typiques des puissances qu'il est possible d'atteindre avec ces types de sources. Le point remarquable dans ces résultats, est la valeur du coefficient de variation thermique de la longueur d'onde moyenne de la source. La stabilité en longueur d'onde moyenne de la source en configuration double passage doit nous permettre de gagner deux ordres de grandeur sur la stabilité du facteur d'échelle du gyromètre à fibre. Le second intérêt de la source superluminescente à fibre concerne les puissances de signal atteintes ($> 15 \text{ mW}$). Ces puissances doivent nous permettre d'envisager l'alimentation de plusieurs capteurs avec une seule source.

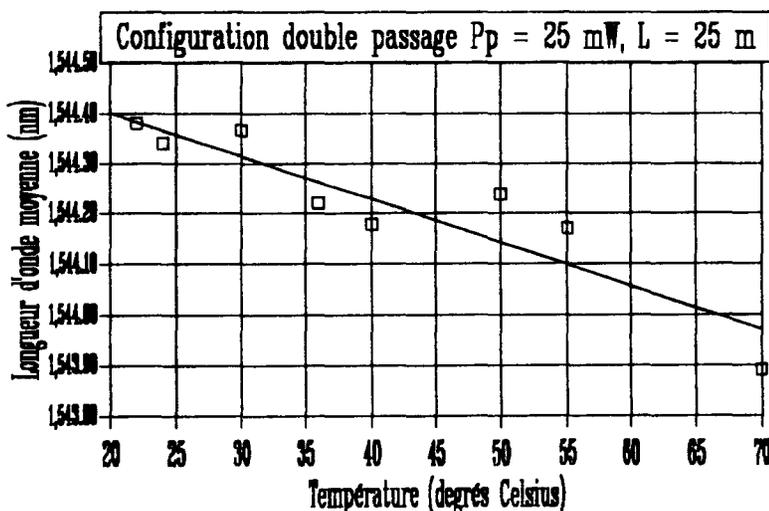


Figure 4.7 Evolution de la longueur d'onde moyenne avec la température, dans la configuration double passage.

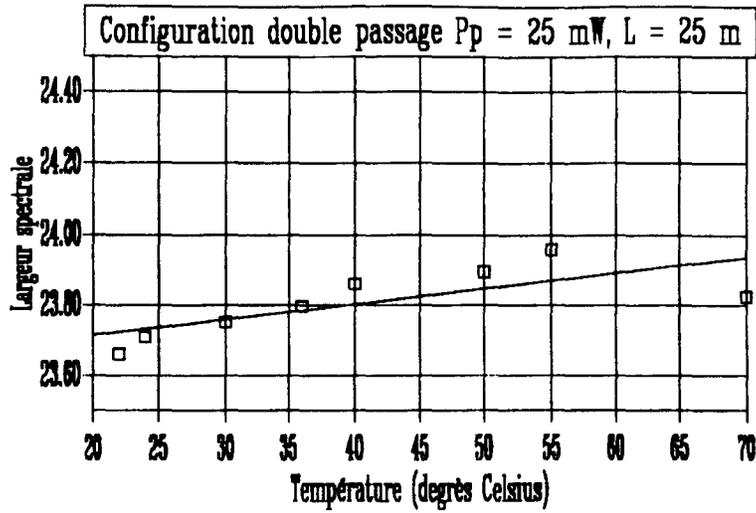


Figure 4 . 8 Evolution de la largeur à mi-hauteur avec la température, dans la configuration double passage.

	Simple passage	Double passage	Diode S.L.
α_{λ}^P (ppm/mA)	-240	-50	40
$\alpha_{\Delta\lambda}^P$ (ppm/mA)	-16600	-5200	-
α_{λ}^T (ppm/K)	-	-5.6	400
$\alpha_{\Delta\lambda}^T$ (ppm/K)	-	+185	-
Puissance	7 mW (λ 1550 nm)	15 mW (λ 1550 nm)	1 mW (λ 800 nm)

Figure 4 . 9 Tableau présentant les résultats des dérivés de la longueur d'onde moyenne et de la largeur spectrale de la source superluminescente à fibre. Ces résultats sont comparés aux valeurs typiques de la variation de ces mêmes paramètres pour une diode superluminescente.

4.4 Discussion.

Dans les expériences décrites dans le paragraphe précédent, le couplage entre la fibre dopée et le coupleur est mal connu. Nous considérons la valeur de ce couplage comme un paramètre ajustable. Un couplage de 60% conduit à l'accord entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques (figure 4-10). Dans les mêmes conditions, nous avons comparé les spectres mesurés et les spectres calculés (figure 4-11). Les spectres mesurés apparaissent en pointillés.

Nous avons étudié le comportement théorique de ce composant en fonction de la longueur de fibre dopée. La répartition spectrale d'intensité lumineuse varie avec la longueur de fibre. Pour les raisons que nous avons exposé précédemment, nous devons trouver une configuration pour laquelle la longueur d'onde moyenne et la largeur à mi-hauteur du spectre présentent les plus faibles variations. Nous devons également considérer dans cette discussion l'interférogramme de la source. Nous présenterons les interférogrammes des sources en fonction de la différence de marche. Nous ne représenterons que les enveloppes de ces interférogrammes (visibilité).

La première observation concerne l'évolution de la puissance de la source quand la longueur de fibre est modifiée. A puissance de pompe constante, la puissance signal croît de façon quasi linéaire jusqu'à une valeur maximale, puis décroît lentement. Ce comportement est illustré dans la figure 4-12. La longueur optimale donnant le maximum de puissance est 20 m. Quand la longueur de la fibre est triplée, la puissance de signal n'a chuté que de 11%.

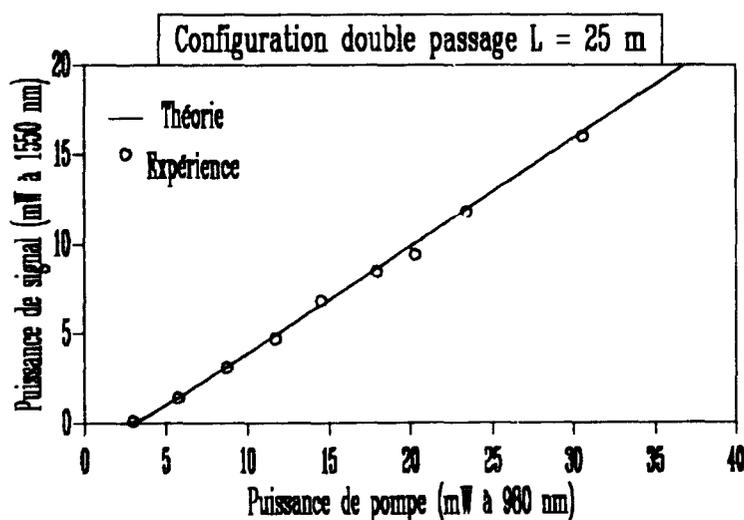


Figure 4 . 10 Puissance de signal de la source superluminescent en fonction de la puissance de pompe. Cet accord entre les résultats théoriques (courbe) et les résultats expérimentaux (symboles) est obtenu par ajustement du coefficient de couplage entre le coupleur et la fibre dopée.

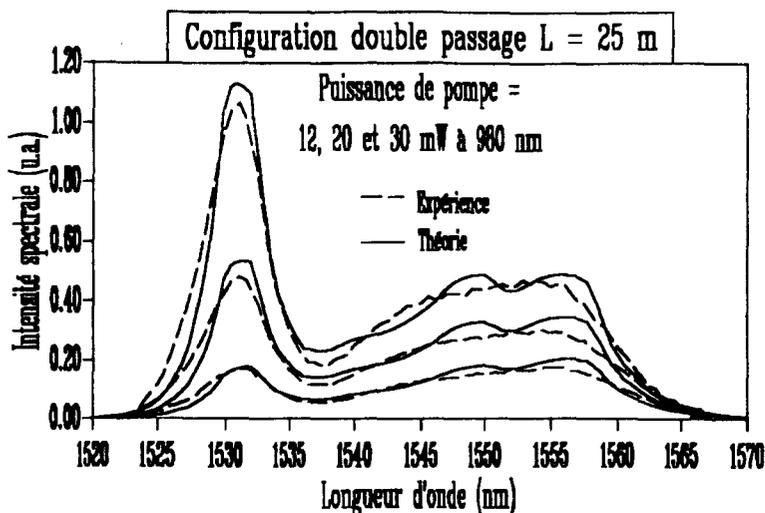


Figure 4 . 11 Comparaison entre les spectres d'émission de la source pour trois puissances de pompe. Les tirets décrivent les mesures et les courbes lisses les résultats des calculs effectués avec le modèle analytique présenté.

A mesure que la longueur de fibre augmente la densité spectrale de puissance se déplace vers les grandes longueurs d'onde. Elle passe d'un pic centré à 1532 nm pour une longueur de 20 m, à un pic centré à 1556 nm pour une longueur de fibre de 50 m. La figure 4-13 montre les répartitions spectrales de puissance pour des longueurs de fibre de 10, 20, 30, 40 et 50 m.

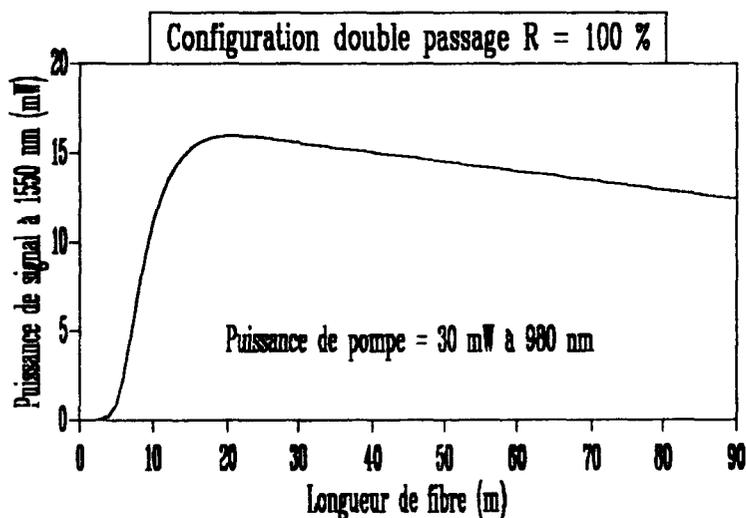


Figure 4 . 12 Evolution théorique (modèle analytique) de la puissance de signal de la source en fonction de la longueur de la fibre. La puissance de pompe est de 30 mW.

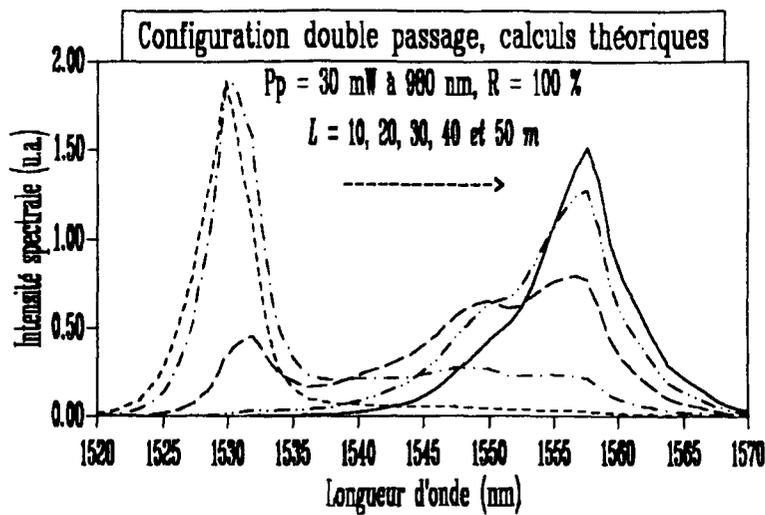


Figure 4.13 Intensité spectrales de la source superluminescente calculées avec le modèle analytique. La puissance de pompe est 30 mW, et la longueur de fibre de 10, 20, 30, 40 et 50 mètres.

La coexistence des deux pics centrés à 1532 et 1556 nm entraîne des remontées de visibilité, illustrées dans les interférogrammes de la figure 4-14. Lorsque ne subsiste qu'un seul pic, nous avons une décroissance monotone de l'interférogramme (40 et 50m).

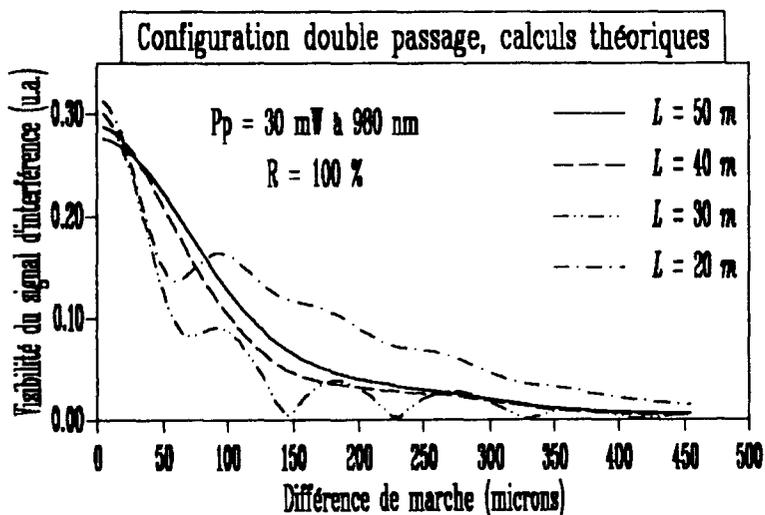


Figure 4.14 Interférogrammes calculés à partir des spectres calculés avec le modèle analytique. La puissance de pompe est 30 mW, et la longueur de fibre de 10, 20, 30, 40 et 50 mètres.

4.5 Conclusion.

Nous avons étudié dans ce chapitre la faisabilité d'une source superluminescente à fibre dopée à l'erbium. Des configurations double et simple passage ont été réalisées. Nous avons obtenu des rendements quantiques de l'ordre de 80% dans le cas d'une configuration en double passage. Nous avons montré que la variation de la longueur d'onde moyenne de la source avec la température est de l'ordre de 6 ppm/Kelvin. Soit une fluctuation 100 fois plus faible que pour une diode superluminescente.

Nous avons ensuite étudié le comportement théorique de la source dans la configuration double passage à l'aide du modèle analytique exposé au chapitre 2. Cette modélisation nous a permis de développer une discussion quantitative de l'influence de la longueur de la fibre sur le comportement de la source.

Les sources superluminescentes à fibre semblent bien adaptées dans des dispositifs capteur utilisant les propriétés interférométriques des spectres larges, et plus particulièrement le gyromètre à fibre optique. Comparées aux diodes superluminescentes, ces sources permettent de gagner deux ordres de grandeur sur la stabilité en température de la longueur d'onde moyenne. Les puissances obtenues dans cette étude de faisabilité nous conduisent à envisager l'alimentation de plusieurs capteurs avec une seule source. Cette configuration les rendrait plus compétitives en terme de coût.

4.6 Références du chapitre 4.

- (1) H. C. Lefèvre. "The Fiber-Optic Gyroscope". chapitre 9, §2. Artech House, London Boston 1993.
- (2) K. Liu et al. Electronics Letters Vol.23, No 24, (1987), pg.1320-1321.
- (3) I.N. Duling et al. Optics Letters, Vol.15, No.1, (1990), pg.33-35.
- (4) P.R. Morkel et al. Electronics Letters, Vol.26, No.13, (1990), pg.873-875.
- (5) M.J.F. Digonnet et al. Journal of Lightwave Technology, Vol.7, No.7, (1989), pg.1009-1015
- (6) K. Iwatsuki. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.2, No.4, (1990), pg.237-238.
- (7) H. Février et al. Electronics Letters, Vol.27, No.3, (1991), pg.261-263.
- (8) P.R. Morkel. "Optical Fiber Sensors". Springer Verlag. Ed. H. Arditty, J.P. Dakin et R.Th. Kersten OFS'89, (1989), pg143-148.
- (9) P.F. Wysocki et al. Proceeding of SPIE Vol.1373, Fiber Laser Sources and Amplifiers II (1990), pg.234-245.
- (10) G. Sagnac. Compte rendu de l'Académie des sciences. Vol.95, (1913), pg.1410-1413.
- (11) H.C. Lefèvre. "The Fiber-Optic Gyroscope", chapitre2. Artech House, London Boston 1993.
- (12) H.C. Lefèvre. "The Fiber-Optic Gyroscope", chapitre8. Artech House, London Boston 1993.

CHAPITRE 5

Lasers à fibre

5.1 Introduction.

Les fibres optiques présentent l'avantage de confiner des fortes énergies sur des grandes longueurs. Dans un laser - comme dans un amplificateur - le paramètre important est le produit de l'intensité du rayonnement par la longueur d'interaction. Les fibres apparaissent comme les structures idéales pour ce type d'application.

Les terres rares incorporées dans le coeur de la fibre sous forme trivalente, présentent de nombreuses transitions du visible à l'infrarouge (figure 0-1 page 6). Ceci les rend particulièrement attractives comme milieu amplificateur.

Les problèmes à résoudre concernent les moyens de pompage et les miroirs de la cavité laser. Pour être utilisables, ces lasers devront utiliser des moyens de pompage présentant un encombrement raisonnable. Le développement des diodes laser de puissance va dans ce sens.

Il existe trois technologies permettant l'intégration de miroirs à la fibre laser: des dépôts multidiélectriques sur les faces des fibres (ref.1), des boucles de Sagnac (ref.2), et des réseaux de Bragg photoinscrits (ref.3).

La récente possibilité de graver des réseaux de Bragg dans le coeur des fibres de silice, par irradiation U. V. rend encore plus attractifs les composants actifs à fibre. ces réseaux peuvent être utilisés dans les amplificateurs (ref.4), des dispositifs interférométriques (ref.5), ou comme miroir selectif réalisant des cavités laser intégrées (ref.6).

Nous présentons dans ce chapitre, la faisabilité d'un laser à fibre présentant des spécifications données. Les miroirs de la cavité sont constitués de réseaux de Bragg photoinscrits. Ce type de cavité permet un accord précis de la longueur d'onde du laser par allongement des réseaux. Cette accordabilité doit s'avérer intéressante pour des applications dans des dispositifs capteur. Le laser néodyme présente un comportement singulier en polarisation. Nous présentons les effets obtenus et nous tentons d'avancer quelques explications qualitatives.

Dans une seconde partie, nous présentons le laser à fibre dopée à l'erbium. L'émission laser se situe dans la bande $1.55 \mu m$. Nous montrons qu'un tel laser peut fonctionner en régime déclenché. Nous terminons ce chapitre sur une particularité offerte par le laser à fibre dopée à l'erbium, c'est à dire un mode de fonctionnement naturel en régime pulsé.

5.2 Le Laser Néodyme à 1.0829 micron.

5.2.1 Objectif.

Cette étude répond à une demande spécifique formulée par le LETI de Grenoble. Ce laser doit être utilisé pour pomper une décharge d'hélium dans un dispositif capteur. La longueur d'onde d'émission doit être accordée sur la transition D_0 de l'hélium soit à $1.0829 \mu\text{m}$. Ces dispositifs capteur doivent permettre la mesure de variation de champ magnétiques à l'échelle du picoTesla (ref.7). Envisager des dispositifs portables impose le pompage du laser à fibre par diode laser. Le laser devra donc répondre au cahier des charges suivant:

- Pompage du laser par diode.
- Puissance du laser infrarouge supérieure à 3 mW.
- Largeur spectrale de l'ordre du gigahertz.
- Accordabilité autour de $1.082 \mu\text{m}$.
- Bruit minimum dans la bande 500 kHz - 5 MHz.

Les terres rares pour lesquelles une émission laser a été observée autour de $1.08 \mu\text{m}$ sont le néodyme, l'ytterbium et le praséodyme (cf figure 0-1 page 6). La solution consistant à employer une fibre dopée avec du praséodyme est écartée: Cette terre rare ne présente pas de bande d'absorption permettant un pompage par diode laser.

La solution qui consiste à utiliser une fibre dopée avec des ions d'ytterbium nécessite l'utilisation d'une diode de pompe émettant autour de 975 nm. Cette solution n'a pas été retenue en raison du coût élevé de ces diodes laser.

La terre rare retenue est donc le néodyme. La transition ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ permet un pompage utilisant une diode émettant autour de 810 nm. Cette solution est attractive compte tenu de la fiabilité de ces composants.

5.2.2 La photoinscription des réseaux de Bragg.

Le matériau hôte choisi est la silice. Ce choix provient de la récente possibilité de graver dans le coeur des fibres $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ des réseaux de Bragg permanents. Ces réseaux sont fabriqués au Laboratoire de Dynamique moléculaire et Photonique (LDMP) de l'Université de Lille I.

Ces réseaux sont obtenus par irradiation transverse de la fibre par un rayonnement ultraviolet. L'exposition d'une matrice $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$ à un rayonnement de longueur d'onde voisine de 240 nm provoque une élévation de l'indice. Le mécanisme n'est pas encore très bien compris, il semble toutefois lié à la création de centres de défauts Ge1, Ge2 ou Ge(E') et de la modification photoinduite de la répartition de ces centres (ref.8,9).

L'exposition transverse d'une fibre de silice codopée à l'oxyde de germanium à un rayonnement ultraviolet présentant une variation périodique d'intensité lumineuse dans l'axe de la fibre permet l'inscription d'un réseau d'indice. La variation

périodique de l'intensité du rayonnement ultraviolet est obtenue par la création d'une figure d'interférences. Cette figure d'interférences est localisée dans le coeur de la fibre (figure 5-1). La longueur des réseaux obtenus au LDMP sont de l'ordre de 5 à 10 mm. L'amplitude de la modulation d'indice dépend du temps d'exposition dans le cas d'une photoinscription avec un laser UV continu, ou du nombre de tirs pour un laser UV pulsé. Le pouvoir réflecteur de ces réseaux s'étend de 0 à Rmax. La longueur d'onde de Bragg du réseau est donnée par la condition de résonance (5-1).

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda \tag{5-1}$$

Où Λ représente la période de la modulation d'indice, et n_{eff} l'indice effectif dans le coeur de la fibre au niveau du réseau (figure 5-2). La largeur à mi-hauteur des réflecteurs ainsi obtenus est de l'ordre de quelques dizaines de GHz. On trouvera dans l'article de la référence 10, une étude détaillée de l'influence des paramètres de contrôle (temps d'exposition ou nombre de tirs, fluence du rayonnement,...) sur les caractéristiques du réseau de Bragg photoinscrit.

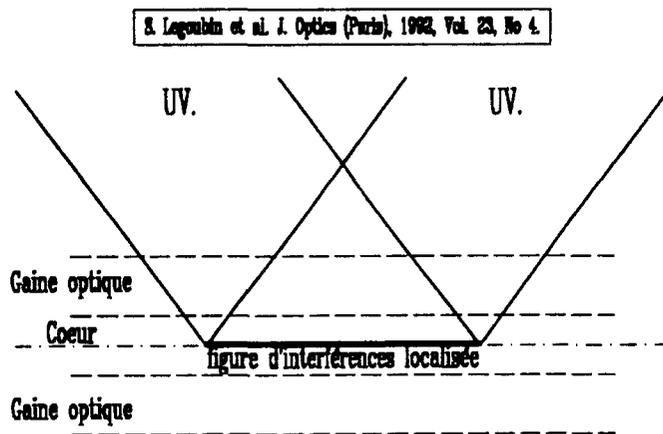


Figure 5 . 1 Schéma de principe de la photoinscription des réseaux de Bragg.

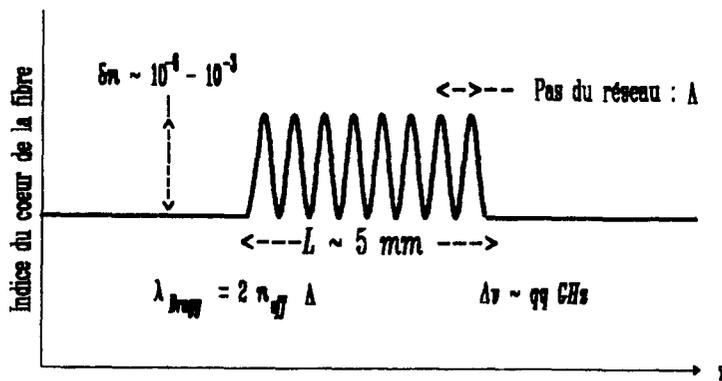


Figure 5.2 Allure typique de la modification du profil longitudinal de l'indice du coeur d'une fibre après photoinscription d'un réseau de Bragg.

5.2.3 Dispositif expérimental.

Nous avons procédé à une étude de 6 lasers à cavité photoinscrite. Nous présentons ici les résultats relatifs à une de ces cavités.

Description de la cavité laser.

Les éléments du dispositif expérimental sont schématisés figure 5-3. Le laser intégré (référence USTLFA: Nd128) comprend six mètres de fibre de silice dopée néodyme (référence CNET: FPGA473Nd). Cette fibre possède un diamètre de coeur de $1.8 \mu\text{m}$ de $\text{GeO}_2 \text{ Al}_2\text{O}_3 \text{ SiO}_2$ et une différence d'indice entre le coeur et la gaine optique de $30 \cdot 10^{-3}$ soit une longueur d'onde de coupure du second mode à $0.7 \mu\text{m}$.

Les miroirs de la cavité sont constitués de réseaux de Bragg photoinscrits. Les réseaux R_1 et R_2 forment une cavité Fabry-Pérot de pouvoir réflecteur 83 % à la longueur d'onde de signal. La cavité est refermée par le réseau R_3 présentant une réflexion de 30 % à cette même longueur d'onde. Les réseaux sont sans effet à la longueur d'onde de la pompe.

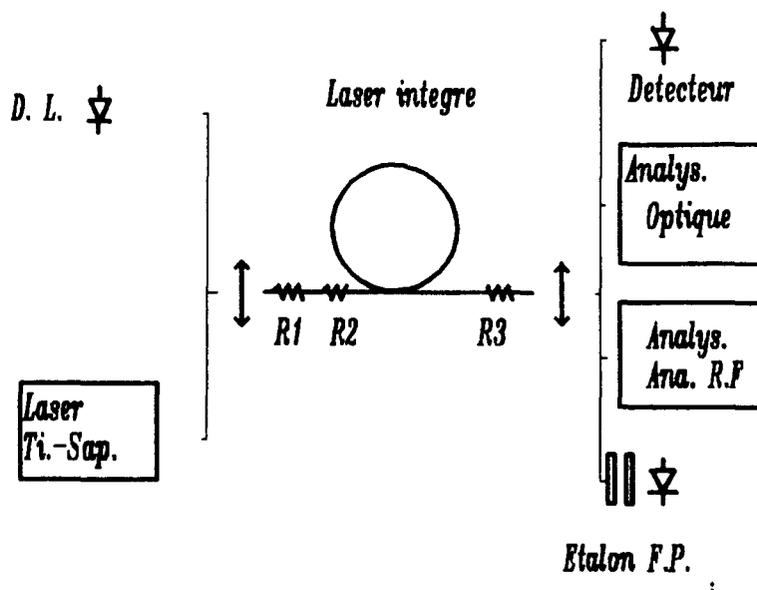


Figure 5 . 3 Dispositif expérimental utilisé lors de l'étude du laser à fibre dopée au néodyme.

Le rayonnement de pompe provient soit d'un laser titane-saphire accordable autour de 810 nm, soit d'une diode laser de puissance émettant à 813.5 nm.

La puissance du laser infrarouge est mesurée avec une photodiode étalonnée à 1082 nm. Un analyseur de spectre optique de 0.1 nm de résolution permet la détermination de la longueur d'onde de signal à 0.01 nm près. Le spectre d'émission est également caractérisé au moyen d'un analyseur de spectres radio-fréquences de bande passante 1 kHz-1.8 GHz via une détection rapide. La largeur de la raie laser infrarouge est mesurée avec un interféromètre de type Fabry-Perot d'intervalle spectral libre de 7.5 GHz et de finesse de 125.

Optimisation de la longueur d'onde de pompe.

Le premier volet de l'étude porte sur l'optimisation de la longueur d'onde de pompe. Le laser à fibre devant être pompé par une diode laser, cette première phase va déterminer le choix de la longueur d'onde d'émission de la diode, en vue d'un approvisionnement.

Le rayonnement de pompe provient du laser titane-saphire accordable autour de 810 nm. Plusieurs longueurs d'onde de pompe entre 810 et 820 nm sont testées. Un maximum d'efficacité est obtenu pour $\lambda_p = 814.5$ nm (figure5-4).

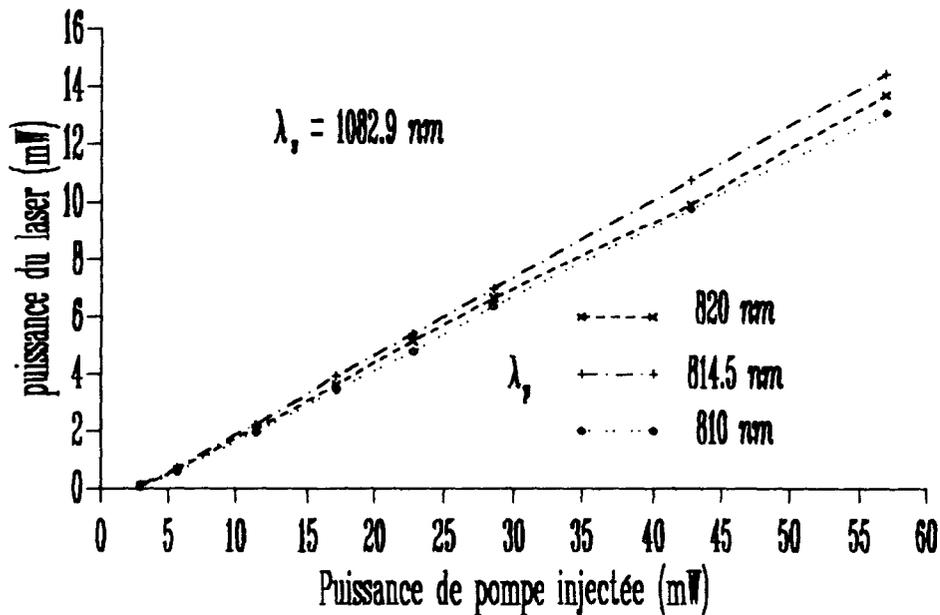


Figure 5.4 Puissance d'émission du laser infrarouge en fonction de la puissance de pompe pour trois longueur d'onde de pompe.

Le laser fonctionne en continu. Le seuil d'oscillation est d'environ 2 mW; l'efficacité est de 27.5% soit un rendement quantique de 37 %. Le rendement quantique est très inférieur à celui que prévoit le modèle théorique. Une étude en transmission (cf. chapitre 1) a montré qu'une fraction des ions de néodyme d'environ 20% est regroupée en paires d'ions dans cette fibre. Suite à ces observations une nouvelle fibre a été fabriquée et plus de 90% de rendement quantique a été obtenu.

Domaine d'accordabilité.

La suite de l'étude est effectuée avec la diode laser de puissance. Celle-ci délivre jusqu'à 100 mW de puissance optique à la longueur de 813.5 nm. Le rendement de couplage du faisceau issu de la diode laser à la fibre est de 47 %.

L'accord de la longueur d'onde signal est obtenu par élongation des réseaux. Cette procédure permet un accord de λ_s de 1082.25 à 1085 nm (figure5-5). L'étude des différentes cavités a montré que le déplacement relatif de la longueur d'onde de Bragg est proportionnel à l'allongement relatif du réseau.

$$\frac{\delta\lambda_s}{\lambda_s} = 0.78 \frac{\delta L}{L} \quad (5 - 2)$$

Ce résultat est conforme à celui que l'on peut déduire à partir d'une forme différentielle de la relation 5-1 dans laquelle on introduit la valeur numérique du coefficient piézo-optique de la silice (5-3).

$$\frac{\delta\lambda_s}{\lambda_s} = (1 - p_e) \frac{\delta L}{L} \quad (5 - 3)$$

avec

$$p_e = \frac{n^2}{2} (p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12}))$$

Où ν représente le coefficient de Poisson, p_{11} et p_{12} les coefficients piézo-optiques du matériau supposé isotrope.

La valeur du coefficient de proportionnalité entre $\delta\lambda/\lambda$ et $\delta L/L$ que nous avons mesuré pour cette cavité est de 0.64. Ceci est probablement dû au glissement des réseaux dans les supports de traction. D'autres mesures faites au LDMP ont montré un bon accord entre théorie et expérience (ref 11). La mesure de la longueur d'onde laser est effectuée à l'aide de l'analyseur optique. La résolution de l'appareil (0.1 nm) ne permet pas la détermination de la largeur de raie.

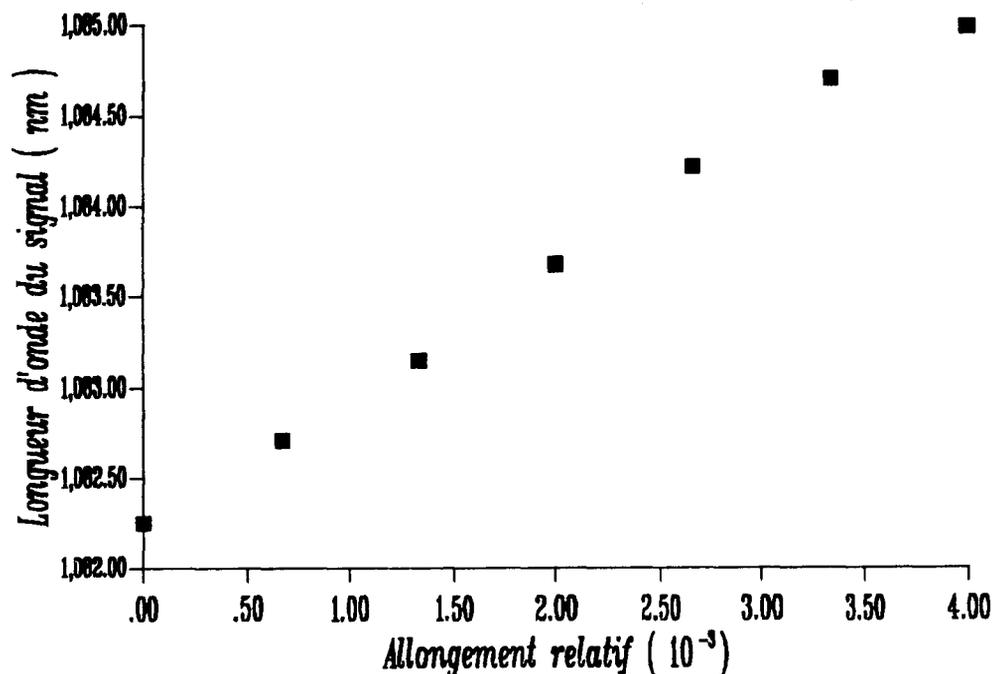


Figure 5 . 5 Accordabilité du laser à fibre dopée au néodyme. Longueur d'onde d'émission en fonction de l'allongement relatif de la fibre.

Mesure de la largeur spectrale.

L'étude de l'émission avec l'analyseur radio-fréquence fait apparaître les battements entre les modes longitudinaux. L'espacement de 17 MHz correspond aux 6 mètres de la cavité. Les battements entre les modes longitudinaux les plus éloignés donne l'ordre de grandeur de la largeur spectrale: 500 MHz. La mesure avec l'étalon Fabry-Pérot confirme ce résultat: la largeur de raie a été mesurée à 520 MHz. L'analyse des battements entre les modes longitudinaux ne fait apparaître aucun bruit en excès dans la bande 0.5-5 MHz.

Ces mesures ont été effectuées avec un contrôleur de polarisation placé dans la cavité (boucles de Lefèvre). Ces résultats correspondent aux largeurs minimales obtenues par action sur le contrôleur de polarisation (cf ci-dessous).

5.2.4 Effets de polarisation.

Influence de la biréfringence de la fibre.

Au cours de l'étude relative à la largeur spectrale du laser, nous avons constaté que le fait de manipuler la fibre amplificatrice pouvait modifier la longueur d'onde d'émission. Nous avons interprété cette observation comme provenant d'effets de polarisation non maîtrisés. Nous présentons donc dans ce paragraphe, des observations faites sur le comportement en polarisation des lasers à fibre. Nous ne prétendons pas ici apporter toutes les réponses à ce problème complexe. Des études sur ce sujet sont d'ailleurs en cours (ref 12), et font l'objet d'une thèse (ref 13). Néanmoins, nous allons essayer de donner quelques explications qualitatives aux phénomènes rencontrés.

La première observation concerne l'état de polarisation d'un laser à fibre. L'émission laser d'une fibre dopée aux ions de terre rare est généralement composée de deux radiations polarisées linéairement et décalées en fréquence (dans notre cas) de quelques gigahertz (figure 5-6).

La fibre possède une biréfringence intrinsèque de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$. Ceci nous amène à examiner les conditions d'accords de phase et de polarisation pour un aller et retour dans la cavité. Quel que soit le conditionnement de la fibre, il existe deux états principaux de polarisations linéaires orthogonaux. Les états de polarisation susceptibles de remplir les conditions d'accord, c'est à dire de se retrouver dans le même état après un aller et retour dans la cavité, sont les états de polarisation qui sont linéaires sur les miroirs de la cavité. Ceci ne signifie pas que la polarisation reste linéaire au cours de la propagation.

Dans une seconde phase, nous avons construit plusieurs cavités laser. Le dispositif expérimental comprend un laser à colorant émettant à 590 nm. Les 7 cavités sont constituées de 3 m de fibre dopée au néodyme ou praséodyme, refermée à une extrémité par un miroir dichroïque (présentant une réflexion de 99% à 1.08 micron

et une transmission de 90% à la longueur d'onde de la pompe) et à l'autre extrémité un réseau de Bragg photoinscrit. Le coefficient de réflexion de celui-ci dépend de la cavité étudiée et varie entre 20 et 80%. Un contrôleur de polarisation (boucles de Lefèvre) est placé dans la cavité pour faire varier la biréfringence de la cavité. La biréfringence intrinsèque des fibres a été mesurée par ailleurs suivant une technique de "cutt back" (ref 14). L'émission laser est examinée au moyen d'un étalon Fabry-Pérot, d'intervalle spectral libre de 10 GHz et de finesse 25. Les seuils des lasers sont de l'ordre de 10 à 20 mW, et les efficacités 4 à 6%. Nous nous plaçons à un taux de pompage de l'ordre de 3 fois le seuil. Le comportement reste similaire pour d'autres taux de pompage au dessus des seuils.

La puissance totale du laser est indépendante de la position du contrôleur de polarisation. Généralement, nous observons deux émissions laser, polarisées linéairement (avec un taux d'extinction supérieur à 100) décalées en fréquences. La largeur des émissions a été mesurée inférieure à 1.5 GHz. Les fréquences et l'écart entre celles-ci (de l'ordre de quelques GHz) varient lorsque la biréfringence de la fibre est modifiée de façon reproductible par action sur le contrôleur de polarisation (figure 5-7) L'orientation des émissions est également dépendante du réglage de celui-ci. Nous avons vérifié que ce comportement était indépendant de l'état de polarisation de la pompe et du taux de pompage.

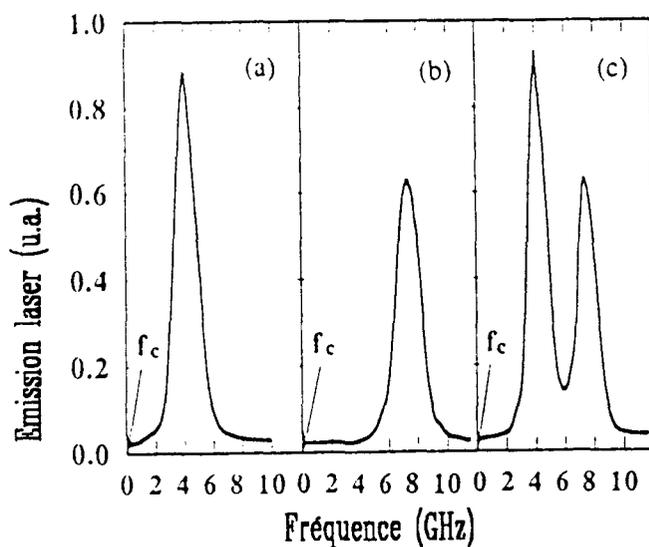


Figure 5.6 Analyse en polarisation du spectre d'émission d'un laser à fibre. (c) spectre non résolu en polarisation. (b) extinction d'une des deux émissions pour une orientation donnée de l'analyseur et (a) extinction de l'autre émission pour une rotation de l'analyseur de 90°

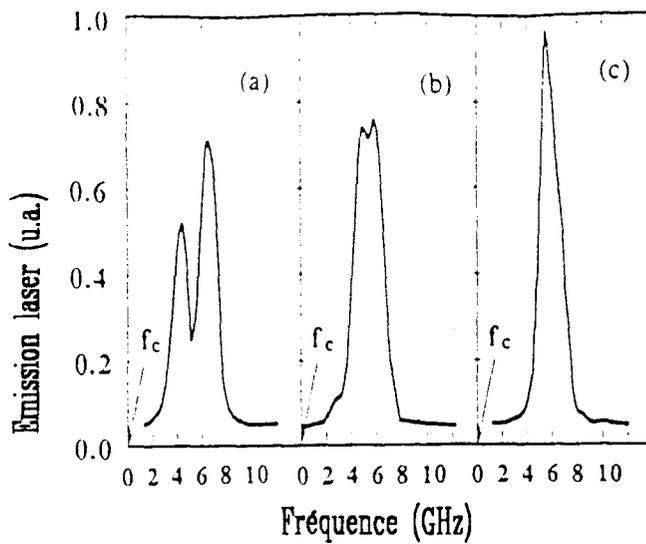


Figure 5.7 Spectre typique d'une émission d'un laser à fibre pour différentes positions du contrôleur de polarisation intra-cavité.

L'interprétation qualitative présentée dans la suite est décrite de façon plus détaillée dans l'article de la référence 15.

Une modification de la biréfringence fibre laser se traduit par une rotation autour de l'axe de la fibre des directions d'axes principaux réalisant la condition d'accord en polarisation. Le réseau est assimilé à un élément réflecteur ponctuel au voisinage duquel la biréfringence intrinsèque de la fibre est définie à l'aide de deux indices n_o et n_e correspondant aux deux états propres de polarisation. La rotation des directions de polarisation linéaires provoque un changement des fréquences de résonance qui leur sont associées. La fréquence d'oscillation est fixée par la condition de résonance 5-1.

La rotation des axes principaux de biréfringence au niveau du réseau entraîne un changement de l'indice effectif n_{eff} . La conséquence est la modification de la fréquence de résonance. Si nous supposons que n_{eff} peut être calculé à l'aide de l'ellipsoïde des indices définie par n_o et n_e , nous avons

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = \frac{\cos^2(\theta - \theta_0)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta - \theta_0)}{n_e^2} \quad (5-4)$$

où θ_0 est l'angle entre les axes propres de biréfringence de la fibre au niveau du réseau et les axes du laboratoire. Compte tenu de (3-1) et (3-2), l'écart en fréquence entre les deux émissions est évaluée comme:

$$\Delta f \simeq \frac{c(n_o - n_e) \cos 2(\theta - \theta_0)}{(n_{eff} \lambda_B)} \quad (5 - 5)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Quand les axes des émissions linéaires et les axes propres de biréfringence au niveau du réseau sont confondus, l'écart en fréquence est maximum et Δn_{eff} vaut $n_o - n_e$. Les résultats expérimentaux des 7 cavités étudiées sont reportés dans le tableau de la figure 5-9. Les maxima des écarts en fréquences observés et les biréfringences mesurées confortent cette interprétation phénoménologique.

Dans cette expérience, aucun élément sélectif en polarisation n'est présent. Quand un élément sélectif est placé intracavité, le comportement est totalement modifié: le laser n'a plus la liberté de choisir ses axes principaux. Dans l'article de la référence 16, l'élément sélectif est constitué par un prisme agissant comme un élément dichroïque et fixant la polarisation du laser essentiellement dans le plan d'incidence du prisme. La fibre joue le rôle d'une lame de phase, qui fait tourner le plan de polarisation. L'émission observée au travers un analyseur présente un spectre cannelé.

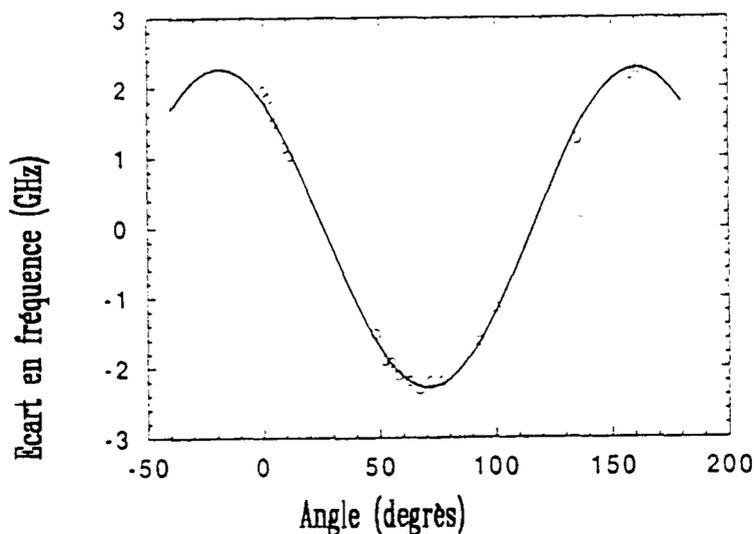


Figure 5.8 Ecart en fréquence en fonction de l'angle d'orientation d'une des émissions polarisées linéairement par rapport au référentiel du laboratoire.

Réseau	dopant	reflectivité (%)	birefringence	écart en fréq.
1	Nd	20	1.5 10 ⁻⁵	1.6 GHz
2	Nd	30	1.5 10 ⁻⁵	2.5 GHz
3	Nd	60	1.5 10 ⁻⁵	2.7 GHz
4	Nd	60	1.5 10 ⁻⁵	1 GHz
5	Nd	70	1.5 10 ⁻⁵	3.4 GHz
6	Pr	30	1.4 10 ⁻⁵	3.5 GHz
7	Pr	84	1.4 10 ⁻⁵	1.5 GHz

Figure 5 . 9 Paramètres décrivant les cavités étudiées.

Influence de la polarisation du champ de pompe.

Dans l'expérience suivante, nous avons étudié l'influence de la polarisation du rayonnement de pompe sur les émissions laser. Ceci est rendu possible par le fait que la longueur d'onde de pompe dans la bande 820 nm correspond aux conditions de propagation monomode du rayonnement de pompe. La longueur d'onde de pompe est 815 nm et la longueur d'onde de coupure du second mode de propagation dans la fibre est 770 nm. Le dispositif expérimental est schématisé figure 5-10. La lame demi- onde permet la rotation de la polarisation linéaire du rayonnement de pompe (815 nm). Le laser est constitué de 1.2 m de fibre dopée au néodyme présentant du côté de l'injection un réseau de Bragg photo-inscrit de pouvoir réflecteur 95% à 1.08 micron. la cavité est refermée par un miroir plaqué, de réflexion 50% à la longueur d'onde du laser infrarouge.

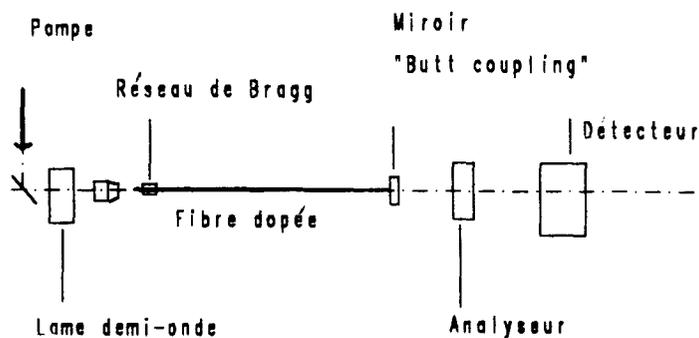


Figure 5 . 10 Dispositif expérimental utilisé, pour l'étude de l'influence de l'orientation de la polarisation du champ de pompe, sur les émissions laser.

Le laser à fibre présente deux émissions polarisées linéairement identiques à celles présentées précédemment. Nous ne procédons à aucune action sur la fibre maintenue tendue et nous plaçons à puissance de pompe constante. La rotation de la polarisation du rayonnement de pompe modifie la répartition en énergie dans les émissions infrarouges. Cette rotation ne modifie pas les orientations des émissions. Sur la figure 5-11 sont reportées les puissances des lasers X et Y regardées à travers l'analyseur aligné sur les axes x et y, en fonction de l'angle de la polarisation du rayonnement de pompe par rapport au référentiel du laboratoire.

Il a été montré par ailleurs (ref 17, 18), que l'orientation de la polarisation de la pompe influait sur les caractéristiques en puissance, résolues en polarisation, des émissions infrarouges notées X et Y (figure 5-12). La rotation de la polarisation du rayonnement de pompe autour de l'axe optique entraîne un déplacement du seuil du laser Y. Celui-ci varie entre le seuil S_0 donné par la caractéristique totale du laser (non résolue en polarisation) et une valeur maximale. Le seuil du laser X n'est pas modifié et vaut S_0 . Simultanément à la variation du seuil du laser Y, nous observons une évolution de la pente de ce laser qui semble être comprise entre une valeur maximale correspondant à la demi pente du laser "total" et une valeur minimale. Au démarrage du laser Y, nous observons une rupture de la pente du laser X. Ceci explique l'observation de la pente régulière du laser "total".

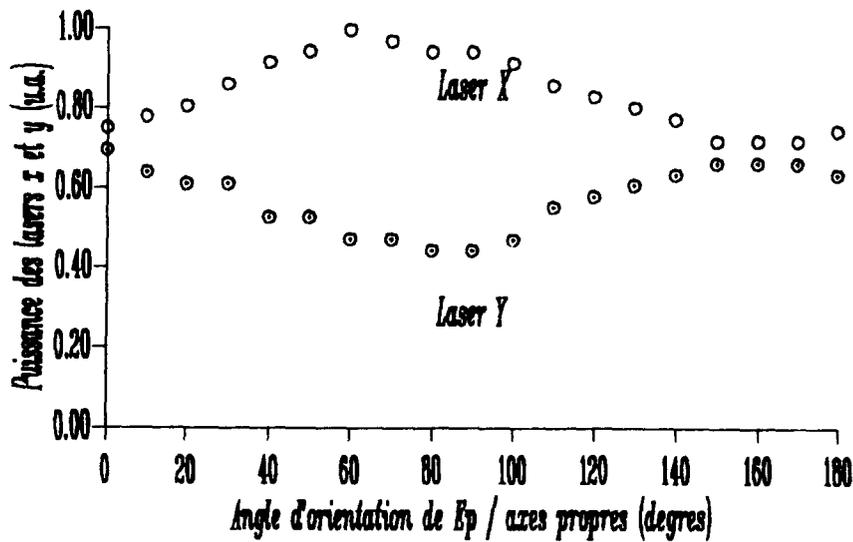


Figure 5 . 11 Puissances des lasers X et Y en fonction de l'angle de rotation de la polarisation du champ de pompe.

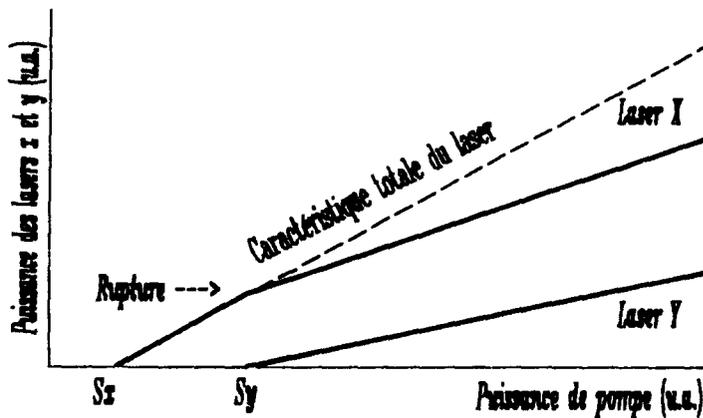


Figure 5 . 12 Caractéristiques typiques, résolues en polarisation, de l'émission d'un laser à fibre dopée au néodyme. Les seuils des lasers S_x et S_y dépendent de l'orientation de la polarisation du champ de pompe. Le démarrage du laser Y se traduit par une rupture de pente dans la caractéristique du laser X. De cette manière, la pente de la caractéristique du laser "total" (non résolue en polarisation) est une droite.

Ces effets ne sont pas encore bien compris, nous pensons cependant qu'il s'agit d'effets liés à une saturation sélective spectrale en polarisation (ref 19), et à un comportement microscopique de type dipolaire pur des ions de néodyme (ref 20).

Nous nous proposons d'expliquer qualitativement le comportement décrit dans la figure 5-11. Nous faisons l'hypothèse que le milieu possède une biréfringence rectiligne constante d'axes propres x' et y' . Nous supposons que les ions de néodyme se comportent du point de vue microscopique comme des dipôles dont l'orientation est fixée par la matrice.

Nous ne tenterons pas d'expliquer le comportement décrit dans la figure 5-12: nous ne tenons donc pas compte des effets de saturations croisées. Nous faisons également l'hypothèse que les intensités de pompe et des signaux restent constantes au cours de la propagation.

Le champ du rayonnement de pompe dans ce système d'axe s'écrit:

$$\vec{E}_p(z) = E_p^0 \vec{u}_p = E_p^0 (\cos(\theta_p) \vec{x}' + \sin(\theta_p) e^{-ik_p z} \vec{y}') \quad (5-6)$$

Où θ_p est l'angle entre l'orientation de la polarisation du champ de pompe dans les axes principaux de biréfringence à l'entrée du guide. k_p représente la différence entre les constantes de propagation des champs de pompe se propageant suivant x' et y' : $k_p = k_{p'} - k_{y'}$

Nous devons maintenant considérer l'ion de néodyme comme un dipôle. Nous faisons l'hypothèse supplémentaire qui consiste à supposer que le champ absorbé par le dipôle a la même direction que le champ réémis.

Dans le système d'axe (x', y', z) , l'orientation du dipôle est donné par:

$$\vec{D} = \cos(\theta) \sin(\phi) \vec{x}' + \sin(\theta) \sin(\phi) \vec{y}' \quad (5-7)$$

L'angle θ donne l'orientation du dipôle dans le plan de la section droite et ϕ est l'angle que fait le dipôle avec ce plan.

Si l'axe définissant l'orientation du champ du laser x fait un angle θ_{lx} avec les axes principaux de biréfringence à l'entrée de la fibre, nous pouvons écrire:

$$\vec{E}_{lx}(z) = E_{lx}^0 \vec{u}_{lx} = E_{lx}^0 (\cos(\theta_{lx}) \vec{x}' + \sin(\theta_{lx}) e^{-ik_{lx} z} \vec{y}') \quad (5-8)$$

Où k_{lx} représente la différence entre les constantes de propagation des composantes du champ du laser X se propageant selon x' et y' .

Le champ du laser x est proportionnel à la somme sur toutes les orientations du dipôle et sur la longueur, des projections du champ de pompe sur l'axe du dipôle et de celui-ci sur l'axe du laser soit:

$$E_{lx0} \propto \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^L |\vec{u}_p \vec{D}| |\vec{D} \vec{u}_{lx}| d\theta d\phi dz \quad (5-9)$$

Après calculs, et avoir négligé des termes évoluant rapidement, la puissance du laser x est évaluée par:

$$P_{lx} \simeq |E_{lx}^o|^2 (3 \cos^2(\theta_p) \cos^2(\theta_{lx}) + 3 \sin^2(\theta_p) \sin^2(\theta_{lx}) + \cos^2(\theta_p) \sin^2(\theta_{lx}) + \sin^2(\theta_p) \cos^2(\theta_{lx})) \quad (5 - 10)$$

Les équations pour le laser y sont identiques avec une permutation entre les termes sinus et cosinus agissant sur θ_{ly} .

Le résultat de ce calcul est illustré dans la figure 5-13. Le minimum est de 1/3 de la valeur maximale. Ce qui est en accord avec les résultats présentés dans l'article de la référence 19. Dans nos résultats, l'amplitude ne suit pas cette loi. L'explication probable est que la fibre ne peut être considérée comme un milieu présentant une biréfringence linéaire constante. Nous retrouvons le comportement périodique en θ_p des puissances des lasers x et y. Cependant, il ne permet pas d'expliquer l'écart entre les puissances maximales des lasers x et y obtenus expérimentalement. Ceci vient probablement du fait que les phénomènes de saturation ne sont pas pris en compte.

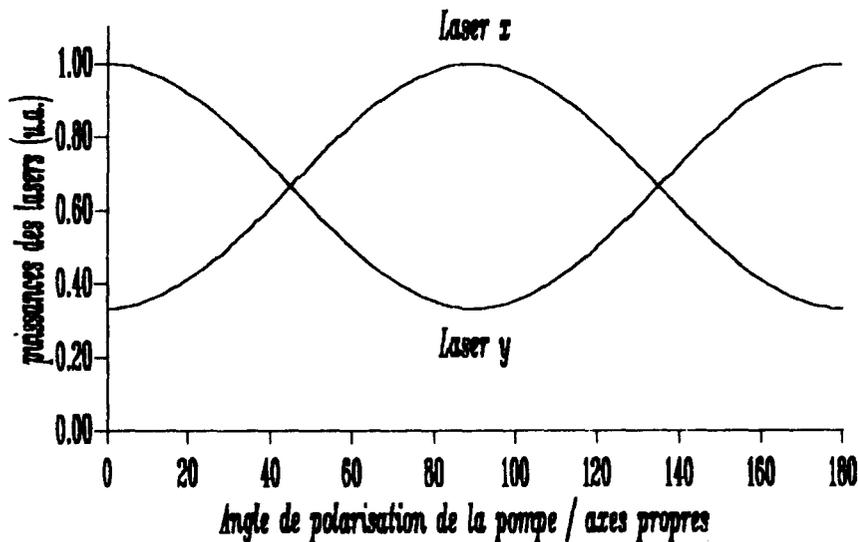


Figure 5.13 Puissances des lasers X et Y, en fonction de l'orientation du champ de pompe. Ces puissances sont calculées avec la relation 3-8.

La compréhension de ces phénomènes nécessite des études plus poussées. L'utilisation d'une fibre dopée à conservation de polarisation devrait nous permettre de confirmer l'hypothèse concernant la nature microscopique des ions de néodyme (dipole pur).

5.3 Le Laser Erbium à 1.55 micron.

5.3.1 Introduction.

Le but de cette étude est la fabrication d'un laser à fibre émettant dans la bande 1.55 μm en régime impulsionnel. Cette source doit être utilisée dans des dispositifs portables de réflectométrie résolues dans le temps (OTDR) ou de télémétrie optique sur objets diffusants. Nous avons étudié la faisabilité de ce type de sources en utilisant des fibres de silice dopées aux ions d'erbium.

Nous étudions différentes configurations de cavité et nous examinons les possibilités de fonctionnement en régime déclenché de ce type de laser.

Lors de ces études, nous montrons que le laser à fibre dopée aux ions erbium fonctionne naturellement en régime pulsé. Nous fait varier plusieurs paramètres de la cavité (longueur de fibre, concentration, puissance et longueur d'onde de pompe) pour tenter d'expliquer ce phénomène.

5.3.2 Résultats expérimentaux.

Les caractéristiques des fibres utilisées sont regroupées dans le tableau de la figure 5-14.

	Diamètre de coeur	différence d'indice	Concentration en erbium	Diamètre dopé
fibre A	3 microns	20 10^{-3}	800 ppm	1 micron
fibre B	2.6 microns	25 10^{-3}	870 ppm	2.6 microns

Figure 5 . 14 Caractéristiques des fibres utilisées.

Fonctionnement continu.

Le dispositif expérimental (figure 5-15) comprend une diode de puissance émettant à 810 nm. Une cavité laser constituée par le coupleur sélectif en fréquence et 50 m de fibre dopée à l'erbium est refermée par des miroirs dont les caractéristiques sont détaillées selon les configurations utilisées:

- Dans la configuration 1 les réflexions de Fresnel aux extrémités de la fibre constituent les miroirs.
- Dans la seconde et la troisième configuration un miroir de pouvoir réflecteur de 100% et 80% respectivement est placé en contact à une des deux extrémités et l'autre miroir est constitué par la face clivée de la fibre. La dernière configuration comprend le miroir 100% et une sous cavité Fabry-Pérot constituée par la face clivée de la fibre et une lame de verre placée à proximité de celle-ci.

Les caractéristiques des lasers sont présentées dans la figure 5-16. Ces résultats sont difficilement comparables du fait de la variation probable de la longueur d'onde d'oscillation (cf. chapitre 2). Notons cependant que des puissances de plus de 5 mW peuvent être obtenues avec un tel dispositif.

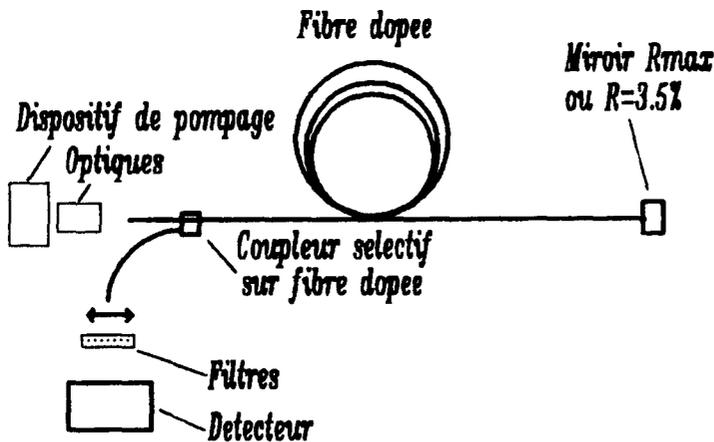


Figure 5 . 15 Dispositif expérimental utilisé pour l'étude du laser à fibre dopée à l'erbium, dans un régime de fonctionnement continu.

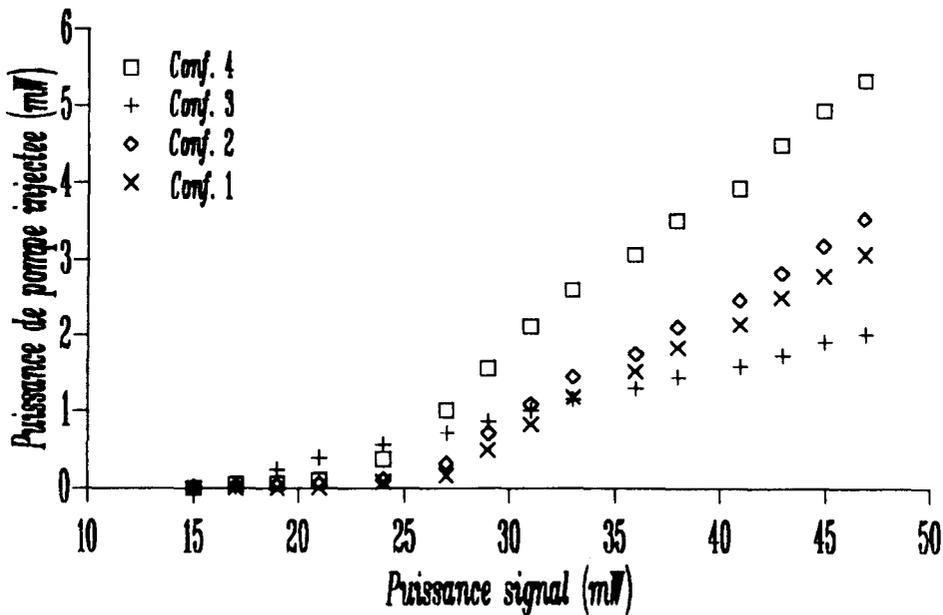


Figure 5.16 Caractéristiques en puissances obtenues, pour les 4 configurations de cavité étudiées.

Cavité en anneau.

Une cavité en anneau présente l'avantage de nous affranchir de l'effet de "hole burning" spatial. Ce type de cavité doit favoriser un comportement monomode longitudinal. Ceci suppose que la transition présente un élargissement de type homogène pur.

Afin de réaliser une cavité en anneau, un coupleur sélectif en fréquence de transmission égale à 100% à la longueur d'onde de pompe, et 50% à la longueur d'onde signal a été fabriqué à une extrémité de 50 m de la fibre A. L'autre extrémité de la fibre est connectée au bras d'entrée du coupleur. Un isolateur optique est placé dans la cavité pour forcer l'oscillation dans un seul sens. Le coefficient de réflexion du miroir équivalent est égal au coefficient de couplage du coupleur, soit 50%. Le rayonnement de pompe provient d'une diode de puissance émettant à 820 nm. A la puissance de pompe maximale (47 mW injectés), la puissance infrarouge est de 0.6 mW et la longueur d'onde d'oscillation 1554 nm.

L'analyse de la largeur de raie à l'aide d'un étalon Fabry-Pérot d'intervalle spectral libre de 10 GHz et de finesse supérieure à 200, fait apparaître une fluctuation erratique de la longueur d'onde d'oscillation. Le laser n'oscille pas de manière stable sur un seul mode longitudinal. Ceci nous incite à reconsidérer l'hypothèse d'un élargissement purement homogène des transitions.

Fonctionnement en régime déclenché.

Le fonctionnement en régime déclenché du laser à fibre dopée à l'erbium est obtenu avec le dispositif expérimental schématisé dans la figure 5-17. Le coupleur sélectif est fabriqué directement sur 50 m de fibre A. Le dispositif de déclenchement est constitué d'un disque tournant. Le disque tournant possède une seule ouverture de petite taille (1 mm). La fréquence de rotation est balayée entre 20 et 60 Hz. Les résultats présentés sont pour la valeur maximale de la puissance de pompe injectée (40 mW). La longueur d'onde de pompe est 815 nm.

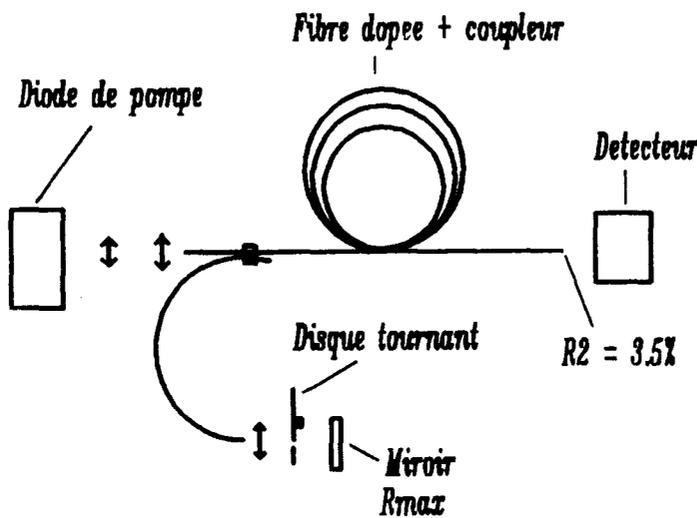


Figure 5. 17 Dispositif expérimental utilisé lors de l'étude du laser à fibre dopée à l'erbium, dans le cas d'un fonctionnement en régime déclenché.

Les résultats obtenus sont une puissance crête de 7 W pour des durées d'impulsions de l'ordre de 500 ns.

Le temps de balayage de l'obturateur t devant le faisceau calculé avec (5-11), est de l'ordre de 760 ns. Nous en concluons que t ne sera pas une limitation à la durée des impulsions.

$$t = \frac{2G\omega_0}{2\pi fR} \quad (5 - 11)$$

ω_0 représente le rayon du mode à la longueur d'onde de 1550 nm dans la fibre, G le grandissement de l'optique de focalisation, f la fréquence de balayage du disque tournant et R le rayon du disque. Les données expérimentales sont: $f = 50$ Hz, $R = 40$ mm, $G = 2$ et $2\omega_0 = 6 \mu\text{m}$.

La durée des impulsions est donnée par la relation (5-12). Elle dépend de la longueur de cavité et de la réflexion du miroir de sortie (ref 21).

$$\tau = \frac{2nL}{c(1 - R)} \quad (5 - 12)$$

où $2nL$ est la longueur optique pour un aller et retour dans la cavité et R le coefficient de réflexion du miroir. Ce calcul pour une longueur de fibre de 50 m donne $\tau = 0.52 \mu s$. Des impulsions de durée plus courte pourraient être obtenues avec des longueurs de fibre plus courtes (soit $\tau/L \simeq 10 ns/m$), et si nous ne voulons pas dégrader la puissance crête, nous devons conserver une quantité d'ions constante.

La puissance crête s'évalue à l'aide de la formule (5-13) (ref 21).

$$P_{crête} = \frac{n_i h \nu_s}{2 \tau} \quad (5 - 13)$$

Où n_i représente la population d'ions dans l'état excité avant la fermeture de la cavité. Si l'inversion de population est supposée totale, dans notre cas $N = 800$ ppm soit $64 \cdot 10^{22}$ ions par m^3 , nous obtenons une puissance crête de 33 W. La puissance crête de 7 W mesurée ne constitue pas une limite. De plus le pompage dans la bande 800 nm ne constitue pas une bonne configuration qui permettrait d'atteindre une inversion de population totale. Un pompage autour de 980 nm serait plus efficace.

Type de fibre	50 m fibre A	30 m fibre A	14 m fibre B
Durée de l'impulsion	450 ns	300 ns	200 ns
Puissance crête	7 W	2.5 W	17 W

Figure 5 . 18 Tableau regroupant les résultats expérimentaux concernant le laser à fibre dopée à l'erbium, dans le cas d'un fonctionnement en régime déclenché.

Nous avons construit deux autres lasers dans la même configuration. L'un utilise 30 m de la fibre A et l'autre 14 m de fibre B. Les résultats sont présentés dans le tableau de la figure 5-18.

Des applications de réflectométrie optique et de télémétrie pourraient tirer avantageusement profit de ce type de sources. L'intérêt principal réside dans les puissances crête qu'il est possible d'obtenir avec de tels composants, si on compare aux performances des sources classiques.

En réflectométrie résolue dans le temps (OTDR), la résolution est liée à la durée de l'impulsion (5-14).

$$\Delta L = \frac{\tau c}{2n} \quad (5 - 14)$$

Soit 20 m pour une impulsion d'une durée de 200 ns. La portée de la détection est une fonction logarithmique de la puissance. Une puissance crête de 17 W (soit 42 dBm) permet un gain de 30 dB par rapport à une source semi-conducteur classique (puissance maximale couplée dans la fibre de l'ordre de 10 dBm). Soit une portée de détection sur une longueur supplémentaire de $L = G/2\alpha = 60$ km, où α représente le coefficient de pertes linéiques dans une fibre monomode à 1550 nm (0.25 dB/km). De plus, les longueurs d'onde sont compatibles avec les bandes de gain des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium.

En télémétrie optique sur objets diffusants (LIDAR), les sources actuellement employées sont des laser Nd-YAG déclenchés. Les puissances crête sont de l'ordre de 1kW pour une énergie impulsionnelle de 100 μJ (soit $\tau = 100$ ns). L'utilisation d'un préamplificateur optique à la détection pourrait compenser ce défaut de puissance. Les avantages que sont la sécurité oculaire et la compacité de la technologie "tout fibre", pourraient s'avérer intéressants pour des dispositifs portables.

Dynamique du laser.

L'observation des émissions laser, dans la configuration expérimentale de la figure 5-15 (50 mètres de fibre A), avec un détecteur de bande passante de 15 MHz montre que le laser fonctionne naturellement suivant un régime pulsé. La période des pics est stable et augmente lorsque la puissance de pompe décroît. Le laser fonctionne dans ce régime dès le seuil. Ce comportement n'est décrit à notre connaissance que brièvement dans la littérature (ref22).

Une série d'expériences a été menée pour déterminer l'influence de la longueur de fibre, la bande de pompage et la puissance de pompe. Ces expériences ont été effectuées sur deux types de fibre et pour différentes longueurs. Trois longueurs de fibre A ont été utilisées: 50, 30 et 10 m, et une seule longueur de 14 m de fibre B. Le dispositif expérimental est identique à celui de la figure 5-15. Le pompage est assuré soit par une diode laser émettant à 815 nm, soit une diode laser émettant à 980 nm. La puissance de pompe à 815 nm est maintenue à une valeur de 40 mW. Lors d'un pompage à 980 nm, la puissance est de l'ordre de 20 mW.

Nous nous intéressons tout d'abord à l'influence de la longueur d'onde de pompe et de la longueur de la fibre amplificatrice. La longueur d'onde d'oscillation est $1.536 \mu\text{m}$ quel que soit la configuration de pompage utilisée. Les résultats obtenus en fonction de la longueur d'onde de pompe sont regroupés dans le tableau de la figure (5-19). Ces résultats nous amènent à la conclusion que le comportement naturellement pulsé du laser à fibre dopée à l'erbium est indépendant de la bande de pompage. Nous noterons cependant que le laser oscille suivant un régime continu pour une longueur de fibre A de 10 m. Pour les plus grandes longueurs de fibre A (30 et 50 m), le laser oscille toujours en régime pulsé. Le laser utilisant 14 m de fibre B oscille toujours dans un régime continu.

<i>Fibre Pompe</i>	A 10m	A 30m	A 50m	B 14m
815 nm	Continu	Pulsé	Pulsé	Continu
980 nm	-	Pulsé	Pulsé	Continu

Figure 5. 19 Régimes de fonctionnement du laser à fibre dopée à l'erbium en fonction de, la fibre, la longueur, et la longueur d'onde de pompe utilisées.

Nous avons étudié l'influence de la longueur d'onde d'émission laser sur le comportement dynamique de celui-ci. Dans ce but nous avons construit une cavité laser permettant la sélection de la longueur d'onde d'oscillation. L'élément sélectif utilisé dans cette expérience est un prisme réglé à son minimum de déviation. Les expériences ont été menées avec des cavités de 50 et 30 m de fibre A. La longueur d'onde de pompe utilisée est 815 nm. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau de la figure 5-20. Le laser oscille en régime pulsé pour les deux longueurs de cavité quand la longueur d'onde d'oscillation est forcée à $1.536 \mu\text{m}$. Pour une longueur d'onde d'émission forcée à $1.550 \mu\text{m}$ le laser fonctionne en régime pulsé pour la plus longue des cavité et le régime de fonctionnement est continu pour une cavité de 30 m.

Longueur d'onde d'oscillation	Régime avec 50 m de fibre A	Régime avec 30 m de fibre A
1536 nm	Pulsé sur fond continu	Pulsé
1550 nm	Pulsé sur fond continu	continu

Figure 5 . 20 Régime de fonctionnement du laser à fibre dopée à l'erbium en fonction de, la longueur de fibre et de la longueur d'onde d'émission du laser.

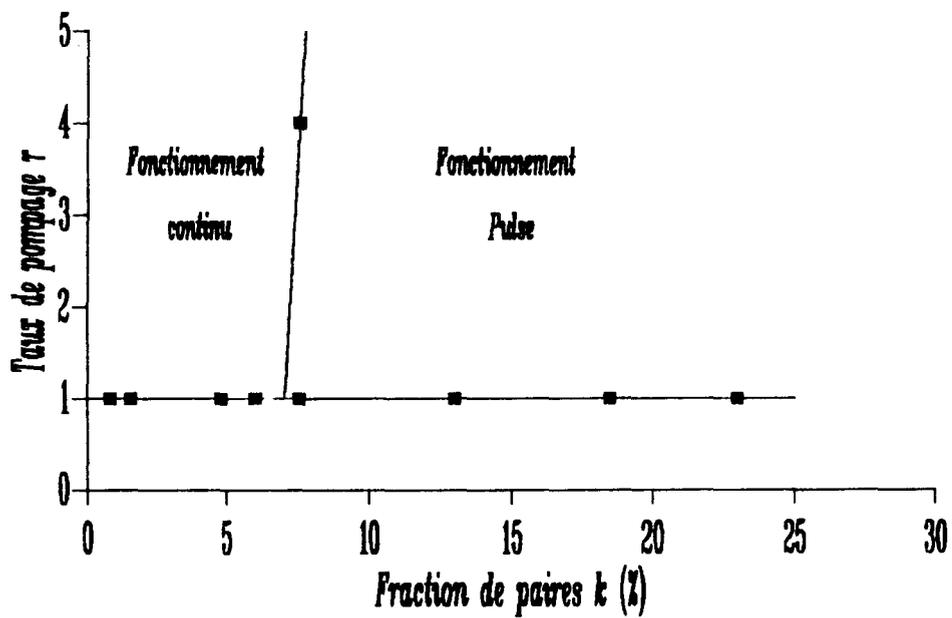


Figure 5 . 21 Nature du régime du laser à fibre dopée erbium en fonction de la fraction de paires d'ions k déterminée.

Ces analyses montrent que le comportement naturellement pulsé du laser à fibre dopée à l'erbium est difficilement interprétable avec les paramètres que nous avons fait varier. Par ailleurs, des expériences où des lasers à fibres possédant différentes fractions d'ions en paires ont montré que le comportement dynamique de ces composants est fortement dépendant de cette dernière quantité. Dans le diagramme repris de l'article de la référence 23 (fig 5-21), apparaissent les fibres que nous avons utilisées. La fibre A possède une fraction d'ions en paires de 7.5% et la fibre B 4.8%. Nos observations sont en accord avec les résultats présentés. Des expériences complémentaires sont en cours.

5.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des études relatives aux lasers à fibres dopées au néodyme et à l'erbium. Dans le cas du laser à fibre dopée néodyme, les miroirs constituant la cavité sont des réseaux de Bragg photo-inscrits. Cette technologie récente permet l'accord fin de la longueur d'onde d'oscillation laser. Il est apparu au cours de cette étude que ces lasers présentaient un comportement particulier en polarisation. Des débuts d'explications sont avancés.

Dans une seconde partie, nous avons étudié le laser à fibre dopée à l'erbium. Nous avons décrit des résultats expérimentaux du laser pour plusieurs configurations de cavité et les possibilités de modulations pour obtenir un fonctionnement déclenché. Le laser à fibre dopée à l'erbium présente la singularité de fonctionner naturellement en régime pulsé. Cette particularité trouve son origine dans la présence d'une fraction des ions regroupés en paires.

5.5 Références du chapitre 3.

- (1) M. Shimizu et al. *Electronics Letters*, (1987), pg.768-769.
- (2) I. D. Miller et al. *Applied Optics*, Vol. 26, No 11, (1987), pg 2192-2201.
- (3) G. Meltz et al. *Optics Letters*, Vol. 14, (1989), pg 823-825.
- (4) M. C. Farries et al. *Electronics Letters*, Vol 28, No 5, (1992), pg 487-489.
- (5) W. Morey et al. *OFC'92 WA2, Tutorial Digest* (1992).
- (6) G. Ball et al. *Electronics Letters*, Vol. 26, (1990), pg 1829-1830.
- (7) J. M. Leger. Thèse 3ème cycle, Université Joseph Fournier Grenoble.I, (1990).
- (8) D. P. Hand et al. *Optics Letters*, Vol. 15, (1990), pg 102-104.
- (9) J. P. Bernardin et al. *Optical communications*, Vol. 79, (1990), pg 194-199.
- (10) S. Legoubin et al. *Nouvelle Revue d'Optique*. Vol.23, No.4, (1992), pg.143-156.
- (11) M. Douay et al. *International Conference on Laser MP2 Grenoble*, juillet 1991.
- (12) M. Douay. Université de LilleI, Communication personnelle
- (13) R. Leners Université de Rennes, thèse 3ème cycle.
- (14) P.L. François et al. *Journal of Lightwave Technology*. Vol.7, No.3, (1989), pg.500-513.
- (15) M. Douay et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4 No 8, (1992), pg 844-846.
- (16) Th. Chartier et al. *Optics Letters*, Vol.18, No.5, (1993), pg.355-357.

- (17) S. Bielawski et al. *Physical Review A*, Vol. 46, No 5, (1992), pg 2811-2822.
- (18) R. Leners. *Communication personnelle*.
- (19) D. W. Hall et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-19, No 11, (1983), pg 1704-1717.
- (20) J. T. Lin et al. *CLEO'89* pg 401-409. (1991), pg 1644-1645.
- (21) A. Yariv. "Introduction to optical electronics". pg 124.
- (22) J.L. Zyskind et al. *Electronics Letters*, Vol.28, pg.1385-1387.
- (23) P. Le Boudec et al. *Soumis à Optical and Quantum Electronics*.

CHAPITRE 6

Conclusion.

Ce travail a été consacré à l'étude de composants actifs à fibres dopées à l'erbium et au néodyme. Dans le premier chapitre, des mesures en transmission de fibre dopées à l'erbium et au néodyme font apparaître une absorption non saturable résiduelle. Nous interprétons ce phénomène en émettant l'hypothèse qu'une fraction des ions se regroupent sous forme de paires d'ions. La prise en compte des paires d'ions dans la modélisation de la transmission a permis la détermination de la quantité de paires. Nous montrons que cette fraction de paires est liée à la composition de la matrice. Le codopage avec de l'aluminium tend à la réduire. Ceci nous amène à envisager un phénomène de compensation locale des charges électriques. De ce point de vue l'aluminium et la terre rare sont indiscernables.

Nous avons tenté dans le deuxième chapitre d'apporter des simplifications aux problèmes de la modélisation du comportement de ces composants. Toutes les solutions apportées se veulent analytiques. L'hypothèse clé conduisant à ce résultat consiste à supposer une inversion de population constante le long du milieu amplificateur, pour déterminer la fraction d'énergie convertie en émission spontanée amplifiée. Le modèle proposé permet l'étude d'amplificateurs optiques à fibres avec une précision sur le gain meilleure que 1.5 dB. Nous avons étudié dans ce cas précis d'utilisation du modèle, le domaine de validité des hypothèses. Nous avons donné également les clés permettant l'optimisation des paramètres optogéométriques de la fibre en vue de maximiser le gain de l'amplificateur. Dans le cas des sources superluminescentes nous avons pu développer une discussion qualitative concernant l'évolution spectrale de la source en fonction de quelques paramètres. Cette discussion doit nous permettre de fixer la meilleure configuration pour un emploi de ce composant dans le gyromètre à fibre optique. Pour la modélisation des laser à fibre le modèle prévoit la longueur d'onde d'oscillation, la caractéristique et permet l'optimisation de la cavité du laser.

Le troisième chapitre traite le problème de l'amplification à 1.55 μm . Les configurations de pompage dans les bandes 980 nm et 800 nm sont étudiées expérimentalement. Nous avons expérimenté dans le premier cas un coupleur sélectif en fréquence permettant le multiplexage du rayonnement de pompe et de signal à amplifier, évitant les pertes provoquées par d'éventuelles soudures ou connections. Ce composant est à l'heure actuelle commercialisé. Dans le second type d'expériences (pompage dans la bande 800 nm), cette configuration de pompage est délaissée en raison de fortes zones d'absorption par état excité qui réduisent l'efficacité. Nous montrons néanmoins que des gains supérieurs à 30 dB peuvent être obtenus avec un pompage dans la bande 800 nm si la longueur d'onde de pompe est correctement choisie. Nous introduisons dans ce paragraphe la notion de longueur d'onde de pompe optimale.

Dans le quatrième chapitre nous présentons une étude de faisabilité de source à fibre dopée à l'erbium présentant un spectre d'émission de plusieurs THz. Ce type de source pourraient avantageusement remplacer les diodes superluminescentes employées actuellement dans les capteurs utilisant les propriétés interférométriques, des rayonnements à spectres étendus. Nous présentons les avantages des sources superluminescentes à fibre. Nous montrons que ces sources permettent de gagner près de deux ordre de grandeur sur la stabilité en longueur d'onde moyenne en fonction de la température. Le modèle analytique proposé, nous permet de développer une discussion quantitative décrivant l'influence de quelques paramètres.

Dans le dernier chapitre nous avons réalisé des lasers à fibres dopées au néodyme et à l'erbium. Dans le cas du laser néodyme à $1.08 \mu\text{m}$, les miroirs de la cavité sont constitués de réseaux de Bragg photo-inscrits. Ces réseaux permanents sont obtenus par irradiation transverse du coeur de la fibre, avec des interférences de rayonnements ultraviolets. Ce type de miroirs de sélectivité de l'ordre de quelques GHz permet un accord de la longueur d'onde d'oscillation par allongement de la fibre au niveau des réseaux. Ceci permet d'envisager leur utilisation, dans des dispositifs capteurs nécessitant une grande précision de la longueur d'onde signal. Ce laser présente un comportement singulier en polarisation. Nous en rapportons les observations et tentons de donner quelques explications qualitatives. Dans les réalisations de lasers à fibre dopée à l'erbium, nous avons étudié plusieurs configurations de cavité. Nous avons montré les possibilités de ce laser à fonctionner en régime déclenché. Ce fonctionnement est obtenu par une modulation mécanique intra-cavité (disque tournant). Nous montrons que le laser à fibre dopée aux ions d'erbium fonctionne naturellement en régime pulsé. Nous montrons que ce phénomène trouve une explication dans la présence des paires d'ions.

Ce travail passionnant nous a permis de nous familiariser avec la technologie des fibres optiques dopées aux ions de terres rares. L'originalité de ce travail dans le domaine fondamental est la découverte de la présence des paires d'ions de terres rares. Ceci doit permettre la compréhension du comportement singulier de quelques composants à fibres dopées (le laser à fibre dopée à l'erbium par exemple).

Nous avons expérimenté deux innovations technologiques. Le coupleur sélectif en fréquence utilisé lors de l'étude de l'amplificateur à $1.55 \mu\text{m}$ est à l'heure actuelle commercialisé. Les réseaux de Bragg photo-inscrits employés comme miroirs dans le laser à fibre dopée néodyme semblent répondre à une demande importante permettant d'envisager une technologie "tout fibre".

Dans le domaine théorique nous avons essayé d'apporter une solution analytique à la modélisation de quelques composants actifs à fibres dopées.

annexe A1: introduction des pertes dans le modèle analytique

Les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium sont en général constitués de quelques dizaines de mètres de fibre de silice. Les pertes intrinsèques des fibres monomodes sont inférieures à 1 dB/km. Ces pertes sont négligées dans la modélisation de ces composants. Cependant lors d'études d'amplificateurs distribués (pour lesquels les longueurs de fibres atteignent plusieurs dizaines de kilomètres), ou d'amplificateur utilisant des fibres en verres fluorés, l'atténuation linéique ne peut plus être négligée.

La prise en compte de ces pertes nécessite la connaissance de l'évolution des puissances le long du guide. Ces lois de variation n'étant pas connues a priori, nous devons procéder à de nouvelles approximations. Pour évaluer la puissance d'émission spontanée perdue nous supposons que cette puissance est constante le long de la fibre. La quantité perdue vaut:

$$P_{ESA}^{pertes} = \frac{\alpha L}{2} P_{ESA} \quad (A1 - 1)$$

Nous avons implicitement supposé que l'atténuation linéique α est constante dans la bande de gain.

Pour la détermination de la puissance de pompe ou de signal perdue, nous émettons l'hypothèse d'une décroissance linéaire de celle-ci au cours de la propagation. La puissance de pompe perdue s'évalue alors comme:

$$P_p^{pertes} = \int_0^L \alpha_i P_p(z) dz \quad (A1 - 2)$$

α_i représente l'atténuation linéique à la fréquence ν_i considérée. L'équation décrivant la loi de conservation des flux de photons s'écrit:

$$\sum_i P_i^{in} = \sum_i P_i^{out} + \sum_i P_i^{pertes} + P_{ESA} + P_{ESA}^{pertes} + P_{spont} = H(x) = 0 \quad (A1 - 3)$$

Cette équation peut encore s'écrire sous la forme:

$$\sum_i K_i P_i^{in} (e^{g_i(x)} - e^{\alpha_i L}) + K_{ESA} P_{ESA}(x) + P_{spont} = H(x) = 0 \quad (A1-4)$$

Où

$$K_i = \frac{\alpha_i L}{(1 - e^{-\alpha_i L})}$$

et

$$K_{ESA} = 1 + \frac{\alpha L}{2}$$

annexe A2: introduction des paires d'ions dans le modèle analytique.

Cette annexe est consacrée à l'introduction des paires d'ions dans la modélisation analytique du comportement d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium.

La présence des paires d'ions nous oblige à considérer deux catégories de populations: la population d'ions isolés N et la population des ions dans une paire N' avec $N' = 2kN$. La concentration totale est $N + N'$.

Les configurations d'excitations possibles pour les ions isolés sont: N_1 qui correspond au nombre d'ions isolés dans l'état d'énergie fondamental, et N_2 le nombre d'ions isolés excités. Pour les paires d'ions, les configurations d'excitations sont: N'_1 le nombre de paires pour lesquelles les deux ions sont dans l'état d'énergie fondamental, N'_2 quand l'un des deux ions se trouve dans l'état excité et N'_3 lorsque les deux ions sont excités.

En utilisant le fait que le temps de transfert τ_u est très inférieur au taux de pompage ($r \ll \tau_u^{-1}$) avec τ_u de l'ordre de quelques μs (cf chapitre 1 paragraphe 2) nous pouvons supposer que $N'_3 = 0$.

La solution du problème qui consistait à résoudre l'équation $H(x) = 0$ devient:

$$H(x_2, x'_2) = 0 \tag{A2 - 1}$$

où x_2 est le taux d'inversion de population des ions isolés et x'_2 est le taux d'inversion des paires d'ions.

Nous ne prendrons pas en compte dans cette détermination l'influence de l'émission spontanée amplifiée. Nous considérons les actions du rayonnement de pompe, du signal et de l'émission spontanée diffusée.

En régime permanent les équations aux vitesses pour les populations sont

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = (-\sigma_T^p N_2 + \sigma_a^p N) \frac{P\Gamma_p}{A} + (-\sigma_T^s N_2 + \sigma_a^s N) \frac{S\Gamma_s}{A} - \frac{N_2}{\tau} \tag{A2 - 2a}$$

$$\begin{aligned} \frac{dN'_2}{dt} = 0 = & (- (\sigma_e^p + 2\sigma_a^p)N'_2 + \sigma_a^p N') \frac{P\Gamma_p}{A} \\ & + (- (\sigma_e^s + 2\sigma_a^s)N'_2 + \sigma_a^s N') \frac{S\Gamma_s}{A} \\ & - \frac{N'_2}{\tau} \end{aligned} \quad (A2 - 2b)$$

En posant $P/P_{sat} = p$, $S/S_{sat} = s$, $\alpha_p = \sigma_p^p \Gamma_p N(1 + 2k)$, $\alpha_s = \sigma_s^s \Gamma_s N(1 + 2k)$, $k_p = \sigma_p^p / \sigma_{\tau p}$, $k_s = \sigma_s^s / \sigma_{\tau s}$, et $P_{sat} = A / \Gamma_p \sigma_p^p \tau$, et $S_{sat} = A / \Gamma_s \sigma_s^s \tau$, le taux de pompage évolue le long de la fibre comme:

$$\frac{dP}{dz} = - P\alpha_p \left(1 - \frac{1}{k_p} \frac{(x_2 + kx'_2)}{(1 + 2k)} \right) \quad (A2 - 3)$$

et le taux de signal comme:

$$\frac{dS}{dz} = - S\alpha_s \left(1 - \frac{1}{k_s} \frac{(x_2 + kx'_2)}{(1 + 2k)} \right) \quad (A2 - 4)$$

En utilisant les relations (A2-3) et (A2-4) et en faisant la somme sur la longueur de l'expression (A2-2a) plus k fois (A2-2b), nous obtenons l'équation décrivant la loi de conservation de l'énergie:

$$\begin{aligned} \int_0^L \left(- dP \frac{(z)}{dz} - \alpha_p \frac{k_p}{(1 + 2k)} x'_2 P(z) \right) dz \\ + \int_0^L \left(- dS \frac{(z)}{dz} - \alpha_s \frac{k}{(1 + 2k)} x'_2 S(z) \right) dz \\ - \frac{AN}{\tau} \int_0^L (x_2 + kx'_2) dz = 0 \end{aligned} \quad (A2 - 5)$$

Soit si x'_2 est supposé constant le long de la fibre:

$$\begin{aligned} (P^{in} - P^{out}) - \alpha_p \frac{k}{(1 + 2k)} x'_2 \int_0^L P(z) dz \\ + (S^{in} - S^{out}) - \alpha_s \frac{k}{(1 + 2k)} x'_2 \int_0^L S(z) dz \\ - \frac{ANL}{\tau} (x_2 + kx'_2) = 0 \end{aligned} \quad (A2 - 6)$$

A ce stade, nous devons procéder à de nouvelles approximations. Nous ne trouverons de relation entre x_2 et x'_2 que si nous connaissons la loi de variation de P et de S suivant z. Nous formulons les hypothèses d'une croissance exponentielle du taux de signal et d'une décroissance linéaire du taux de pompe. Nous attirons l'attention au fait que ce choix est arbitraire, nous aurions pu prendre des variations linéaires ou exponentielles pour les deux taux. Les effets sur le résultat final sont négligeables puisqu'il s'agit de correction au second ordre.

L'expression (A2-6) devient:

$$\begin{aligned}
 -\alpha_p L x'_2 \frac{k}{(1+2k)} \frac{P^{in}}{2} (1 + e^{g_p(u)L}) (e^{g_p(u)L} - 1) \\
 + S^{in} (e^{g_s(u)L} - 1) \left(1 - \frac{\alpha_s}{g_s(u)} \frac{k}{(1+2k)} x'_2\right) \\
 - \frac{ANL}{\tau} u = 0
 \end{aligned} \tag{A2-7}$$

Où $u = x_2 + kx'_2$ et $g_{p,s} = \frac{\alpha_{p,s}}{k_{p,s}} \left(\frac{u}{(1+2k)} - k_{p,s} \right)$

Pour résoudre l'équation a2-7, nous devons trouver une relation analytique reliant x'_2 et u . En prenant dans le système d'équations A2-2, $S=0$, nous trouvons la relation:

$x_2 = \frac{x'_2}{2 - x'_2}$ et puisque $u = x_2 + kx'_2$, il vient:

$$x'_2 = \frac{1}{2k} \left((1+2k) - \sqrt{(1+2k)^2 + 4ku} \right) \tag{A2-8}$$

La solution analytique du problème consiste donc à résoudre l'équation (A2-9)

$$\begin{aligned}
 P \left\{ 1 + \frac{K_p}{g_p(x)} \right\} (e^{g_p(x)} - 1) + S (e^{g_s(x)} (1 + K_s) + (K_s - 1)) \\
 + \int_0^\infty (e^{g_v(x)} - 1) \beta(x, v) (1 + K_v) dv
 \end{aligned} \tag{A2-9}$$

avec $K_{p,s,v} = \sigma_{p,s,v}^a \Gamma_{p,s,v} kx'_2 L$ et $x'_2 = \frac{1 - \sqrt{1 - 4xk}}{2k}$

Article I

"PAIR INDUCED QUENCHING IN ERBIUM DOPED SILICATE FIBERS"

Proceedings of the 3rd topical meeting on
Optical Amplifiers and their applications.
Santa Fe, Paper WE4, pp 71-74, 1992.

PAIR INDUCED QUENCHING IN ERBIUM DOPED SILICATE FIBERS

T. GEORGES, E. DELEVAQUE*,
M. MONERIE, P. LAMOULER and J.-F. BAYON

Centre National d'Etudes des Telecommunications
LAB/OCM/FOG - BP40 - 22301 LANNION - FRANCE

*On leave from PHOTONETICS S.A.
52 avenue de l'Europe - 78160 MARLY-LE-ROI - FRANCE

In high concentration erbium doped fibers (above 0.1 to 0.2%), randomly distributed erbium ions are close enough to quench the ${}^4I_{13/2}$ level via cooperative upconversion followed mostly by a non radiative de-excitation or less often ($\approx 10^{-3}$) by a 980 nm photon emission (Ref. 1). The 1.5 μm fluorescence decay of these fibers presents a concentration and power dependent fast non-exponential component $\tau' = (\alpha N^*)^{-1}$ in addition to the exponential one τ (α is the upconversion coefficient and N^* is the concentration of excited ions). From Ref. 1, it comes that $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Upconverted light has been observed for lower concentrations (Ref. 2,3). In order to explain it, we have performed transmission experiments at 980 nm on six fibers and a residual and apparently non saturable absorption remained even far beyond the saturation power (Figure 1). In addition, for high pump power, it was not possible to fit satisfactorily the classical theory with experimental data and the best fit led to large values of α (around $5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) and $\alpha N \tau$ (≈ 50). This would mean that the fluorescence decay should be essentially non exponential and the 1/e lifetime around 400 μs . On the opposite, experimental fluorescence decays proved to be purely exponential and the 1/e lifetime ranged from 10.3 to 11.1 ms.

We suggest that the proportion of ion pairs (very close ions) is much larger than predicted by statistical law. This could be due to local charge compensation and has already been demonstrated in crystals when trivalent Nd (Ref. 4) or Er (Ref. 5) ions replace bivalent ions. In fibers, this

proportion (k in Table 1) depends on glass composition and manufacturing conditions. We distinguish single randomly distributed ions and ion pairs. When the pump power does not exceed 50 mW, only the ${}^4I_{13/2}$ level and the ground-state level are populated. Under 0.1%, single ions do not suffer from upconversion processes and they follow the rate equation $dN_s^*/dt = R(N_s - N_s^*) - N_s^*/\tau$, where R is the pumping rate, N_s and N_s^* are respectively the concentration of single ions and excited single ions. The ion pairs can be in three states: none, one or both ions excited. Due to the very large local concentration ($N_{\text{local}} \gg 0.1\%$), cooperative upconversion process is highly efficient and second ion ${}^4I_{13/2}$ level is quenched (its lifetime is under 50 μs). This process is the pair induced quenching (PIQ). The saturation power of second ion absorption is of the order of 1 W. For moderate pump power (< 50 mW), the two excited ion state can be supposed empty. The rate equation for ion pairs is $dN_p^*/dt = R(N_p - N_p^*) - N_p^*/\tau$, where N_p and N_p^* are respectively the total and the one excited ion state concentration of ion pairs. At steady-state, the pump absorption is

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dz} = -\alpha_p \frac{(N_s - N_s^*) + (2N_p - N_p^*)}{N}$$

where α_p is the small pump absorption and N is the total erbium concentration ($N_p = kN$ and $N_s = (1-2k)N$). This theory can explain experimental transmission curves (Fig. 1). The non bleachable absorption is $k\alpha_p L$. Moreover, when the pump is switched off, the two excited ion state is empty and no quenching process can occur. The model is thus in agreement with an exponential decay of the fluorescence.

When adding trivalent Al ions, Al-Er pairs compete with Er-Er pairs and can reduce their proportion (Table 1). Increasing erbium concentration seems to enhance it. These results are in agreement with previous experiments (Ref. 1). In a lesser extent, pentavalent P ions may also reduce Er pair proportion. PIQ also explains the linear increase of 980 nm fluorescence with pump power (beyond the saturation power) observed in Ref. 2 whereas the classical model fails (Ref. 3). Advanced methods, such

as EXAFS, can be used for direct observation of Er-Er or Er-O-Er bonds in glasses, but these bonds have not been detected so far (Ref. 6).

The consequences for EDFAs are a gain reduction (Ref. 2,3) but also an increase of the noise factor since PIQ limits the population inversion. This could be prejudicial for cascaded EDFA transmission lines. However, following our analysis, efficient high concentration (up to 0.2%) short EDFAs and lasers could be achieved by adding other trivalent ions and analyzing the manufacturing conditions that reduce pair formation.

REFERENCES

1. B.J. Ainslie, "A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers", *J. of Light. Tech.*, vol 9, pp 220-227, (1991)
2. M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi and E. Sugita, "Concentration effect on optical amplification characteristics of Er-doped silica single-mode fibers", *IEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 2, pp 559-561 (1990)
3. P.MBlixt, J. Nilsson, T. Carlnäs and B. Jaskorzynska, "Concentration dependent upconversion in Er-doped fiber amplifiers: Experiments and modeling", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 3, pp 996-998 (1991)
4. R.B. Barthem, R. Buisson, F. Madcore, J.C. Vial and J.P. Chaminade, "De-excitation processes of optically excited Nd^{3+} in CsCdBr_3 ", *J. Physique*, vol. 48, pp 379-387 (1987)
5. S.A. Pollack and D.B. Chang, "Ion-pair upconversion pumped laser emission in Er^{3+} ions: in YAG, YLF, SrF_2 and CaF_2 crystals", *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp 2885-2893 (1988)
6. M.A. Marcus and A. Polman, "Local structure around Er in silica and sodium silicate glasses", *J. of Non-Crystalline Solids* 136, 260-265 (1991)

Fibre number	Dopant concentration (x1000 ppm wt)				τ (ms)	k
	Ge ⁴⁺	Al ³⁺	Er ³⁺	P ⁵⁺		
1	170	20	0.35	0	10.3	0.015
2	180	2	0.90	0	10.7	0.048
3	145	1	0.80	0.5	10.6	0.075
4	95	0.5	0.70	0.5	11.1	0.117
5	80	0	0.45	5	10.3	0.145
6	100	1	2.0	0.5	10.7	0.220

*Fiber provided by Alcatel Alsthom Recherche

TABLE 1 : Composition of the different fibers, lifetime of upper laser level and proportion of erbium ions in pairs

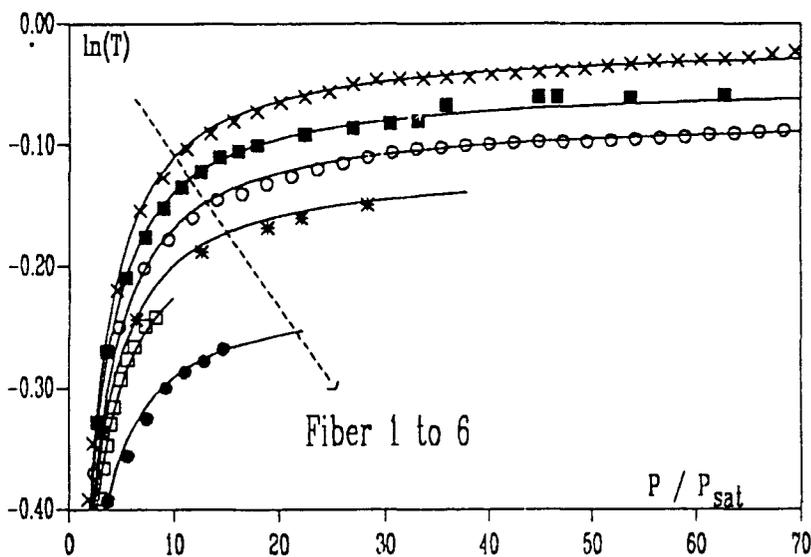


Figure 1: Transmission curves of six erbium doped fibers. Experimental data (markers) and theoretical curves (solid lines) are plotted. The small pump transmission is $1/e$ for each fiber.

Article 11

"MODELING OF PAIR INDUCED QUENCHING IN ERBIUM DOPED SILICATE FIBERS"

IEEE Photonics Technology Letters.
Vol. 5, No.1, pp 73-75, 1993.

Modeling of Pair-Induced Quenching in Erbium-Doped Silicate Fibers

E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, and J.-F. Bayon

Abstract—We show that in low concentration erbium-doped silicate fibers (below 1000 ppm), a residual absorption at 980 nm cannot be saturated. Usual models for upconversion of Er^{3+} cannot match this behavior nor explain a fluorescence lifetime independent of pump power and erbium concentration. We exhibit a phenomenon, the pair induced quenching (PIQ), that is compatible with the previous experimental results. We finally present the influence of erbium and aluminum concentration on the ion pair proportion.

INTRODUCTION

ERBIUM-doped fiber amplifier (EDFA) efficiency has been proved to be strongly dependent on erbium concentration [1]–[4] and on other codopants such as germanium and aluminum [2], [4]. This is due to energy transfer between two neighboring excited ions, which reduces the population inversion. Moreover, it has been demonstrated in $\text{CsCdBr}_3:\text{Nd}^{3+}$ crystals that the proportion of Nd^{3+} pairs is very large and does not follow the statistical laws. This is due to charge compensation resulting from the $\text{Nd}^{3+}/\text{Cd}^{2+}$ substitution [5]. In germanosilicate fibers, erbium ions are surrounded by bi- and tetravalent ions. Local charge compensation may be likewise responsible for an enhancement of the pair proportion.

In this letter, we study the 980 nm transmission of six fibers with different erbium and codopant (Ge, P, and Al) concentrations, with pump powers up to 80 times the saturation power. We show that a model with an upconversion rate proportional to the square of the excited ions concentration does not explain the residual nonsaturable absorption. It is also in contradiction with fluorescence lifetime measurements of the ${}^4I_{13/2}$ level. We present a model distinguishing randomly distributed single ions and ion pairs. It matches the transmission curves and lifetime measurements and yields an estimation of the pair upconversion time, τ_p .

PAIR INDUCED QUENCHING MODEL

Erbium is regarded as a two-level laser system: the ground state, ${}^4I_{15/2}$ and the upper laser level, ${}^4I_{13/2}$. The

fluorescence lifetime of the latter level is τ . All other excited levels are supposed empty since they relax rapidly (i.e., their relaxation rate is much larger than the pump rate R) and mostly nonradiatively towards the upper laser level. Moreover, no excited state absorption has been observed when pumping at 980 nm [6]. When both ions of a pair are excited, one ion transfers its energy to the other, which relaxes mostly nonradiatively (rapidly) towards the excited metastable level ${}^4I_{13/2}$ or, less often, radiatively (980 nm photon) towards the ground-state (Fig. 1). This phenomenon is the pair-induced quenching [7]. Energy spatial migration is not taken into account because of the low erbium concentration. The radiative relaxation will be neglected in the modeling of 980 nm transmission. The ion pairs can be in three states: a 0-photon state (no ion excited), a 1-photon state (one ion excited) and a 2-photon state (both ions excited). The rate of upconversion transfer (τ_u^{-1}) is assumed to be much larger than R so that the population of the 2-photon state is neglected. This assumption will be checked below. The rate equations for pumping at 980 nm and the pump absorption can be written as follows:

$$\frac{dN_s^*}{dt} = -\frac{dN_s}{dt} = RN_s - \frac{N_s^*}{\tau} - \alpha N_s^{*2} \quad (1a)$$

$$\frac{dN_p^*}{dt} = -\frac{dN_p}{dt} = 2RN_p - \frac{N_p^*}{\tau} \quad (1b)$$

$$N_s + N_s^* = (1 - 2k)N \quad (1c)$$

$$N_p + N_p^* = kN \quad (1d)$$

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dz} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} = -\alpha_p \frac{N_s + N_p^* + 2N_p}{N} \quad (1e)$$

where α_p is the small signal absorption, N the total population density, N_s and N_s^* , the population densities of the ground-state and excited-state levels for single ions and N_p and N_p^* the population densities of the 0-photon and 1-photon state for ion pairs. The lifetime τ of ${}^4I_{13/2}$ level is supposed to be the same for single ions and ions in pairs because a single exponential has been observed in the fluorescence decay. The pump rate is $R = \sigma_p \Gamma P / A h \nu = P / \tau P_{\text{sat}}$ where σ_p is the pump absorption cross section, A the doped area, Γ the pump-dopant overlap

Manuscript received June 29, 1992; revised September 8, 1992.
E. Delevaque is with the Centre National d'Etudes des Telecommunications LAB/OCM/FOG-BP40-22301 Lannion, France, on leave from Photonetics S.A. 78160 Marly-le-Roi, France.

T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, and J.-F. Bayon are with the Centre National d'Etudes des Telecommunications LAB/OCM/FOG-BP40-22301 Lannion, France.

IEEE Log Number 9205957.

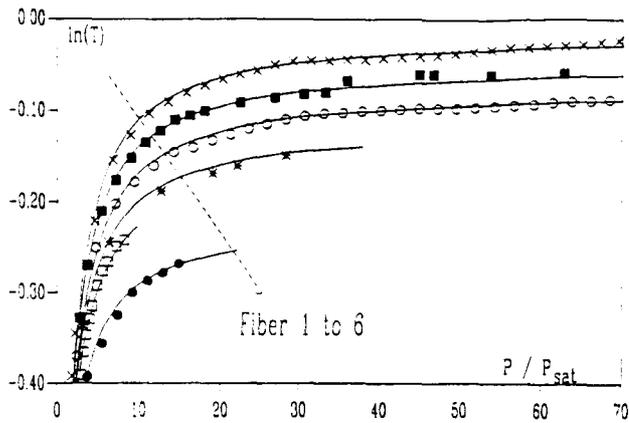


Fig. 2. Transmission data of the six different fibers and best fits of the model with pairs (solid lines).

ions can be associated with Er^{3+} ions. Al-Er pairs compete with Er-Er pairs and reduce their proportion. In this case, an aluminum concentration 10–20 times the erbium concentration should be enough for eliminating most of erbium pairs. In a lesser extent, P^{5-} could also be associated with erbium ions. However, this process seems to be less efficient.

CONCLUSION

We have shown that at high powers in erbium-doped fibers, a residual absorption cannot be saturated. This can be attributed to energy transfer between two neighboring excited ions. However, this process has no influence on fluorescence decay. The transfer is thus fast and can occur only between two close ions (separated by less than 0.5 nm), which we call ion pairs. Below 1000 ppm, assuming a

random distribution, the mean pair fraction should not exceed a few tenths of percents. Following results obtained with Nd^{3+} in crystals [5], we explain this pair proportion enhancement (ten to hundredfold) by a charge compensation between trivalent and tetravalent ions. This would also explain why aluminum ions reduce the pair proportion.

ACKNOWLEDGMENT

We are indebted to Dr. L. Sergent from Alcatel Alsthom Recherche for providing one of the fibers we have characterized.

REFERENCES

- [1] N. Kagi, A. Oyobe and K. Nakamura, "Efficient optical amplifier using low-concentration erbium-doped fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 559–561, 1990.
- [2] B. J. Ainslie, "A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 220–227, 1991.
- [3] B. J. Ainslie, S. P. Craig-Ryan, S. T. Davey, J. R. Armitage, C. G. Atkins, J. F. Massicot, and R. Wyatt, "Erbium doped fibers for efficient optical amplifiers," *IEE Proc.*, vol. 137, pp. 205–208, 1990.
- [4] P. M. Blixt, J. Nilsson, T. Carläs, and B. Jaskorzynska, "Concentration dependent upconversion in Er-doped fiber amplifiers: Experiments and modeling," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 996–998, 1991.
- [5] R. B. Barthem, R. Buisson, F. Madeore, J. C. Vial, and J. P. Chaminade, "De-excitation processes of optically excited Nd^{3+} in CsCdBr_3 ," *J. Physique*, vol. 48, pp. 379–387, 1987.
- [6] R. I. Laming, S. B. Poole, and E. J. Tarbox, "Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 1084–1086, 1988.
- [7] T. Georges, E. Delevaque, M. Monerie, P. Lamoulier, and J. F. Bayon, "Pair induced quenching in erbium-doped silicate fibers," in *Proc. 3rd Top. Meet. Opt. Amplifiers*, 1992, Santa Fe, CA, paper WE4.
- [8] J. E. Townsend, S. B. Poole, and D. N. Payne, "Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 329–331, 1987.

Article III

"ANALYTIC MODELING OF HIGH-GAIN ERBIUM
DOPED FIBER AMPLIFIERS"

Optics Letters
Vol. 17, No.16, pp 1113-1115, 1992.

Analytic modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers

T. Georges and E. Delevaque

Centre National d'Etudes des Télécommunications, B.P. 40, 22301 Lannion, France

Received March 20, 1992

We describe an analytic method that calculates accurately (within a 1.5-dB discrepancy with numerical models) the gain of an erbium-doped fiber amplifier. Amplified spontaneous emission (ASE) is taken into account so that the gain of ASE-saturated erbium-doped fiber amplifiers is calculated properly. It is effective for wavelength multiplexing (several signals) and for different pumping schemes (copropagating or counterpropagating or both).

Erbium-doped fiber amplifiers (EDFAs) are now essential devices for many telecommunications applications, and much theoretical research has been done to optimize them. On one hand, numerical models solve the two-boundary value problem between forward and backward amplified spontaneous emission (ASE). If the fiber is characterized carefully (geometry, doping profile and concentration, and absorption and emission cross sections), the gain and ASE spectra can be predicted accurately.^{1,2} We use such a model as a reference in this Letter. Its predictions have been well confirmed with measurements on an erbium-doped fluorozirconate fiber amplifier.³ The discrepancies among copropagating ASE spectra, small-signal gain versus pump power, and gain versus signal power are within the experimental errors. The spectroscopic data and the geometry have been measured on a preform, and no fit was needed to match the numerical computations with the experimental results. Such numerical models are always computer time consuming. On the other hand, there exist several analytical models that are more approximate but lead to faster computation. They calculate the gain⁴⁻⁷ and even the ASE spectrum.⁵ However, they are unreliable in the ASE-saturated gain regime that characterizes high-gain EDFAs.

This Letter presents a new analytic method giving the gain of ASE-saturated EDFAs applicable to multiple-signal inputs and to different propagation directions of the signal(s) and pump(s). It requires only easily measured absorption and emission data. The gain discrepancy with a comprehensive numerical model is within 1.5 dB for most amplifiers, even when the gain is >40 dB and the ASE power exceeds half the input pump power.

Erbium is regarded as having a two-level system: the ground state, ${}^4I_{15,2}$, and the upper laser level, ${}^4I_{13,2}$. Other energy levels can exist for pump absorption, but their population is neglected. In silica fibers, all excited levels above ${}^4I_{13,2}$ relax rapidly and mostly nonradiatively toward ${}^4I_{13,2}$. This assumption does not hold for fluoride fibers except for 1480-nm pumping. It is assumed that the medium saturates homogeneously¹ and that there is no excited-state absorption.

The pump(s) and signal(s) can enter the fiber through the same end or both ends simultaneously. They are either continuous or modulated at high frequencies so that the populations are quasi-time independent. Under these assumptions and if the background losses can be neglected, we have a photon balance between input and output,

$$\sum_i P_i^{\text{in}} = \sum_i P_i^{\text{out}} + P_{\text{ASE}} + P_{\text{spont}}, \quad (1)$$

where P_i are numbers of photons per second of signal(s) or pump(s) at frequency ν_i , P_{ASE} is the sum of copropagating and counterpropagating ASE at fiber ends, and P_{spont} is the sum of nonguided spontaneous emission and of nonradiative relaxations from the upper lasing level.

In monomode fibers, even when Δn is large, the fraction of guided spontaneous emission is small. It is thus neglected so that we can write

$$P_{\text{spont}} = \frac{NAL}{\tau} x = K_{\text{spont}} x, \quad (2)$$

$$A = \langle \Psi_0 \rangle, \quad x = \frac{1}{AL} \int_0^L \langle \Psi_2 \rangle dz,$$

where N is the average ion concentration, L is the fiber length, τ is the lifetime of the upper laser level, x is the mean fraction of excited ions, and A is the effective doped area. Ψ_0 and Ψ_2 are transverse profiles for Er^{3+} ions and excited Er^{3+} ions (only Ψ_2 is z dependent). The angle brackets represent integration over the fiber cross section.

The equations governing the absorption or the gain of the pump and signal are identical, and the relations between P^{in} and P^{out} at frequency ν_i and x are

$$g_i = \log\left(\frac{P_i^{\text{out}}}{P_i^{\text{in}}}\right) = (\sigma_i^T \Gamma_i x - \sigma_i^e \Gamma_i) NL, \quad (3)$$

where

$$\Gamma_i = \frac{\langle \Phi_i \Psi_0 \rangle}{\langle \Phi_i \rangle}, \quad \Gamma_i' = \frac{1}{xL} \int_0^L \frac{\langle \Phi_i \Psi_2 \rangle}{\langle \Phi_i \rangle} dz,$$

Φ_i is the transverse profile of signal or pump intensity (the fiber is supposed to be monomode at

frequency ν_i , and $\sigma_i^T = \sigma_i^a + \sigma_i^e$ is the sum of absorption and emission cross sections at frequency ν_i . Note that for pump wavelengths ~ 980 nm or shorter, the upper transition level is empty, and Eq. (3) is still valid if we take $\sigma_p^e = 0$. Equations (1) and (3) are valid for copropagating and counterpropagating signal(s). Near $1.5 \mu\text{m}$, the ratio $\theta_i = \Gamma_i/\Gamma_s$ is almost wavelength independent, although it can be different from 1. Rewriting Eq. (3) with $x' = \theta_s x$ (the subscript s denotes a signal taken as a reference) leads to

$$g_i(x) = g_i'(x') + \delta g_i, \quad (4)$$

where

$$g_i'(x') = (\sigma_i^T x' - \sigma_i^a) \Gamma_i NL, \\ \delta g_i = (\theta_i - \theta_s) \sigma_i^T x \Gamma_i NL.$$

The approximate gains g_i' depend only on x' and on fiber characteristics that can be measured. The discrepancy δg_i with the actual gain is small within the $1.5\text{-}\mu\text{m}$ band, and from the definition, $\delta g_s = 0$.

A rough (but simple) way to calculate the total ASE power is to assume that the fraction of excited ions is constant along the fiber and thus is equal to x . As a consequence, copropagating ASE power is overestimated and counterpropagating ASE power is underestimated. With this assumption, for each frequency the excess noise factor $\beta(\nu)$ is easily calculated, and

$$P_{\text{ASE}}^{\text{ana}}(x') = 4 \int \{\exp[g_{\nu'}(x')] - 1\} \beta(\nu, x') d\nu, \quad (5)$$

$$\beta(\nu, x') = \frac{\sigma_i^e x' \Gamma_i NL}{g_{\nu'}(x')}.$$

The factor 4 is for two polarizations and two directions. Putting Eqs. (3)–(5) into Eq. (1) leads to an implicit equation in x' , where the terms that can and cannot be analytically calculated are separated:

$$H(x') + \delta P = 0,$$

where

$$H(x') = \sum_i P_i^{\text{in}} \{\exp[g_i'(x')] - 1\} \\ + P_{\text{ASE}}^{\text{ana}}(x') + K_{\text{spont}} x',$$

$$\delta P = \delta P_{\text{ASE}} + \delta P_{\Gamma},$$

$$\delta P_{\Gamma} = K_{\text{spont}}(1 - \theta_s)x + \sum_i P_i^{\text{out}} [\exp(\delta g_i) - 1]. \quad (6)$$

Here δP_{ASE} is the difference between the actual ASE power and $P_{\text{ASE}}^{\text{ana}}$.

In our analytical model, we neglect δP and δg_i and solve $H(x') = 0$ to get x' , and Eq. (3) gives the gain g_i' . The fiber parameters required by the model are $\alpha_{\nu} = \sigma_i^a \Gamma_i N$, $g_{\nu} = \sigma_i^e \Gamma_i N$, AN/τ , and the fiber length L . Small-signal transmission experiments give α_{ν} over the $1.5\text{-}\mu\text{m}$ absorption band of erbium. When pumping at 980 nm a short erbium-doped fiber (short enough to limit the maximum gain to 0.1 dB), the forward or backward ASE power between ν and $\nu + \Delta\nu$ is $2h\nu\Delta\nu g_{\nu} x' L$, where x' is given by the attenuation of the pump and Eq. (3). This leads to g_{ν} .

Finally, as shown in Ref. 4, the saturation power can be measured easily, and $AN/\tau = \alpha_{980} P_{980}^{\text{sat}}$.

The error in x' is $\Delta x' = \delta P / (dH/dx')$, and the error in the gain is $\Delta g_i = (dg_i/dx') \Delta x' + \delta g_i$. The second term is null for the referenced signal and is much smaller than the first one when $\nu_i \neq \nu_s$. The gain discrepancy with the numerical model is thus

$$\Delta g_s = \frac{\delta P}{P_s^{\text{sat}} \left(1 + \sum_i \frac{P_i^{\text{out}}}{P_i^{\text{sat}}} \right) + \frac{1}{\sigma_s^T \Gamma_s NL} \frac{dP_{\text{ana}}}{dx'}}, \quad (7)$$

where $P_i^{\text{sat}} = A/\Gamma_i \sigma_i^T \tau$ is the saturation power. Our model reduces to the model of Ref. 4 if $P_{\text{ASE}}^{\text{ana}} = 0$, and thus $\delta P_{\text{ASE}} = P_{\text{ASE}}$. ASE can be neglected when the gain is small. If $P_{\text{ASE}} \leq 0.2 P_s^{\text{sat}}$, the gain discrepancy is small (< 0.5 dB). This is the case when the gain G follows

$$G \leq \frac{A}{20\beta\Delta\nu\sigma_s^T\Gamma_s} \approx \omega_s^2, \quad (8)$$

where ω_s is the signal mode field radius in micrometers and $\Delta\nu$ is the emission bandwidth. Note that this limit is reduced when the fiber length exceeds the optimal length. ASE can also be neglected when the signal is more powerful than ASE (fivefold), i.e., when

$$P_s^{\text{in}} \geq 20\Delta\nu \quad (\text{corresponds to } -18 \text{ dBm}). \quad (9)$$

Beyond these two limiting cases, ASE can no longer be neglected. By taking the derivative of Eq. (5) with respect to x' , one can show that the last term of the denominator of Eq. (7) is of the order of $P_{\text{ASE}}^{\text{ana}}$. The gain discrepancy can thus be significant only when the error on ASE is of the order of $P_{\text{ASE}}^{\text{ana}}$. This is one of the key points of the model.

The comparison with the numerical model is performed on an amplifier pumped at 1475 nm at optimal length (for a signal near 1544 nm) with pump powers increasing from 10 to 80 mW. The EDFA is a 1100 parts in 10^6 weight erbium-doped fluorozir-

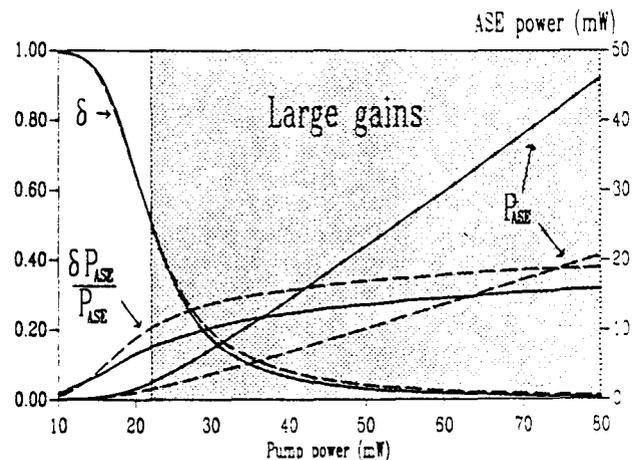


Fig. 1. Total ASE power (right scale), the relative error on ASE power, and $\delta = \delta P_{\Gamma} / (\delta P_{\Gamma} + \delta P_{\text{ASE}})$ (left scale) versus pump power for a length optimized amplifier (at $\lambda_s = 1544$ nm) and for two input signal powers: -70 dBm (solid curves) and -20 dBm (dashed curves). The gains are large (ASE-saturated regime) in the gray area.

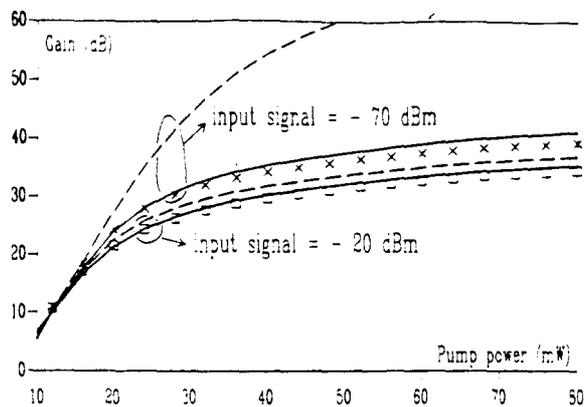


Fig. 2. Gain versus pump power for a length-optimized amplifier given by three models and for two input signal powers. Crosses (-70 dBm) and squares (-20 dBm), numerical model; dashed curves, analytical model without ASE; solid curves, our model.

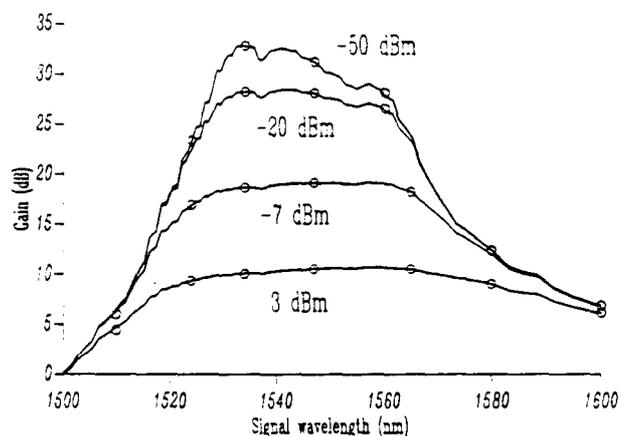


Fig. 3. Wavelength gain dependence for various input signal powers (-50 , -20 , -7 , and 3 dBm): a comparison of our model (solid curves) with the numerical model (circles).

conate fiber. The core is doped uniformly, its radius is $2.75 \mu\text{m}$, and the cutoff wavelength is $\lambda_c = 1.37 \mu\text{m}$.³ With 80-mW pumping, the gain is 40 dB and the backward ASE power is almost twice the power of forward ASE. As shown by relations (8) and (9), this model is useful when the input signal power is of the order of -18 dBm or smaller and also when the gain is large. δP_r is negative, and its contribution to the gain discrepancy, $\delta = |\delta P_r| / (|\delta P_r| + \delta P_{\text{ASE}})$, is negligible as soon as the gain is large (Fig. 1). The error on ASE reaches 30% of the actual ASE power at small signal with 80-mW pump power, and the analytical gain is 1.5 dB too large. Note that this error increases with the fiber length. The gain discrepancy decreases with increasing input signal power (although the relative ASE error increases). Figure 2 shows the gain versus input pump power for three models: a numerical model, an analytical model without ASE, and our model. In most applications where high gains are desirable, our model is accurate enough, whereas the model without ASE is not valid.

Most of the erbium-doped silica fibers have negligible background losses. However, long erbium-

doped silica fibers and most of the doped fluoride fibers have high extra losses α_{EL} that cannot be neglected. It is possible to take them into account in this model. First, $\alpha_{\text{EL}}L$ must be deducted from the gains in Eqs. (2) and (3). New terms must be added to the second member of Eq. (1),

$$P^{\text{loss}} = \alpha_{\text{EL}} \int_0^L P(z) dz. \quad (10)$$

Equation (10) gives the number of photons per second lost by each signal, each pump, and both ASE's. Again, this can be estimated analytically by assuming that the population inversion is constant along the fiber. This induces in Eq. (6) an error δP_{loss} that is generally negative. The extra losses of our erbium-doped fluorozirconate amplifier are 300 dB/km. We can now compare our model with the numerical model on an actual amplifier. The launched pump power is 50 mW at 1475 nm. The wavelength dependence and saturation of the gain are presented in Fig. 3. The gain difference between our model and the numerical model is surprisingly small because, in this particular case, δP_{loss} almost compensates δP_{ASE} .

For the first time to our knowledge, a model without numerical integration predicts accurately the gain of ASE-saturated amplifiers. It is based on a simple balance among input, output, and lost photons. The analytic model requires absorption and emission data over the entire spectrum that can be measured easily. The maximum gain discrepancy is 1.5 dB when the gain is 40 dB, and its wavelength dependence is smaller than 0.1 dB. The results are even better when the amplifier is saturated by the signal.

We are indebted to F. Auzel for measuring the absorption and emission cross sections and to D. Ronarc'h for providing the data from his amplification measurements.

E. Delevaque is on leave from Photonetics S.A., 52 avenue de l'Europe, 78160 Marly-le-Roi, France.

References

1. C. R. Giles and E. Desurvire, *IEEE J. Lightwave Technol.* **9**, 271 (1991).
2. K. Dybdal, A. Bjarklev, C. Dam-Hansen, C. C. Larsen, B. Pedersen, J. Hedegaard Povlsen, and H. Vendeltorp-Pommer, in *European Conference on Optical Communications* (Elsevier, Amsterdam, 1990), paper WeF1.3.
3. D. Ronarc'h, M. Guibert, H. Ibrahim, M. Monerie, H. Poignant, and A. Tromeur, *Electron. Lett.* **27**, 908 (1991).
4. J. R. Armitage, *Appl. Opt.* **27**, 4831 (1988).
5. M. Peroni and M. Tamburrini, *Opt. Lett.* **15**, 842 (1990).
6. M. Montecchi, A. Mecozzi, M. Settembre, M. Tamburrini, and L. DiGaspere, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 134 (1991).
7. A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow, and J. Aspell, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 714 (1990).
8. E. Desurvire, M. Zirngibl, H. M. Presby, and D. DiGiovanni, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 127 (1991).

Article IV

" MODELE ANALYTIQUE D'AMPLIFICATEURS A FIBRE DOPEE
ERBIUM SATURES PAR L'EMISSION SPONTANEE AMPLIFIEE"

XIIèmes Journées Nationales d'Optique Guidée.
Recueil des communications pp 35-37, 1992 Paris.

MODELE ANALYTIQUE D'AMPLIFICATEURS A FIBRE DOPEE ERBIUM SATURES PAR L'EMISSION SPONTANEE AMPLIFIEE.

T. GEORGES et E. DELVAQUE

Centre National d'Etudes des Telecommunications
LAB/OCM/FOG - BP40 - 22301 LANNION
Tél.: 96 05 31 12 Fax: 96 05 13 07

L'amplificateur à fibre dopée erbium (AFDE) a connu ces cinq dernières années un intérêt croissant [1]. Malgré de nombreuses études qui ont permis l'optimisation de ce composant, il semble que la modélisation de son comportement ne peut être que partiellement abordée, ou nécessite l'usage de puissants ordinateurs. La raison à cela est que les modèles analytiques publiés à ce jour négligent l'émission spontanée amplifiée (ESA) et celle-ci est en général importante lorsque le gain de l'amplificateur dépasse 20 dB. Nous présentons le premier modèle analytique capable de prévoir quantitativement le comportement d'un ADFE dans une large gamme de configurations [2]. Cet outil très souple permet d'optimiser les amplificateurs et rend les études plus abordables.

Le modèle repose sur un bilan d'énergie (exprimée en nombre de photons):

$$\sum_i P_i^{in} = \sum_i P_i^{out} + P_{ESA} + P_{spont}$$

où $P_i^{(in,out)}$ représente le nombre de photons par seconde à la fréquence ν_i en entrée et en sortie. P_{spont} est l'émission spontanée non guidée et la somme des ESA propagative et contrapropagative vaut P_{ESA} . Nous avons montré que dans le cas d'un amplificateur avec pertes intrinsèques non négligeables, il est possible de les introduire facilement dans le bilan [2]. Le modèle repose sur la seule hypothèse de l'inversion de population constante le long de la fibre amplificatrice ce qui permet de dévaluer l'ESA. Le modèle reste cependant valide hors des limites de cette approximation.

Il est comparé avec un modèle numérique complet développé précédemment. La figure 1 présente l'accord de ce modèle avec l'expérience. Les paramètres utilisés sont ceux de l'expérience d'amplification obtenue avec une fibre de verre fluoré [3]. Le seul paramètre ajusté (parce que difficilement mesurable) est le facteur de pertes intrinsèques de la fibre, estimé ici à 100 dB/km. Le gain calculé par le modèle analytique se confond avec celui du modèle numérique (figure 1). Les comparaisons en saturation par le signal, pour des longueurs d'ondes variant de 1500 à 1600 nm, sont représentées sur la figure 2. Les gains du modèle numérique sont représentés par des cercles. Les différences entre les deux modèles n'excèdent jamais 0.5 dB.

Le modèle numérique nous donne la fraction de population excitée le long de la fibre (fig 3). La puissance de pompe est de 50 mW à 1475 nm. On voit que l'hypothèse de base est grossière dès que le signal en sortie est important. Cependant, la figure 2 montre que cela a peu d'influence sur le gain (car la contribution de l'ESA devient faible).

Les applications de ce modèle sont multiples. Nous en présenterons trois. Dans la première, il est montré théoriquement que que l'optimisation géométrique d'une fibre amplificatrice saturée par son ESA (et éventuellement par un signal) revient à la maximisation de

$$\frac{\langle \Psi_s \Psi_{dop} \rangle}{\langle \Psi_s \rangle \langle \Psi_{dop} \rangle} \quad \text{et de} \quad \frac{\langle \Psi_p \Psi_{dop} \rangle}{\langle \Psi_s \Psi_{dop} \rangle} \frac{\langle \Psi_s \rangle}{\langle \Psi_p \rangle}$$

où Ψ_s , Ψ_p et Ψ_{dop} sont respectivement le profil en intensité du signal et de la pompe et celui du dopage. Les crochets représentent l'intégration sur la section de la fibre. Cela revient à concentrer l'erbium au centre du coeur et minimiser ω_s et ω_p/ω_s (ω sont les diamètres de mode).

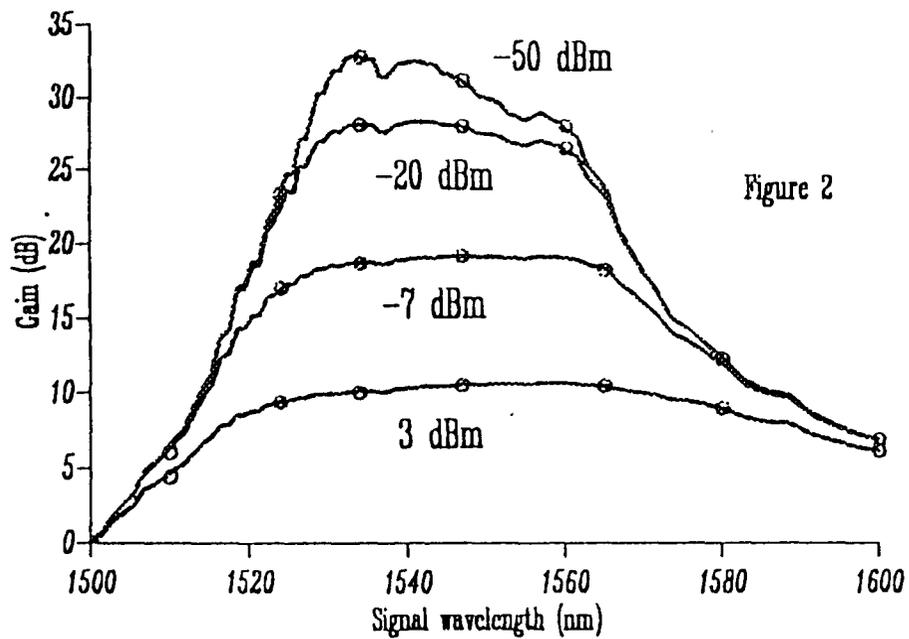
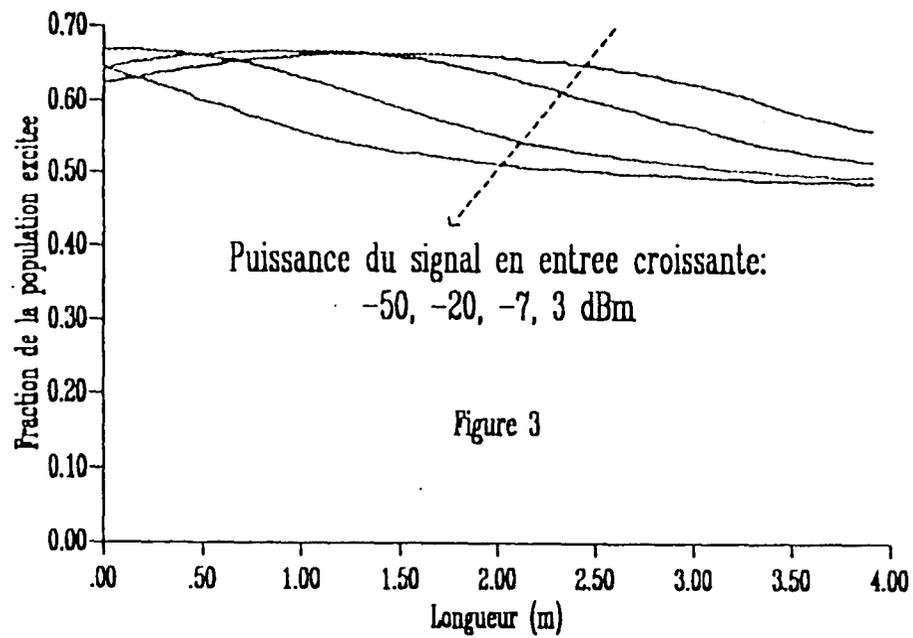
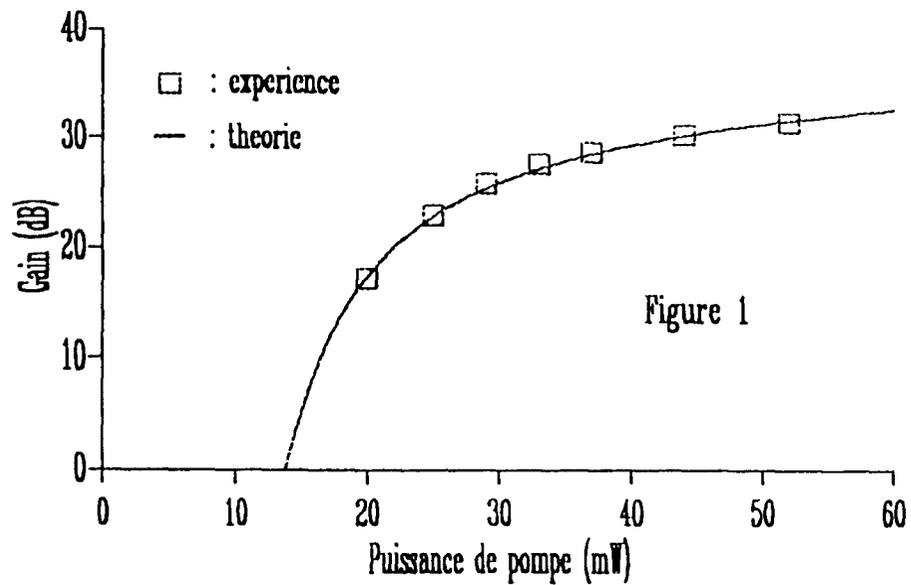
Des recherches sur des facteurs de mérite d'une fibre amplificatrice sont réalisées facilement avec ce modèle. Sur le poster, nous présenterons quand et de quelle manière les rapports gain sur puissance de pompe et puissance de saturation du signal en sortie sur puissance de pompe peuvent caractériser des fibres.

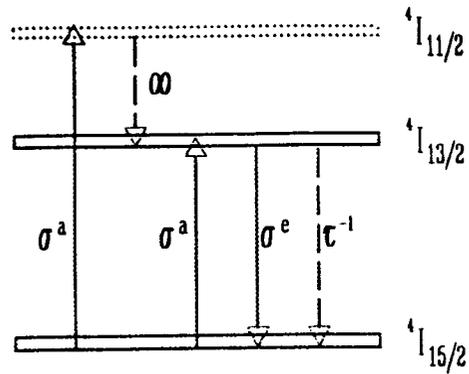
Enfin, dans la silice, la mesure de la concentration en ions erbium n'est pas précise. D'autre part, la durée de vie radiative du niveau métastable est sujette à contestations. La valeur absolue des sections efficaces est mal connue car elle dépend des valeurs précédentes. Les incertitudes sur ces grandeurs fondamentales caractérisant une fibre amplificatrice de silice dopée erbium ne nous permettent pas une modélisation satisfaisante car trop de paramètres sont à ajuster. L'influence sur le gain et la saturation des variations des sections efficaces, du temps de vie radiatif du niveau métastable et du profil de répartition de l'erbium dans le coeur de la fibre sera présentée.

REFERENCES

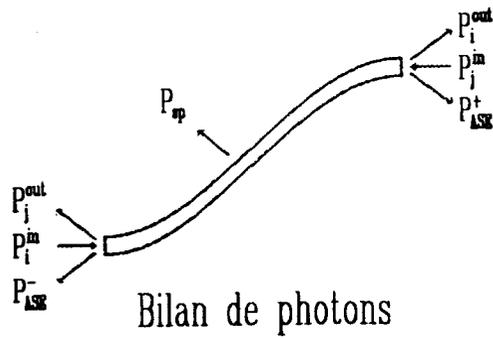
1. H.R.D. Sunak, "Bibliography on EDFA: 1987 to 1990", EDFA Consultants.
2. T. Georges et E. Delevaque, soumis à Optics Letters.
3. D. Ronarc'h et al., Elec. Lett. 27, 908 (1991)

E. Delevaque est boursier CIFRE de PHOTONETICS S.A..

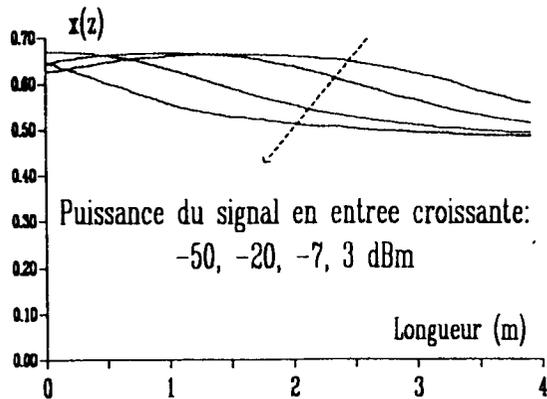




Spectroscopie de Er^{3+}



Bilan de photons



$$\frac{dx(z)}{dz} = \sum_i (\sigma_i^a - \sigma_i^T x(z)) \frac{\Gamma_i}{A} P_i(z) + \sum_\nu (\sigma_\nu^a - \sigma_\nu^T x(z)) \frac{\Gamma_\nu}{A} (P_\nu^{ASE+}(z) + P_\nu^{ASE-}(z)) - \frac{x(z)}{\tau} = 0$$

$x(z)$: fraction d'ions excités en z

P_i : nombre de photons par seconde à la fréquence ν_i (signal ou pompe)

• En intégrant le long de la fibre, on obtient

$$\sum_i (P_i^{out} - P_i^{in}) + P_{ASE} + P_{sp} = 0 \quad (1)$$

$$P_i^{out} = P_i^{in} e^{g_i(\bar{x})} \quad g_i(\bar{x}) = (\sigma_i^T \bar{x} - \sigma_i^a) \Gamma_i N L$$

$$P_{sp} = \frac{A N L}{\tau} \bar{x} (1 - \text{etc}) \quad \text{Emission spontanée non guidée}$$

\bar{x} est la fraction d'ions excités de la fibre

• Hypothèse: $x(z) = \bar{x} = \text{cste}$

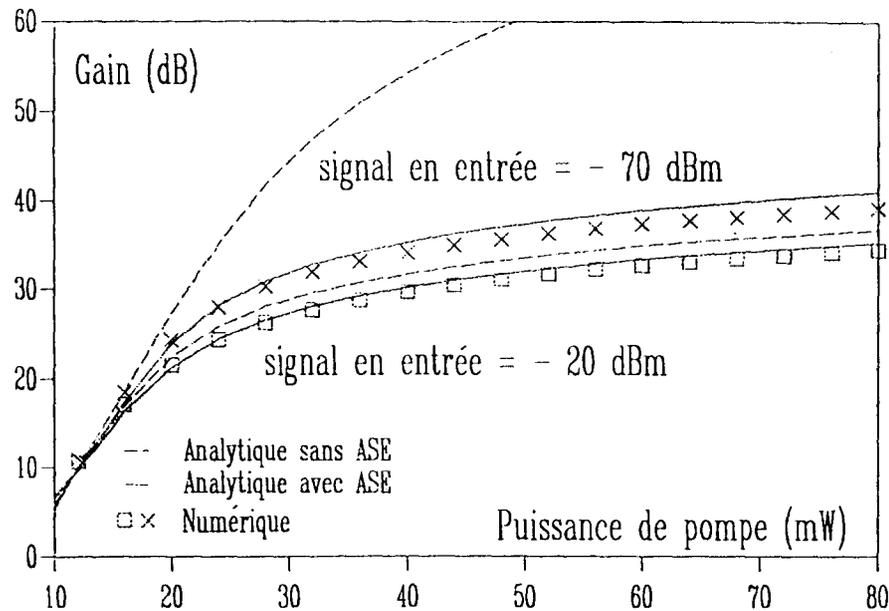
$$P_{ASE} = 4 \int \beta(\nu, \bar{x}) (e^{g_\nu(\bar{x})} - 1) d\nu \quad (2) \quad \beta(\nu, \bar{x}) = \frac{\sigma_\nu^e \bar{x} \Gamma_\nu N L}{g_\nu(\bar{x})}$$

$$(1) + (2) \Rightarrow H(\bar{x}) = 0 \quad (3)$$

Solution de (3) $\Rightarrow \bar{x} \Rightarrow$ **GAIN**

Sources d'erreur

- $\Gamma_{\text{mode - profil Er}} \neq \Gamma_{\text{mode - profil Er excités}}$
- Erreur sur P_{ASE}



Variation de la longueur d'onde et de la puissance du signal

L'erreur dépend peu de la longueur d'onde du signal
 En saturation, l'erreur est faible, car P_{ASE} est faible

Les sections efficaces utilisées sont celles de l'erbium dans le verre fluoré

Comparaison avec un modèle numérique et un modèle analytique sans ASE

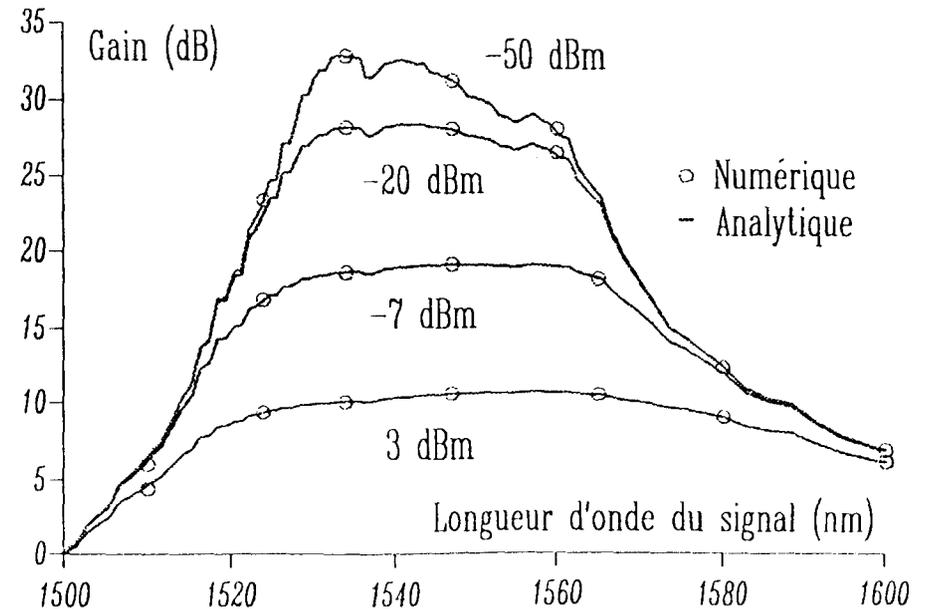
Gain < 20 dB :

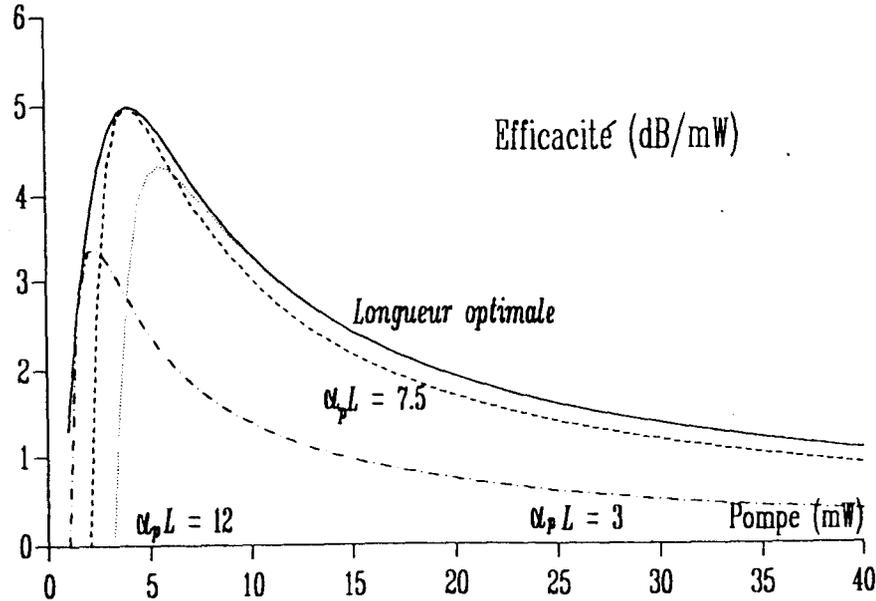
Erreur sur Γ est responsable de la différence de gain (< 1 dB)

Gain > 20 dB :

Erreur sur ASE est responsable de la différence de gain (< 2 dB)

Le modèle analytique sans ASE n'est plus valable





• Influence des paramètres opto-géométriques

La zone de fonctionnement des amplificateurs n'est généralement pas située près de l'efficacité maximale

Seule la taille des modes influe sur l'efficacité .
Le confinement de l'erbium importe peu

Pour avoir une signification, l'efficacité doit être définie pour un gain ou une puissance de pompe donné .

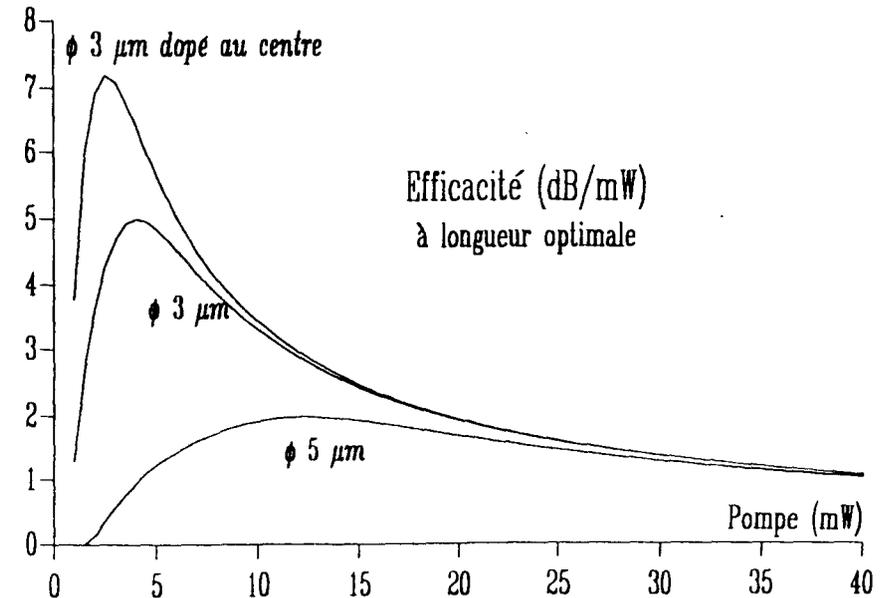
• Influence de la longueur de la fibre

L'efficacité définie comme le rapport du gain sur la puissance de pompe dépend fortement de la longueur de la fibre .

La grandeur mesurable prise comme paramètre est l'atténuation $\alpha_p L$.

Les courbes d'efficacité s'inscrivent dans une zone délimitée par l'efficacité déterminée en chaque point à la longueur optimale .

Au delà de 30 dB, il n'est plus nécessaire d'ajuster la longueur .

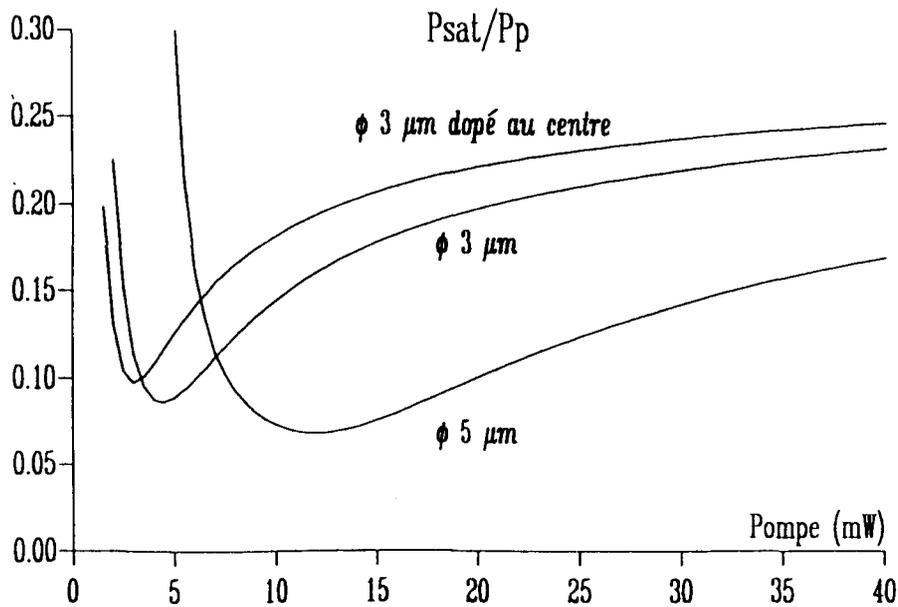
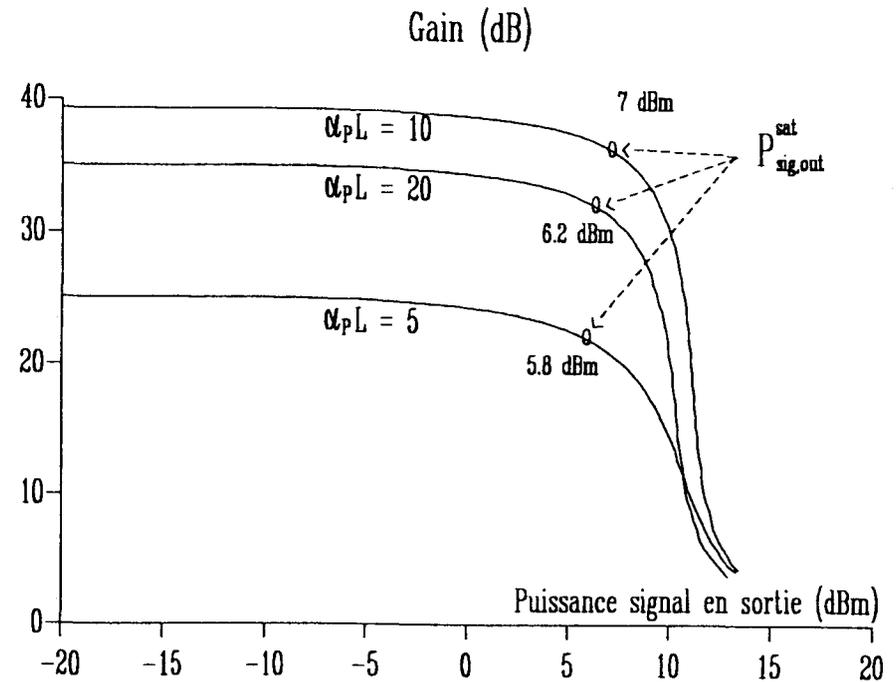


• Influence de la longueur de fibre

La puissance de saturation est la puissance pour laquelle le gain a chuté de 3 dB.

A puissance de pompe donnée, la faible dépendance de P_{sat} avec la longueur de fibre fait de cette grandeur un paramètre acceptable pour caractériser une fibre amplificatrice.

Notons que la puissance de saturation maximale ne correspond pas exactement à la puissance de saturation à la longueur optimale.



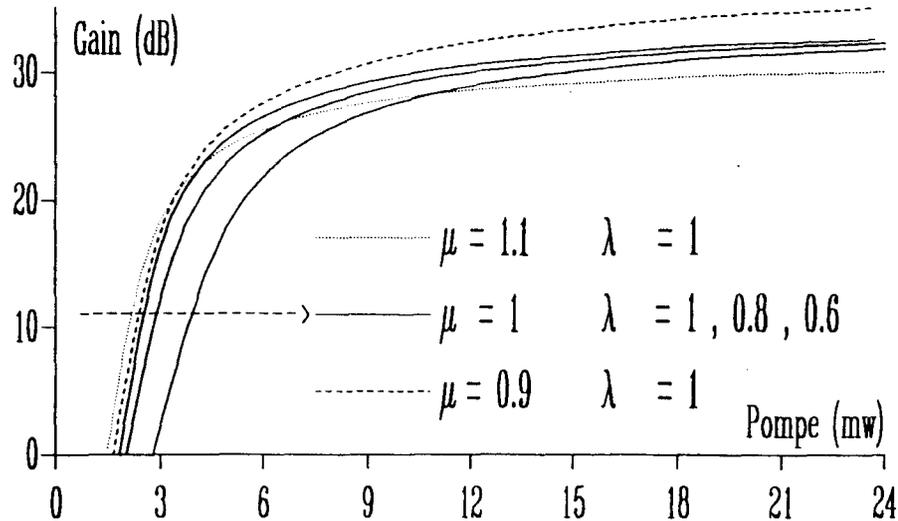
• Influence des paramètres opto-géométriques

La puissance de saturation ramenée à la puissance de pompe (P_{sat}/P_p) est un paramètre pertinent au delà de son minimum.

L'optimisation de ce paramètre peut être obtenue par action sur le diamètre de mode et le confinement de l'erbium dans le coeur.

L'étude a été faite pour $\lambda_p = 980 \text{ nm}$. Pour $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ de meilleures valeurs de P_{sat}/P_p peuvent être obtenues.

VARIATION DE τ_F / τ_R ET DU PROFIL D'ERBIUM



• Influence de la diffusion du dopant dans le coeur

Les effets d'une diffusion du dopant dans le coeur de la fibre sont pratiquement négligeables.

Les valeurs de Γ et A ne sont accessibles qu'avec des mesures de SIMS.
Les coefficients de normalisation λ et μ sont peu aisés à obtenir.

• Influence de la désexcitation non radiative sur le gain

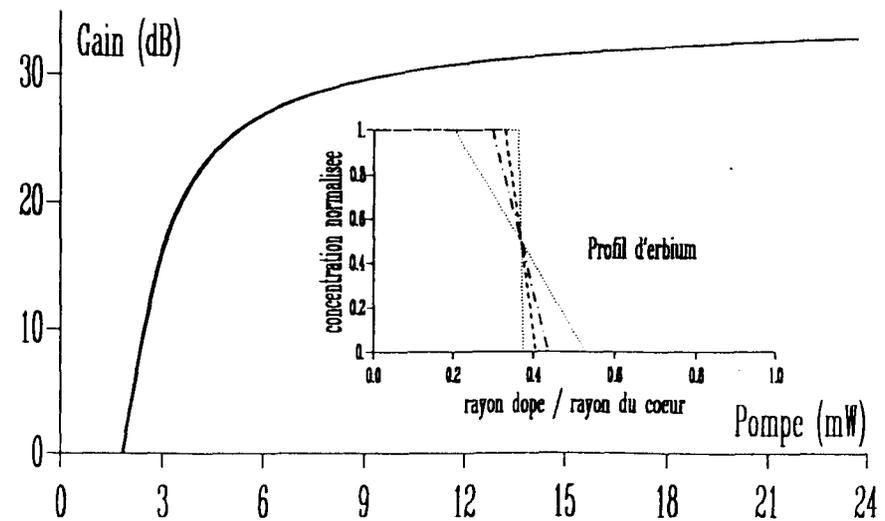
Pour les fibres de silice la concentration de dopant n'est pas facilement accessible.

Cette incertitude se répercute sur la normalisation des sections efficaces.

D'autre part, la désexcitation non radiative n'est pas sûrement connue.

$$\lambda = \frac{\tau_F}{\tau_R}$$

$$\int \sigma_e(v) dv = \mu \int \sigma_a(v) dv$$



Article V

" DIRECT MIXING OF PUMP AND SIGNAL WAVES INTO
ERBIUM DOPED SILICA FIBERS"

Conference on Optical Fiber Communication
Postdeadline papers PD-19, pp 387-390, OFC 1992

Direct Mixing of Pump and Signal Waves into Erbium Doped Silica Fibers

E. Delevaque, P. Simonpietri, E. Taufflieb, F.X. Desforges, and L. Jeunhomme
Photonetics S.A., B.P. 39, 78160 Marly le Roi, France

Phone : 33 (1) 39 16 33 77

M. Monerie

CNET, B.P. 40, 22301 Lannion, France

Introduction

High gains have been reported in 980 nm-pumped Erbium doped fiber amplifier modules at low pump power (1). However it has been widely observed that 20% to 40% of the pump power is lost at the splice between the Erbium doped fiber and the WDM coupler mixing the pump and the signal waves. Various methods have been proposed for reducing the splice loss at this point (2-5).

We describe here for the first time a method to suppress this splice by manufacturing a WDM coupler directly on the amplifying Erbium doped fiber. This new Erbium doped fiber coupler is shown to reduce by more than 20% the pump laser diode power required for a given net gain level. Finally, such a device is found to exhibit 40 dB net gain at 1536 nm for 25 mW input pump power, and 35 dB for 15 mW.

Characteristics of the Erbium doped fiber coupler

The couplers are manufactured by a side-polishing technique (6) : A 35 m long Erbium doped fiber is inserted into a V-grooved glass block located at 25 cm from the input end of the fiber; then the cladding is removed by side-polishing the block, while the polishing depth is monitored. Similarly another glass block is positioned at the middle of a 50 cm doped fiber piece, which is then polished. The two blocks are then placed one on the top of the other and they are permanently bonded together with a UV-cured epoxy, after their relative orientation has been carefully adjusted.

Typical routine performances of these couplers are a cross-coupling coefficient greater than 98% for the signal between 1500 nm and 1600 nm (less than 0.1 dB excess loss), and a transmission coefficient greater than 98% for the pump near 980 nm or near 810 nm (less than 0.1 dB excess loss). These figures have been measured on couplers manufactured on undoped fibers of otherwise identical characteristics, because of the high absorption in the doped fiber (about 1.7 dB/m). The backreflection is less than -50 dB.

The doped fiber used in the preliminary experiments reported here has a Germano-silicate core (3 μm diameter), with a 400 ppm Erbium concentration in the doped region (1.2 μm diameter), 0.24 NA, and 900 nm cut-off wavelength. The resulting mode field diameters are 6 μm at 1550 nm, 3.6 μm at 980 nm, and 3.2 μm at 810 nm.

Reduction in required pump laser diode power

In fiber amplifiers using WDM couplers made of transmission grade fibers, the pump power experiences a 1 to 2 dB loss (20% to 40%) at the splice between the standard fiber and the amplifying doped fiber, mainly because of the mode mismatch. On the other hand in our device, the pump and the signal waves experience about 0.4 dB absorption (10%) each in their respective input doped fiber leads, before being mixed together for amplification. As the internal doped fiber gain varies typically by about 3 dB for a 20% variation in the pump power effectively launched in the amplifying fiber, altogether we may expect that the new device reduces by 10% to 30% the pump laser diode power required for obtaining a specified net fiber-to-fiber gain value.

In order to obtain an experimental confirmation, we built a 1550 nm fiber laser pumped by a laser diode at 810 nm, as shown in Fig. 1. The 810 nm pump power is launched through the pump input lead of the device, and the 4% Fresnel reflections at the ends of the "signal" leads serve as the laser cavity mirrors. With our new Erbium doped fiber coupler made on 35 m of doped fiber, the laser threshold was observed at 38 mW launched pump power. The same experiment was carried out with the same Erbium doped fiber, but after replacing the Erbium doped fiber coupler by a WDM made of standard telecom grade fiber and carefully spliced to the doped fiber. No laser emission was obtained up to 47 mW launched pump power which is the maximum power available with our source. This confirms experimentally that the pump laser diode power required to obtain a gain value compensating the cavity losses is reduced by at least 20% when using the Erbium doped fiber coupler.

Amplifier characteristics of the Erbium doped fiber coupler

We have then tested the amplifier characteristics of the Erbium doped fiber coupler with 35 m of doped fiber, pumped at 983 nm. The experimental arrangement is shown in Fig. 2 : the light from a tunable-wavelength laser source is launched into the signal input lead through an attenuator and an optical isolator. The pump power from a Titanium-Sapphire laser at 983 nm is launched into the pump input lead. The output of the 35 m long amplifying fiber is connected through an optical isolator to an optical spectrum analyser. Finally, the monitor lead delivers approximately 0.05% of the launched pump power.

Fig. 3 shows the net gain from A to B (see Fig. 2) for a signal at 1536 nm as a function of the pump power launched at the pump input lead. Fig. 4 shows the net gain as a function of the signal output power. Table 1 below summarizes the main characteristics obtained.

Table 1 : Main Amplifier Characteristics at 1536 nm

Small Signal Net Gain @ 15 mW pump	:	35 dB
Small Signal Net Gain @ 25 mW pump	:	40 dB
Saturation output power	:	0 dBm for 3 dB gain compression
Saturation output power	:	+ 2 dBm for 10 dB gain compression

Conclusion

We have fabricated a spliceless Erbium doped fiber coupler which reduces by more than 20% the pump laser diode power required for a given desired gain level, or conversely increases the gain obtained for a given pump laser power level. The side-polishing manufacturing technique used may be applied to various fiber compositions, depending on the application. A very simple fiber laser pumped at 810 nm has been demonstrated, and an amplifier pumped near 980 nm has exhibited a 40 dB net gain for 25 mW pump power, and 0 dBm saturation output power for 3 dB gain compression.

References

- (1) M. Shimizu et al., "Compact and Highly Efficient Fiber Amplifier Modules Pumped by a 0.98 μm Laser Diode", IEEE J. of Lightwave Tech., 1991, **9**, pp 291-296
- (2) J.F. Marcereou et al., "Feasibility demonstration of low pump power operation for 1.48 μm diode-pumped erbium-doped fibre amplifier module", Electron. Lett., 1990, **26** pp. 1102-1104
- (3) M.J. Holmes et al., "Matching fibres for low loss coupling into fibre amplifiers", Electron Lett., 1990, **26**, pp. 2102-2104
- (4) K. Dybdal et al., "Detailed experimental and theoretical investigation of high-gain Er-doped fibre amplifier", Proc. ECOC'90, pp. 443-446
- (5) H.Y. Tam, "Simple fusion splicing technique for reducing splicing loss between standard singlemode fibres and Erbium-doped fibre", Electron. Lett., 1991, **27**, pp. 1597-1599
- (6) R.A. Bergh et al., "Single-mode fibre optic directional coupler", Electron. Lett., 1981, **16** pp. 260-261

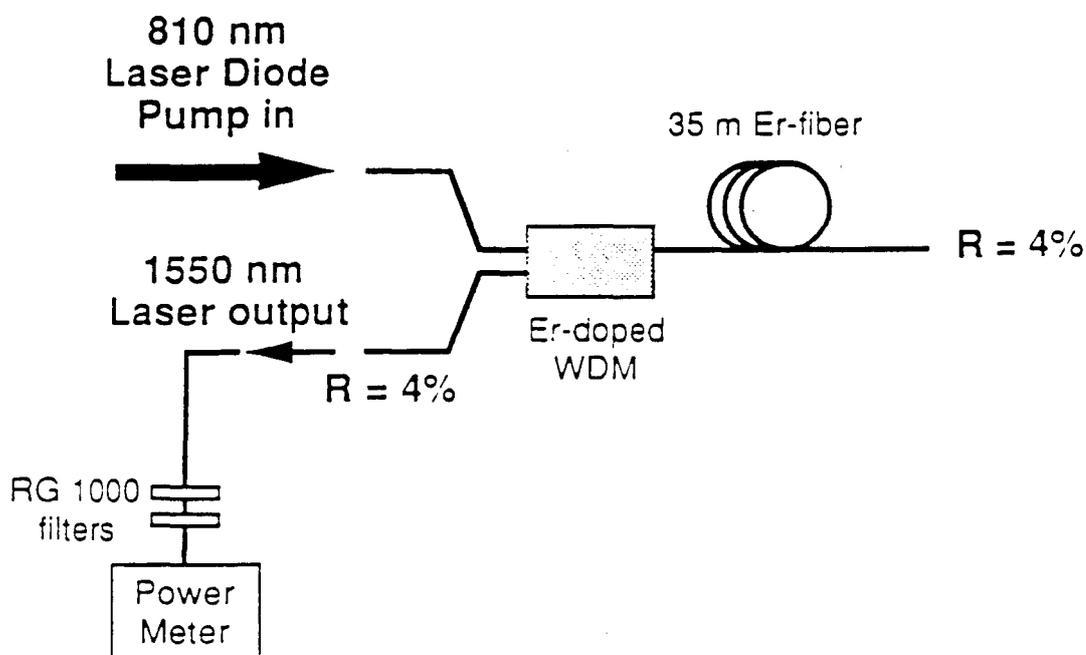


Fig. 1 Experimental set-up for 1550 nm Fiber-Laser operation

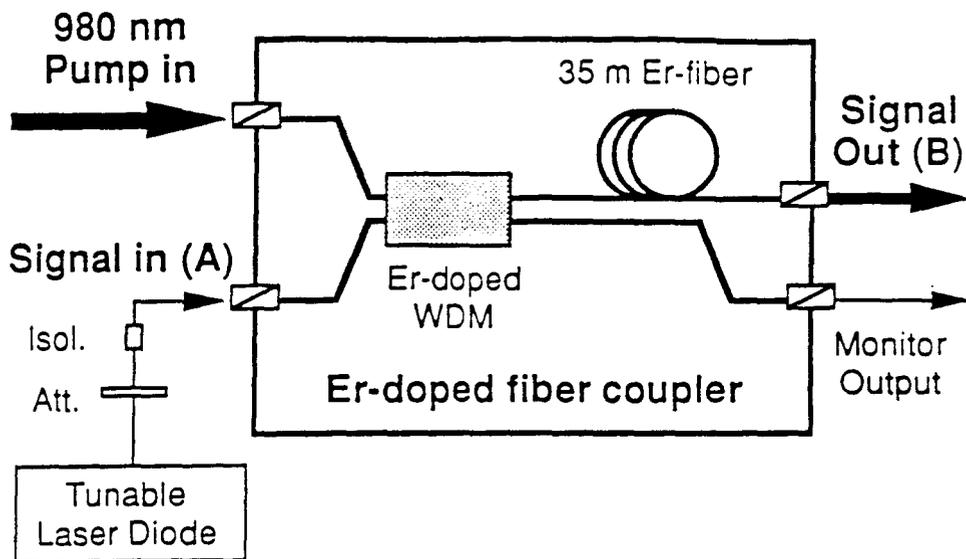


Fig. 2 Experimental set-up for the gain measurement

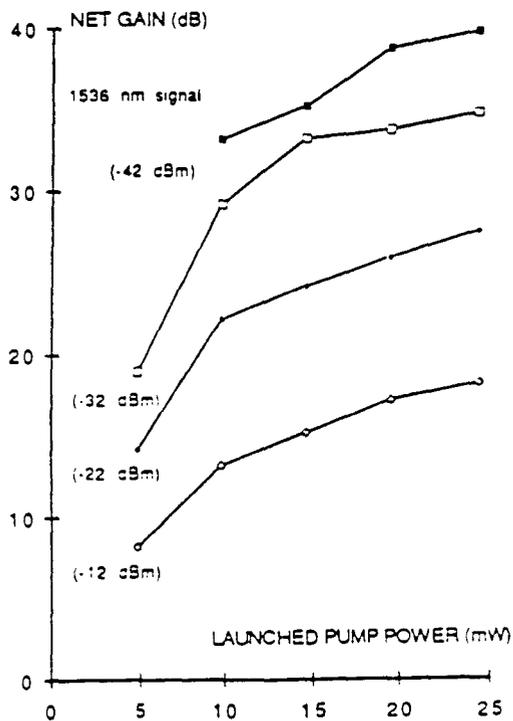


Fig 3 Amplifier Net Gain as a function of input pump power

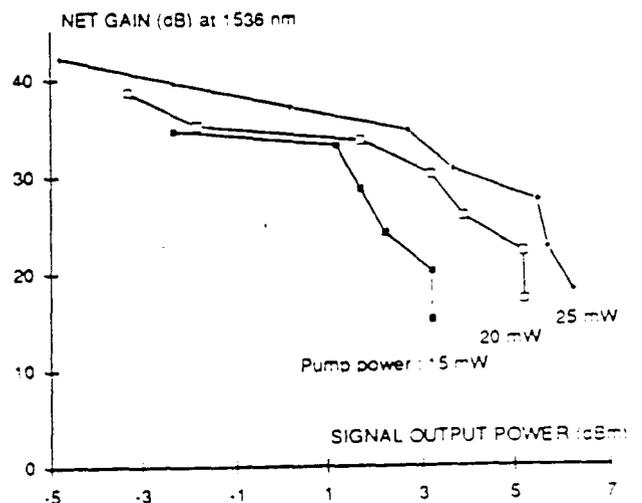


Fig 4 Amplifier Net Gain as a function of signal output power

Article VI

" PUMP WAVELENGTH OPTIMISATION OF ERBIUM DOPED
FIBRE AMPLIFIER IN 800 NM BAND"

Electronics Letters
Vol. 27, No. 16, pp 1421-1422, 1991.

PUMP WAVELENGTH OPTIMISATION OF ERBIUM-DOPED FIBRE AMPLIFIER IN 800nm BAND

Indexing terms: Optical fibres, Amplifiers

The absorption band centred around 805 nm suffers from two excited state absorption (ESA) bands which peak, respectively, at 790 nm and 850 nm. The difficulty in comparing the pump wavelength efficiencies comes from the fact that the optimum amplifier length depends not only on pump power but also on pump wavelength. It is shown that for high pump powers, pumping around 820 nm is most efficient, however for lower pump powers shorter wavelengths provide the highest gains.

Introduction: Erbium-doped fibre amplifiers (EDFAs) are now essential devices for many telecommunication applications. However, they are still expensive, partly due to the high cost of 980 nm or 1480 nm laser diodes which are the most efficient pumps. The use of AlGaAs laser diodes around 800 nm is attractive as they are cheap and reliable. Optimising the pump wavelength would reduce the pump power requirements. More than 30 dB gain has been reached so far at 807 nm,¹ 813 nm,² 820 nm³ and 827 nm.⁴ However, comparing the results is difficult as experimental setups are different. Moreover, a comparison of the pump efficiencies at various wavelengths needs to be made for length optimised EDFAs.

Experiment: The amplification is obtained with a contradirectional device. The pump source is a Ti:sapphire solid state laser tuned in the 800 to 825 nm band. The signal is provided by an external cavity semiconductor laser set at 1.55 and 1.536 μ m. The -33 dBm input signal is modulated at 2 kHz such that lock-in detection techniques can be used. The ends of the Photonetics EDOS-103 fibre (made at CNET) are cleaved at an angle of 12°. Its core diameter is 3.1 μ m and $\Delta n = 19.7 \times 10^{-3}$. The erbium-doped region diameter is 1.1 μ m with a 250 ppm weight concentration so that the absorption at 805 nm is 0.22 dB/m for the LP_{01} mode (the other modes being almost unabsorbed).

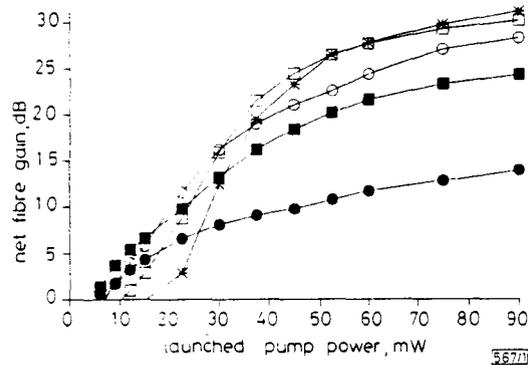


Fig. 1 Net fibre gain at 1550 nm of length optimised EDFA against pump power for five pump wavelengths

- 800 nm
- 807.5 nm
- 812.5 nm
- 817.5 nm
- * 822.5 nm

In this study, 10 wavelengths lying between 800 nm and 822.5 nm have been investigated for 13 different launched pump powers ranging from 6 mW to 90 mW. The gain measurements have been performed for different lengths (from 175 m to 5 m). For a given pump power and wavelength, only the best result has been selected, corresponding to the optimum length.

Results: In Figs. 1 and 2, the optimum gain against pump power is reported for 5 pump wavelengths. They show that small pump powers correspond to short fibre lengths and that the optimum length increases with the pump power; it also

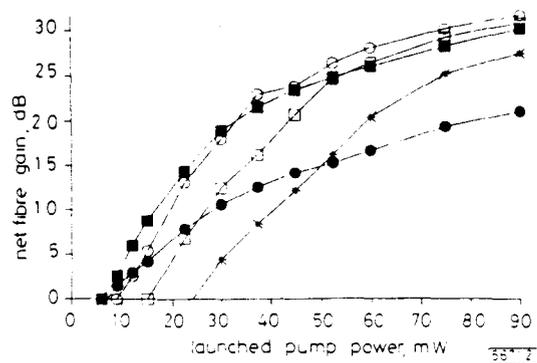


Fig. 2 Net fibre gain at 1536 nm of length optimised EFA against pump power for five pump wavelengths

- 800 nm
- 807.5 nm
- 812.5 nm
- 817.5 nm
- * 822.5 nm

increases with pump wavelength as the longer wavelengths absorb less than the shorter ones. In Fig. 1, the signal wavelength is 1550 nm. The maximum gain achieved is 31 dB for 90 mW launched pump power at 822.5 nm. The best gain coefficient is 0.57 dB/mW at 820 nm. In Fig. 2, the signal wavelength is 1536 nm. The maximum gain achieved is 32 dB for 90 mW launched pump power at 812.5 nm. The best gain coefficient is 0.69 dB/mW at 810 nm.

From these results, the optimum pump wavelength against pump power is reported in Fig. 3. The step in wavelength is 2.5 nm. When increasing the pump power to 90 mW, the wavelength shifts from 805 nm to 822.5 nm for 1550 nm signal and from 805 nm to 812.5 nm for 1536 nm.

Discussion: From Fig. 3, it appears that there is no absolute best pump wavelength. However, for given pump power and signal wavelength there is an optimum pump wavelength. This Figure is useful for the choice of the best pump once the characteristics of the EDFA are defined. Nevertheless, optimising an amplifier with a large and flat band may be difficult. The optimum length and even the optimum pump wavelength are not the same at 1536 nm and 1550 nm. A compromise

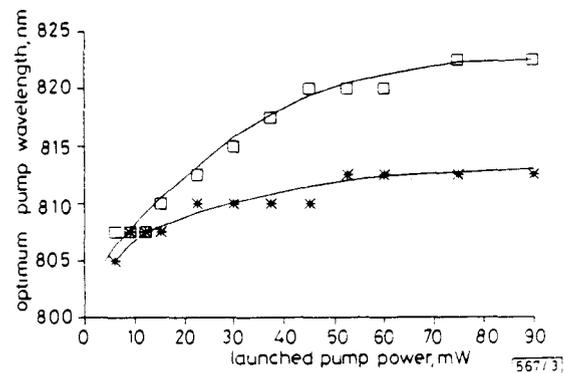


Fig. 3 Optimum pump wavelength against pump power for two signal wavelengths

- * 1536 nm
- 1550 nm

leading to a 'flat gain' can be found with a reduction of the gains reported in Figs. 1 and 2.

To explain the gain curves reported in this Letter, two main parameters are discussed. The first one is the excited state absorption (ESA). It induces pump losses. According to spectroscopic measurements that show two ESA bands centred, respectively, around 790 nm and 850 nm, the ESA decreases with pump wavelength from 790 nm to 820-825 nm and then increases again.⁵ Moreover, the absorption increases with the pump power before it saturates. Such a behaviour has already been reported in more detail previously.⁶ The second parameter is the threshold power defined as the pump power which

locally balances the losses and the gain. This threshold power is lowest around 805 nm, at the absorption peak. It increases with pump wavelength from 805 nm to 835 nm.

It is clear that the gain decreases when increasing ESA or the pump threshold. Thus, when decreasing the pump wavelength under 805 nm, the pump threshold and ESA increase and the gain decreases. For the same reasons, the gain decreases above 820–825 nm. The optimum pump wavelength is located between these values. That is why the band 800–822.5 nm has been investigated.

It is now possible to explain the behaviour of the gain curves at 1550 nm. For low pump powers, the significant parameter is the pump threshold. Around 805 nm (from 800 nm to 815 nm), it is low; therefore, the highest gains are achieved for these short wavelengths. For high pump powers, much larger than the pump threshold, the significant parameter is the loss and thus the ESA. With 90 mW pump power, the highest gain is obtained at 822.5 nm. In between, as the pump power increases from 6 mW to 90 mW, the optimum pump wavelength continuously increases from 807.5 nm to 822.5 nm (Fig. 3).

The main difference between amplification at 1536 nm and 1550 nm is that the first one is a three-level system whereas the other one is a quasi-four-level system. The pump threshold is thus higher at 1536 nm than at 1550 nm and its effects are still significant with 90 mW pump power at 822.5 nm. A further increase of pump power should lead to longer optimum wavelengths until 822.5 nm.

The threshold and the ESA behaviour against pump intensity only depend on spectroscopic parameters. A change in the fibre geometry only leads to a modification of the effective area and the overlap factors and therefore to a rescaling of the pump power. The large part of pump energy in the second fibre mode could also be reduced. For the same fibre composition, the curves in Fig. 3 give the behaviour of optimum wavelength against pump power. For 1536 nm signal, even for optimised geometry fibre, it appears that the optimum pump

wavelength is under 820 nm unless high pump powers are used.

Conclusion: We report for the first time a reliable method of comparing the EDFA pumping efficiency of different pump wavelengths. We confirm that pump wavelengths around 820 nm are the most efficient when high pump powers are used. However, it is shown that for low pump powers, as is generally the case with laser diode pumping, shorter wavelengths are more efficient.

E. DELEVAQUE*
T. GEORGES
J.-F. BAYON

10th April 1991

Centre National d'Etudes des Telecommunications
LAB/OCM/FOG—BP40—22301 Lannion, France

References

- 1 PEDERSEN, B., BJARKLEV, A., VENDELTORP-POMMER, H., and POVLSEN, J. H.: 'Erbium doped fibre amplifier: efficient pumping at 807 nm', *Opt. Com.*, 1991, **81**, pp. 23–26
- 2 SAIFI, M. A., ANDREICO, M. J., WAY, W. L., VON LEHMAN, A., YAN, A. Y., LIN, C., BILODEAU, F., and HILL, K. O.: 'Er³⁺-doped GeO₂-CaO-Al₂O₃ silica core fiber amplifier pumped at 813 nm', OFC, San Diego, February 1991, paper FA6
- 3 NAKAZAWA, M., KIMURA, Y., YOSHIDA, E., and SUZUKI, E.: 'Efficient erbium-doped fibre amplifier pumped at 820 nm', *Electron. Lett.*, 1990, **26**, pp. 1936–1938
- 4 Horiguchi, M., Shimizu, M., Yamada, M., Yoshino, K., and Hanafusa, H.: 'Highly efficient optical fibre amplifier pumped by 0.8 μm band laser diode', *Electron. Lett.*, 1990, **26**, pp. 1758–1759
- 5 LAMING, R. I., POOLE, S. B., and TARBOX, E. J.: 'Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers', *Opt. Lett.*, 1988, **13**, pp. 1084–1086
- 6 MONERIE, M., GEORGES, T., FRANÇOIS, P. L., ALLAIN, J. Y., and NEVEUX, D.: 'Ground-state and excited-state absorption in rare-earth doped optical fibres', *Electron. Lett.*, 1990, **26**, pp. 320–321

Article VII

" BIREFRINGENCE EFFECT OF OPTICAL FIBER LASER
WITH INTRACORE BRAGG GRATING"

IEEE Photonics Technology Letters
Vol. 4, No. 8, pp 844-846, 1992.

Birefringence Effect of Optical Fiber Laser with Intracore Fiber Bragg Grating

M. Douay, T. Feng, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, and T. Georges

Abstract—The spectra of Nd^{3+} - and Pr^{3+} -doped fiber lasers utilizing an intracore Bragg grating reflector written at $1.08 \mu\text{m}$ Bragg wavelength and a dichroic mirror for cavity feedback have been investigated under 0.6 GHz resolution. Two oscillating frequencies corresponding to two orthogonal linear polarization states of laser emission were observed. The frequencies and orientations of the two linearly polarized emissions could be changed by varying the fiber birefringence with an in-line polarization controller. A phenomenological model is proposed to explain the experimental results.

I. INTRODUCTION

IN recent years, there is a considerable interest in developing rare-earth-doped single-mode-fiber lasers for applications of optical fiber communications and sensors. In many applications, it is preferable to have a laser with very narrow linewidth and linear polarization output. Intracore Bragg grating reflectors fabricated by transversely illuminating an optical fiber with a standing wave interference pattern of two UV laser beams [1] are very attractive components for rugged, compact, narrow-band, and tunable fiber lasers [2]–[4]. In this letter, we report our investigation of analysing the spectrum and polarization state of several Nd^{3+} - and Pr^{3+} -doped fiber lasers utilizing intracore Bragg grating reflectors.

II. EXPERIMENT

The experimental setup is shown in Fig. 1. A CW dye laser pumped by a 514 nm argon laser was injected through a microscope objective ($\times 32$, NA, 0.3) into a 3 m long $\text{Nd}^{3+}/\text{Pr}^{3+}$ doped fiber. Each laser cavity was composed of one dichroic mirror (99% reflection at $1.08 \mu\text{m}$ and 90% transmission at $0.59 \mu\text{m}$ pump laser wavelength) and one in-line Bragg grating written at $1.08 \mu\text{m}$ wavelength. The germanosilicate Nd^{3+} fiber had the specifications of $1.8 \mu\text{m}$ core diameter, $0.74 \mu\text{m}$ cutoff wavelength, and was Nd^{3+} doped with about 500 ppm dopant concentration. The germanosilicate Pr^{3+} fiber was with $2.45 \mu\text{m}$ core diameter, $0.88 \mu\text{m}$ cutoff wavelength and was Pr^{3+} doped with about 700 ppm. The input end of the fiber for pumping was butt-coupled to the dichroic mirror.

Manuscript received May 27, 1992.

M. Douay, T. Feng, P. Bernage and P. Niay are with the Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, Unité de Recherche Associée au C.N.R.S. n°779, Université des Sciences et Technologies de Lille, UFR de Physique—Bâtiment P5, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France. E. Delevaque and T. Georges are with LAB/OCM/FOG—C.N.E.T.—Lannion, BP 40, 22301—Lannion Cedex, France.

IEEE Log Number 9201886.

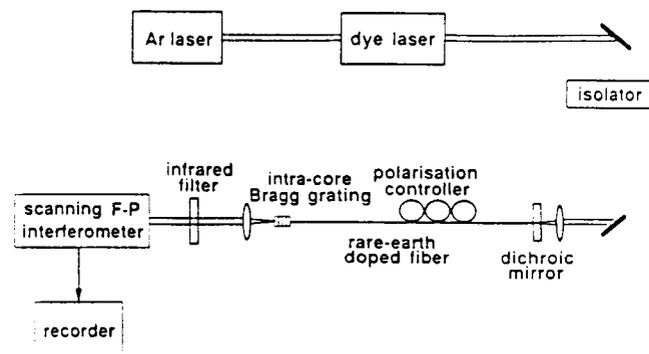


Fig. 1. Experimental setup.

and the intracore Bragg grating was directly written at the output end of the doped fiber by the interference fringes from two 243 nm UV beams [5] (the gap between the fiber end face and the Bragg grating was kept with $3 \sim 5 \text{ mm}$ to further reduce the laser linewidth by using the effect of a coupled cavity formed by the output end of the fiber [6]). The gratings were about 5 mm long. The reflectivities at $1.08 \mu\text{m}$ were in a range of $20 \sim 84\%$, and linewidths were less than 0.2 nm . An in-line polarization controller was installed within the laser cavity for varying the birefringence of the fiber (the normalized birefringence of the fibers were measured by cutback technique [7], and the mean values were 1.5×10^{-5} for Nd^{3+} fiber and 1.4×10^{-5} for Pr^{3+} fiber, respectively). The output beam of the fiber laser was collimated by another microscope objective and a Fabry–Perot scanning interferometer with free spectral range of 15 GHz and finesse of 10 was used for measuring the spectrum of the laser emission in duration of 5 s . An infrared filter was inserted to block the stray pump laser radiation.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Thresholds of the fiber lasers shown in Fig. 1 were in the range of $10 \sim 20 \text{ mW}$, and slope efficiencies were around $4 \sim 6\%$. The results presented in this letter were obtained at a pump power of 70 mW (for other pump power, $25 \text{ mW} < P_{\text{pump}} < 250 \text{ mW}$, the results were similar). First, we noticed that the total output power of the laser remained constant within our experimental precision ($\pm 5\%$) while the setting of the polarization controller was changed. Typical spectra of the laser emission are shown in Fig. 2: (a)–(c) correspond respectively to three different settings of the polarization controller, and f_c represents the calibration of the interferometer. Generally, we observed

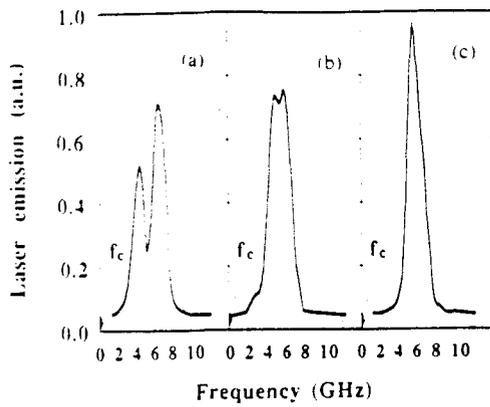


Fig. 2. Typical spectra of fiber emission for different settings of the in-line polarization controller.

served that there existed two laser emissions which exhibited different lasing frequencies. Typical linewidth of each emissions was less than 1.5 GHz. The frequencies of the two laser emissions and their spacing were tunable within a few GHz range by varying the fiber birefringence with the in-line polarization controller. For instance, the frequency spacing in Fig. 2(a) is 2.2 GHz, in (b) 1.0 GHz and the two emissions are overlapped with each other in (c). It was noticed that, whereas the difference between the two lasing frequencies did not change for two records made at different times with the same setting of the polarization controller, the relative intensities of the two emissions exhibited uncontrolled variation. Fig. 3 shows another laser spectra recorded for a given setting of the polarization controller while a linear polarizer was inserted in front of the FP scanning interferometer. At certain orientation of the polarizer, we got a single emission spectrum as shown in Fig. 3(a); in orthogonal direction of the polarizer we had similar spectrum, but with a frequency shift, for instance 3.4 GHz shift as measured in Fig. 3(b). The extinction ratio were larger than 100. Removing the polarizer away from the setup resulted in the spectrum in Fig. 3(c). The input polarization state and the pump-power level had no significant effect on the orientations of the two linearly polarized emissions and on their frequency spacing. One can note that a different behavior, namely an intensity dependent polarization frequency splitting, was recently reported in an Er^{3+} doped elliptical core fiber laser designed with a conventional cavity [7]. On the other hand, the frequencies and orientations of the two linearly polarized emissions depended on the setting of the in-line polarization controller. That is to say, the two oscillating emissions from the laser correspond to two orthogonal linear polarization states; the frequency and polarization orientation of the two emissions are decided by the birefringence of the fiber laser cavity. By changing the in-line polarization controller step by step, we found that the orientations of the two linearly polarized emissions were turning continuously; at the same time, their frequencies experienced periodical variations from a maximum to a minimum (the variations of the two emissions

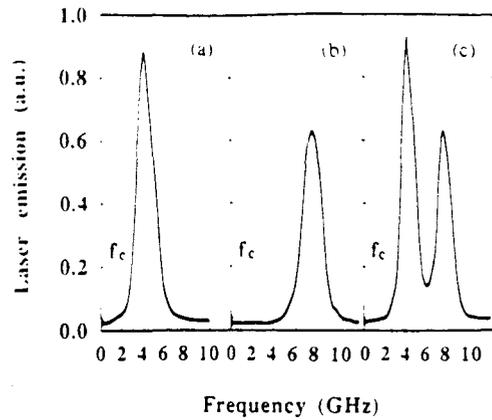


Fig. 3. Polarization analysis of the fiber laser spectrum.

were in opposite directions), and the frequency difference between the two emissions was also changing with the same periodicity. Fig. 4 shows the dependence of the frequency difference between the two emissions on the angle θ which defines the orientation of one linearly polarized laser emission in respect to a reference laboratory frame. The circle points represent typical experimental results from one of our fiber lasers by turning the in-line polarization controller in Fig. 1. The frequency tunability was in a range of a few GHz; and the periodicity was 180° .

Although physical mechanisms about the linear polarization selectivity remains unclear at the present time and needs further investigations, the following phenomenological model is proposed to explain the frequency dependence on the angle θ . In our experiments, we observed that when the birefringence of the fiber laser cavity was changed by varying the setting of the in-line polarization controller, the orientations of the two linearly polarized emissions at the Bragg grating changed simultaneously. On the other hand, at the same place, the fiber birefringence induced by intrinsic (stress and core ellipticity) and external (Bragg grating inscription [8]) perturbations defines the main axes of anisotropic refractive index (n_o, n_e). The oscillating frequency of the laser is fixed by the resonance wavelength of the intracore Bragg grating, which is connected with the fiber mode effective index n_{eff} at the grating and the grating period Λ by the Bragg condition

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda. \quad (1)$$

When the orientations of the linearly polarized states of the laser rotate at the Bragg grating, their effective index change consequently, which results in the different resonance wavelengths. Assuming that n_{eff} is given by the ellipsoid of the refractive index defined by n_o and n_e , we have

$$1/n_{\text{eff}}^2 = \cos^2(\theta - \theta_0)/n_o^2 + \sin^2(\theta - \theta_0)/n_e^2 \quad (2)$$

where θ_0 is the angle between the main axes of the fiber birefringence at the Bragg grating and the reference labo-

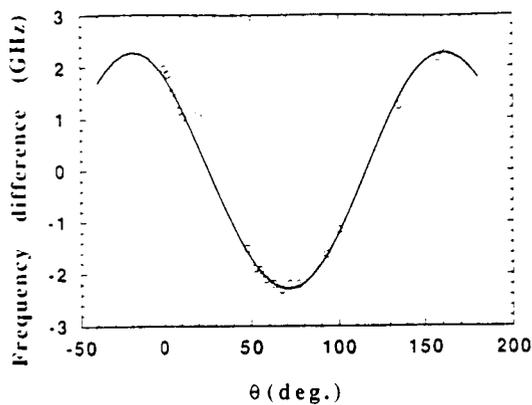


Fig. 4. Frequency difference Δf dependent on the angle θ , the polarization orientation of one linearly polarized laser emission with respect to a reference laboratory frame.

ratory frame. From (1) and (2), the frequency difference can be given by

$$\Delta f \approx c(n_o - n_e) \cos 2(\theta - \theta_0) / (n_{eff} \lambda_B) \quad (3)$$

where c is light velocity in vacuum. The continuous curve in Fig. 4 was drawn based on (3), and it fitted the experimental results very well. When the two linearly polarized states are aligned with the birefringent axes of the fiber at the Bragg grating, i.e., $\theta = \theta_0$, Δn_{eff} is equal to the local birefringence $n_o - n_e$ of the fiber, and Δf reaches its maximum. Table I shows our experimental results of several fiber lasers. It can be seen that the maximum frequency spacing calculated based on (3) matches well with our experimental results when taking account of the displacement of local birefringence at Bragg grating from the mean value of the fiber birefringence.

IV. CONCLUSION

Frequency shift and orientation rotation of two linearly polarized modes of Nd^{3+} and Pr^{3+} -doped fiber lasers with

TABLE I

Grating	Doping	Reflectivity of Grating (%)	Fiber Birefringence	Max. Freq. Spacing (GHz)
1	Nd^{3+}	20	1.5×10^{-5}	1.6
2	Nd^{3+}	30	1.5×10^{-5}	2.5
3	Nd^{3+}	60	1.5×10^{-5}	2.7
4	Nd^{3+}	60	1.5×10^{-5}	1.0
5	Nd^{3+}	70	1.5×10^{-5}	3.4
6	Pr^{3+}	30	1.4×10^{-5}	3.5
7	Pr^{3+}	84	1.4×10^{-5}	1.5

intra-core fiber Bragg grating were observed. A phenomenological model is proposed to explain the phenomena which are closely related with the birefringence of the fiber laser cavity. Further investigation is necessary to understand the dynamics of such lasers.

REFERENCES

- [1] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 823-825, 1989.
- [2] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. Williams, "All-fiber narrowband reflection gratings at 1500 nm," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 730-731, 1990.
- [3] G. A. Ball, W. W. Morey, and J. P. Waters, " Nd^{3+} fibre laser utilizing intracore Bragg reflectors," *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 1829-1830, 1990.
- [4] G. A. Ball and W. W. Morey, "Efficient integrated Nd^{3+} fibre laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 1077-1078, 1991.
- [5] S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J. Bayon, and T. Georges, "Formation of Moiré grating in core Germanosilicate fiber by transverse holographic double exposure method," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1945-1947, 1991.
- [6] M. Douay, F. Tian, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon, and T. Georges, paper in preparation.
- [7] J. T. Lin, L. Reekie, D. N. Payne, and S. B. Poole, "Intensity dependent polarization frequency splitting in an Er^{3+} doped fibre laser," *Cleo'88*, paper TuM 28, 1988, pp. 96-98.
- [8] W. W. Morey, T. J. Bailey, W. H. Glenn, and G. Meltz, "Fiber Fabry-Perot interferometer using side exposed fiber Bragg gratings," *OFC'92*, 1992, p. 96.

Article VIII

"CHANNELED SPECTRUM OF A FIBER LASER"

Optics Letters
Vol. 18, No. 5, pp 355-357, 1993.

Channeled spectrum of a fiber laser

Thierry Chartier, François Sanchez, and Guy Stéphane

*Laboratoire d'Optronique associé au Centre National de la Recherche Scientifique,
Université de Rennes, ENSSAT, 6 rue de Kérampont, 22305 Lannion, France*

Patrice Le Boudec, Eric Delevaque, Roland Leners, and Pierre-Luc François

France Telecom, CNET, route de Trégastel, 22302 Lannion, France

Received September 15, 1992

We describe the polarization properties of a long Nd^{3+} -doped optical fiber laser. An intracavity prism acts as a dichroic element and fixes the polarization of the laser beam essentially in its plane of incidence. The slight birefringence of the fiber makes a wavelength-dependent phase plate that modifies the state of the polarization. In the laser output spectrum, the azimuth for the elliptically polarized field can thus rotate by several times $\pi/2$ if the fiber is long enough. This gives a channeled spectrum when observed through a polarizer.

Polarization effects have primarily been studied in gas lasers and have only recently become a subject of interest in optical fiber lasers.^{1,2} Except for particular applications, one seeks fibers with an isotropic structure, where the polarization properties of propagating fields can be neglected. However, even a small birefringence can make a long fiber behave like a phase plate. Moreover, some intracavity devices such as gratings, prisms, and couplers can induce some loss or phase anisotropy. It then follows that polarization effects may arise in rare-earth-doped optical fiber lasers.

Such anisotropies can be either spatially distributed or localized inside the cavity. We study here, both experimentally and theoretically, the simple case in which both types of anisotropy are separated in the laser cavity. An intracavity prism provides the dichroism, and a Nd^{3+} -doped fiber provides the birefringence.

The laser cavity is shown Fig. 1. Nd^{3+} -doped silica fibers of various lengths between 15 and 30 m were used. The cavity includes a prism to separate the pump (the 514-nm line of an Ar^{3+} laser) from the laser signal (near $1.08 \mu\text{m}$) as described in Ref. 3. This prism also acts as a wavelength-selection device, and, according to the position of the 100% mirror M_1 , a wavelength band of $\sim 1.5 \text{ nm}$ is selected inside the fluorescence spectrum of Nd^{3+} (typically 80 nm wide). The laser signal is analyzed through a polarizer [at point B in Fig. 1(b)].

Figure 2 shows the output intensities recorded at point B through the 80% mirror M_2 while the mirror position (i.e., the wavelength) is scanned with a stepper motor. This experiment was performed with a 24-m fiber. In Fig. 2(a) no polarizer was used, and the spectrum exhibits some ripples. In Fig. 2(b) the signal was detected through the polarizer. The orientation of the polarizer was optimized to increase the contrast in the channeled spectrum. The laser signal is periodically polarized parallel or perpendicular to the axis of the polarizer. We have observed

that neither an increase in the pump power nor a rotation of the polarization of the pump causes changes in the period $\Delta\lambda \approx 2.2 \text{ nm}$ ($\approx 566 \text{ GHz}$) of the channeled spectrum.

Figure 2(c) shows a spectrum taken with a monochromator in a transition region between a maximum and a minimum in the channeled spectrum. This spectrum consists of two 0.1-nm-wide bands separated by 1.1 nm, i.e., half the periodicity of the channeled spectrum. The occurrence of only two bands is the result of the limited bandwidth selected by the prism. These two bands have orthogonal polarizations. Each band contains ~ 7000 of the 24-m cavity modes, separated by 4.17 MHz, as was obtained with beating measurements by an electronic spectrum analyzer. When we move the mirror M_1 away from a transition region, one band progressively disappears. For wavelength ranges corresponding to a top or to a bottom of the channeled spectrum, only one band with one polarization remains.

We present now a simple approach based on the study of the passive cavity. The fiber is birefringent (from fabrication and/or curvature constraints), and the prism transmits the light parallel or perpendicular to its plane of incidence with different losses. The symmetry axes of these elements are not necessarily the same. The prism defines the reference

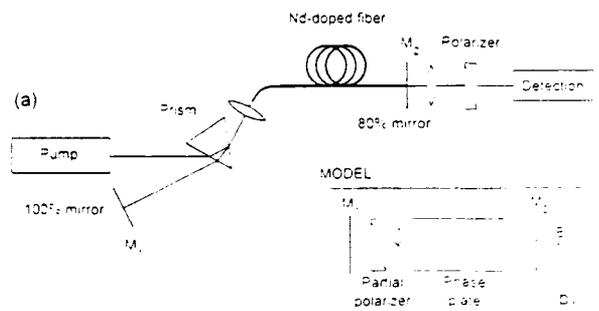


Fig. 1. (a) Sketch of the laser, (b) simplified model used in the calculation.

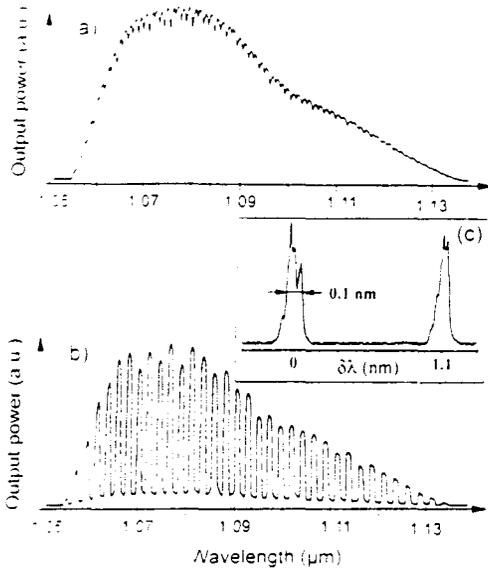


Fig. 2. Laser spectrum observed on side B (a) without the polarizer and (b) when the signal is filtered through the polarizer. This last spectrum can be termed the channeled spectrum. In (c) the spectrum measured through a monochromator is shown; it corresponds to a transition region between a maximum and a minimum in (b). It proves that the spectra in (a) and (b) actually are discontinuous: the two lasing bands have perpendicular polarizations and each contains several thousand modes.

axes OX and OY (perpendicular to the propagation axis). It behaves like a partial polarizer, described by the Jones matrix:

$$M_p = \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

where t_x and t_y represent the transmission across the prism for the components of the field polarized along OX and OY , respectively. We use $t_x^2 = T^2(1 + \Delta)$ and $t_y^2 = T^2(1 - \Delta)$ in order to represent the mean transmission T^2 and the dichroism Δ for the two propagations occurring in a round trip inside the cavity. A value of $\Delta = 0.3$ was calculated in our case from Fresnel's formulas. The prism together with the mirror also act as a selective device [this effect can be modeled with a frequency-dependent reflectance $r_1(\nu)$ for this mirror].

The fiber is represented by a matrix characteristic of a phase plate (with eigenaxes OX' and OY'). If ϕ is the angle between the OX and OX' axes, this matrix can be expressed in the OX, OY system with the use of a rotation matrix. The round-trip operator for the field going toward the fiber at point A is calculated from the following matrix:

$$\hat{O} = r_1(\nu)r_2T^2 \exp(-i2\Theta) \begin{bmatrix} (1 + \Delta)(\cos 2\theta - i \cos 2\phi \sin 2\theta) & i(1 + \Delta)\sin 2\phi \sin 2\theta \\ -i(1 - \Delta)\sin 2\phi \sin 2\theta & (1 - \Delta)(\cos 2\theta + i \cos 2\phi \sin 2\theta) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

where $\Theta = \pi\nu(n_1 + n_2)L/c$, $\theta = \pi\nu(n_1 - n_2)L/c$, and L is the fiber length. The effective refractive indices n_1 and n_2 both depend on frequency, but the birefringence $n_1 - n_2$ (we assume $n_1 > n_2$) is considered as a constant here. In this equation the product $r_1(\nu)r_2T^2$

represents the total isotropic transmission. The matrix introduces the anisotropic contribution to the transmission. One sees that \hat{O} is periodic in 2θ (slow period) and in 2ϕ (fast period). The combination of these two periodicities result in different combs of modes with slightly different free spectral ranges for the two eigenstates. When the frequency varies, the phase difference θ changes by $\Delta\theta = \pi\Delta\nu(n_1 - n_2)L/c$. Owing to the long laser length, θ can vary by several π . The slow period in the frequency domain is

$$\Delta\nu = \frac{c}{(n_1 - n_2)L}. \quad (3)$$

The channeled spectrum of Fig. 2(b) displays this slow periodicity with $\Delta\nu = 566$ GHz ($\Delta\lambda = 2.2$ nm). An application of Eq. (3) gives the fiber birefringence $n_1 - n_2 = 2.2 \times 10^{-5}$. This value is in exact agreement with a direct measurement of this birefringence done by the usual techniques.⁴ Such channeled spectra were also encountered with fibers of different lengths, and we have verified that $\Delta\nu$ is inversely proportional to the fiber length according to Eq. (3).

We now show that the analysis of the round-trip matrix of the cold cavity permits an understanding of the observed channeled spectrum. The diagonalization of \hat{O} gives two complex eigenvalues and eigenvectors. The modulus of the eigenvalues gives the round-trip transmission (the phase leads to the resonance frequencies). The eigenvectors allow one to find the azimuth and ellipticity of the fields at point A and also at point B, after the light propagates through the fiber. In usual conditions (relatively small gain), only the eigenstate corresponding to the maximum transmission corresponds to a lasing mode.

Figure 3 displays the computed round-trip anisotropic transmission for the envelope of the lasing modes. In Fig. 4 we show the corresponding azimuths at point A [Fig. 4(a)] and at point B [Fig. 4(b)] as well as the ellipticities at point A [Fig. 4(c)] and at point B [Fig. 4(d)].

When both reference axes coincide ($\sin 2\phi = 0$), the round-trip matrix is diagonal, and the maximum and minimum transmissions occur along OX and along OY (with anisotropic transmissions proportional to $1 + \Delta$ and $1 - \Delta$, respectively). Lasing occurs along the direction of maximum transmission OX , and the field is then linearly polarized. This situation corresponds to the dotted lines in Figs. 3 and 4.

When the reference axes no longer coincide ($\sin 2\phi \neq 0$), a degradation in the round-trip transmission occurs as shown in Fig. 3 for $\phi = 70^\circ, 60^\circ,$

50° , and 45° . The maximum degradation occurs at 45° . This degradation also depends on θ : it is maximum for $\theta = \pi/4 \pmod{\pi/2}$ and clearly defines narrow-frequency bands, where losses are minimum. The laser spectrum is thus chopped up into lasing

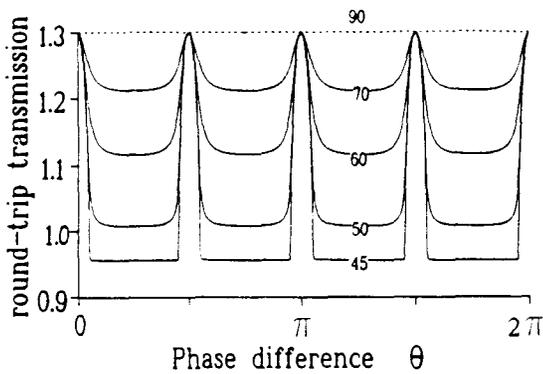


Fig. 3. Calculated anisotropic round-trip transmission for the lasing eigenvectors as a function of the phase difference θ (which is proportional to the frequency). The labeling parameter is the angle ϕ between the axes of the anisotropic elements. Δ is taken to be equal to 0.3.

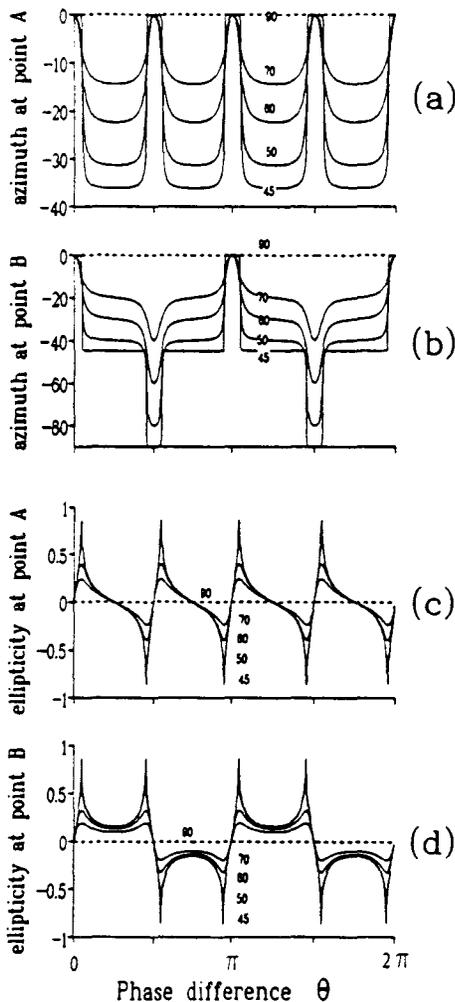


Fig. 4. (a), (b) Theoretical azimuths at points A and B for the lasing eigenvectors; (c), (d) corresponding ellipticities at points A and B. The labeling parameter is the angle ϕ .

bands corresponding to those frequencies for which $\theta = 0(\text{mod } \pi/2)$. For $\theta = 0(\text{mod } \pi/2)$ the azimuth of polarization is essentially oriented toward the OX axis at point A as indicated in Fig. 4(a). At point B, the azimuth is oriented alternatively along OX for $\theta = 0(\text{mod } \pi)$ or OY for $\theta = \pi/2(\text{mod } \pi)$. This polarization change comes from the fiber, which varies continuously from a wave plate (for $\theta = N\pi$) to a half-wave plate [for $\theta = (N + 1/2)\pi$]. While the periodicity in θ is $\pi/2$ at point A, it becomes π at point B owing to this phase effect. This is in perfect agreement with the experiments. In frequency units the $\pi/2$ periodicity corresponds to the 1.1-nm wavelength interval observed in Fig. 2(c) between the two lasing bands. As we observed above, these bands correspond to orthogonal polarizations. With the extra selection provided by the polarizer, the 2.2-nm period in the channeled spectrum is seen to correspond to the π periodicity observed on the azimuth at point B [see Fig. 4(b)]. On the contrary, we verified that no channeled spectrum exists at point A, where the polarization is fixed by the prism. Note lastly that field ellipticities at points A and B [see Figs. 4(c) and 4(d)] vary quickly around zero inside the lasing bands, especially when $\phi = \pi/4$.

This simple explanation of the channeled spectrum does not need any anisotropy for the gain nor any nonlinear effect. Because most fibers present some weak birefringence, a generalization of our understanding to other fiber lasers that include dichroic elements (gratings and couplers, for instance) permits us to foresee that their spectrum will also exhibit successive bands or mode clusters at different polarizations.

We thank J. F. Bayon for providing the fiber, J. Y. Allain for the original idea for this laser cavity, K. Dworschak, M. Monerie, and C. Vassallo for useful comments on the manuscript, and A. D. May for stimulating discussions on polarization lasers. Thierry Chartier thanks France Telecom and Eric Delevaque thanks Photonetics for financial support.

References

1. J. T. Lin, P. R. Morkel, L. Reekie, and D. N. Payne, in *Proceedings of European Conference on Optical Communication '87* (European Optical Society, Helsinki, 1987), Vol. 1, p. 109.
2. J. T. Lin, W. A. Gambling, and D. N. Payne, in *Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics* (Optical Society of America, Washington, D.C., 1989), p. 90.
3. M. Le Flohic, P. L. François, J. Y. Allain, F. Sanchez, and G. Stéphan. *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1910 (1991).
4. P. L. François, M. Monerie, C. Vassallo, Y. Durteste, and F. R. Alard. *IEEE J. Lightwave Technol.* **7**, 500 (1989).

Article IX

" LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM POMPE PAR
DIODE LASER DANS LA BANDE 800 NM"

XIIèmes Journées Européennes de l'Optoélectronique.
OPTO 92, 1992.

LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM

POMPE PAR DIODE LASER DANS LA BANDE 800 NM

E. TAUFFLIEB, F.X. DESFORGES et E. DELEVAQUE
PHOTONETICS SA.
B.P. 39 ; 52 avenue de l'Europe
78 160 Marly le Roi.
Tél. : (1) 39 16 33 77.

Résumé

Les fibres unimodales dopées à l'Erbium constitueront le cœur des amplificateurs optiques des systèmes de transmission de nouvelle génération. Ces fibres peuvent également donner naissance à une émission laser.

Nous présentons un laser à fibre dopée à l'Erbium émettant autour de 1550 nm, pompé par diode laser dans la bande 800 nm. La puissance moyenne en régime CW est supérieure à 8 mW.

Le fonctionnement en blocage de modes (mode-locking) à 2,3 MHz (fréquence propre de la cavité) et 4,6 MHz est obtenu par modulation de phase au moyen d'un modulateur piézoélectrique faible coût ultra-faibles pertes.

En fonctionnement déclenché (Q-switch), la largeur de l'impulsion obtenue est de 500 ns pour une puissance de pompage injectée de 90 mW, la puissance crête étant de l'ordre de 7 Watt.

Le multiplexeur en longueurs d'onde couplant la pompe et l'émission laser, fabriqué par la technique du polissage latéral est réalisé directement sur la fibre dopée.

Les applications de ce type de source sont multiples (O.T.D.R., Lidar, télémétrie, ...).

Introduction

Les amplificateurs à fibre optique unimodale dopée à l'Erbium connaissent depuis quelques années un développement spectaculaire et seront implantés dans les systèmes de transmission optique performants de nouvelle génération [1]. Ces amplificateurs peuvent posséder un gain élevé (jusqu'à 50 dB) [2], une puissance de sortie supérieure à 100 mW, [3] et un facteur de bruit proche de la limite quantique de 3 dB [3]. Les bandes de pompage les plus utilisées sont 1480 nm et 980 nm, cette dernière plage permettant l'obtention de gains élevés avec un faible facteur de bruit.

Il existe néanmoins une bande d'absorption autour de 800 nm, certes moins efficace que les bandes mentionnées précédemment, mais qui permet l'utilisation de diodes de pompage relativement bon marché utilisant la technologie éprouvée GaAs/AlGaAs.

Cette bande d'absorption, outre la plus faible valeur de l'absorption linéique par rapport à la bande 980 nm souffre également d'absorption par état excité (Excited State Absorption ou ESA), qui résulte de l'absorption d'un photon de pompe par un ion Erbium excité du niveau métastable $4I_{13/2}$ vers un niveau supérieur. Néanmoins, un

choix adéquat des paramètres expérimentaux permet de réduire substantiellement cet effet et des gains de l'ordre de 30 dB ont été obtenus. [4].

Dispositif expérimental

La configuration du laser est représentée sur la figure n° 1.

La fibre utilisée est commercialisée par Photonetics sous la référence EDOS 103 ; ses caractéristiques sont un diamètre de cœur de 3 μm , une longueur d'onde de coupure de 880 nm et un diamètre de la région dopée de 1,2 μm . La matrice est un verre germano-silicate. L'atténuation linéique à 1536 nm est de 1,7 dB/m.

La cavité est refermée par un miroir R_{max} à l'extrémité de la fibre dopée et par la réflexion de Fresnel sur le bras d'entrée du multiplexeur en longueur d'ondes. Les portions de fibre constituant la cavité sont représentées en gras sur la figure.

Le multiplexeur en longueurs d'onde, réalisé directement sur la fibre dopée assure la combinaison dans la fibre dopée des ondes à 800 nm (pompe) et à 1550 nm ("signal") et cette réalisation s'applique également à la réalisation d'amplificateurs à fibre dopée Erbium pompés dans la bande 800 nm ou à 980 nm. [5] La réalisation du multiplexeur directement sur la fibre dopée permet d'assurer une injection optimale de la puissance de pompe dans la fibre dopée, en évitant l'épissure entre un multiplexeur et une fibre dopée qui seraient construits séparément. En effet, dans le cas où le multiplexeur est réalisé sur une fibre standard de télécommunication, la différence des diamètres de modes de la fibre standard et de la fibre dopée conduit à une perte à l'épissure de 20 % à 40 % de la puissance de pompe. (sans compter que la fibre standard est bimodale à la longueur d'onde de pompe). Le multiplexeur, réalisé par la technique du polissage latéral, offre une perte en excès inférieure à 0,1 dB ainsi qu'un coefficient de réflexion meilleur que -55 dB, les pertes résiduelles ayant donc lieu dans les bras d'amenée du coupleur, à la fois pour la pompe et pour l'onde laser et sont limitées au plus à 0,4 dB.

L'injection de la pompe est effectuée avec des lentilles asphériques traitées qui procurent un coefficient d'injection de 60 %.

Fonctionnement "CW"

La structure représentée sur la figure n° 1 émet autour de 1550 nm, pour 60 mW de pompe injectés, une puissance moyenne supérieure à 8 mW. Le seuil est de 30 mW. Dans le cas des amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium pompés dans la bande 800 nm, il a été montré [6] que pour chaque puissance de pompage et pour une longueur d'onde de signal donné, il existe une longueur de fibre et une longueur d'onde de pompage optimale. La longueur de fibre et la longueur d'onde de pompage augmentent avec la puissance de pompage.

La puissance laser est mesurée avec un mesureur de puissance dont le temps de réponse est de l'ordre de la seconde. Analysée avec un détecteur rapide (de temps de montée égal à 20 ns), on observe un fonctionnement impulsionnel du laser, bien que l'onde de pompe soit continue. La période des impulsions est typiquement de 100 μs , et augmente quand la puissance de pompe diminue. Ce fonctionnement impulsionnel que nous qualifierons de relaxé est observé quelle que soit la puissance de pompe. Il semble que ce phénomène ait déjà été observé par d'autres équipes bien qu'aucune publication ne le relate à notre connaissance [7].

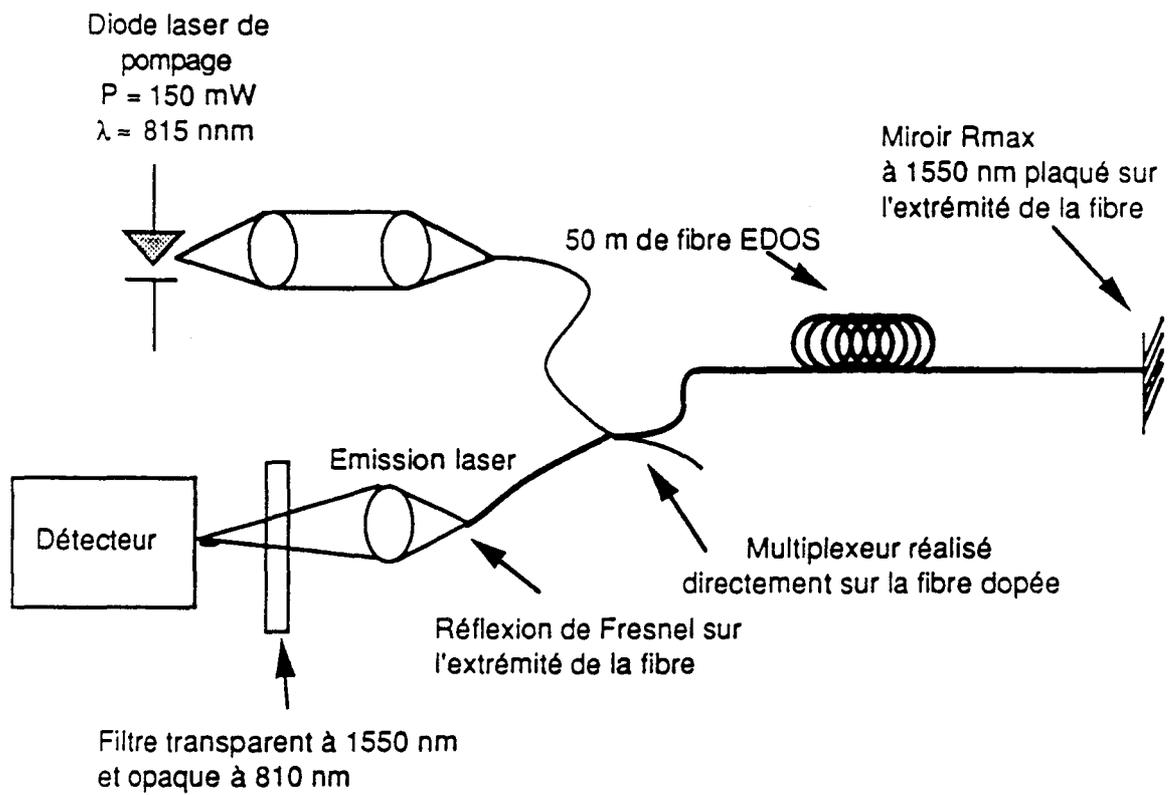


Figure n° 1
Laser "CW"

L'interprétation peut en être un fonctionnement de l'extrémité de la fibre laser en absorbant saturable, attribuable à l'un des deux phénomènes suivants (qui peuvent se combiner) :

une puissance de pompe insuffisante par rapport à la longueur de fibre,

une longueur d'onde d'émission trop courte ; conduisant à une absorption lorsque l'intensité de la pompe est faible,

les deux phénomènes pouvant se combiner.

Pour confirmer cette hypothèse et mettre en évidence un fonctionnement réellement continu, compte-tenu que ce montage n'est pas sélectif en longueur d'onde, nous avons réalisé un laser sur une longueur de fibre plus courte. Cette cavité a été réalisée sur 10 m de fibre (soit une cavité cinq fois plus courte) avec un montage identique. Un fonctionnement continu est obtenu, mais la puissance émise est moins élevée que dans le cas de la cavité précédente, de longueur 50 m.

Fonctionnement en modes bloqués

Une propriété remarquable des lasers à fibre est la possibilité d'établir des cavités très longues, (de 100 m dans notre cas), ce qui amène la fréquence propre de la cavité à des fréquences sensiblement inférieures aux autres types de lasers et typiquement de quelques MHz.

Le fonctionnement en modes bloqués a été obtenu par modulation de la phase à la fréquence propre de la cavité ainsi qu'à la fréquence double. La modulation est effectuée par un modulateur piézoélectrique dont une fréquence de résonance correspond à la fréquence propre de la cavité, soit 2,3 MHz. Le schéma de l'expérience est figuré sur la figure n ° 2.

Le modulateur est constitué d'un cylindre de céramique fourni par la société Quartz et Silice, d'épaisseur 0,5 mm. La vibration du mode d'épaisseur présente une résonance autour de 2,3 MHz, et une résonance harmonique à 4,6 MHz. Ces résonances possèdent un facteur de qualité faible, ce qui impose une excitation électrique puissante, mais présente l'avantage d'une accordabilité sur quelques centaines de kHz. L'impédance de la céramique à la résonance de 4,6 MHz est typiquement de 2 Ω et le courant crête typique est de 2 A. Pour assurer l'interface entre la céramique et un générateur de fonctions d'impédance de sortie 50 Ω , un amplificateur de courant est utilisé. La vibration de la céramique induit une variation périodique de l'épaisseur et donc du diamètre. La fibre enroulée et collée sur une longueur de 2,5 m subit donc une variation de chemin optique par élongation qui conduit à une variation de phase sur l'onde optique.

Par ailleurs, ce modulateur induit une biréfringence qui lève la dégénérescence en polarisation de la cavité. Si aucune précaution particulière n'est prise, deux séries d'impulsions à la fréquence de modulation sont observées. Le contrôle de la polarisation dans la cavité par l'insertion de "boucles de Lefèvre" [8] permet d'annuler l'une ou l'autre de ces séries.

Le fonctionnement en modes bloqués, associé au fonctionnement relaxé est démontré sur la figure n° 3, avec, pour chaque oscillogramme, le signal enveloppe correspondant au fonctionnement relaxé et le détail permettant de voir la forme du pic.

La largeur à mi-hauteur (FWHM) des impulsions est de 100 ns pour la modulation à la fréquence propre de la cavité et de 50 ns pour la fréquence double. Ces largeurs importantes pour un laser Erbium fonctionnant en blocage de modes [9] comprennent une contribution du temps de montée du détecteur, qui n'est pas supérieure à 20 ns. La

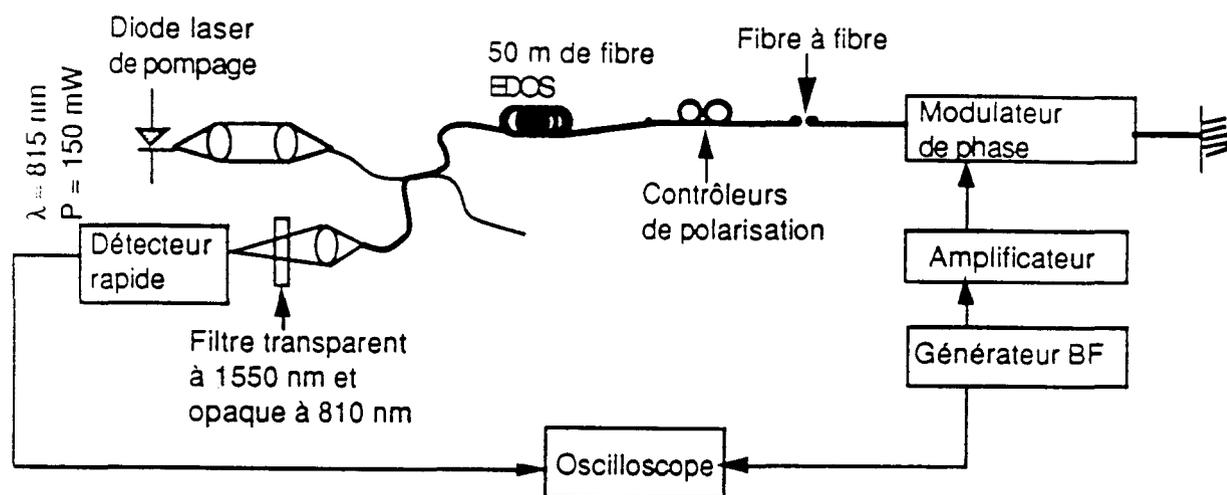
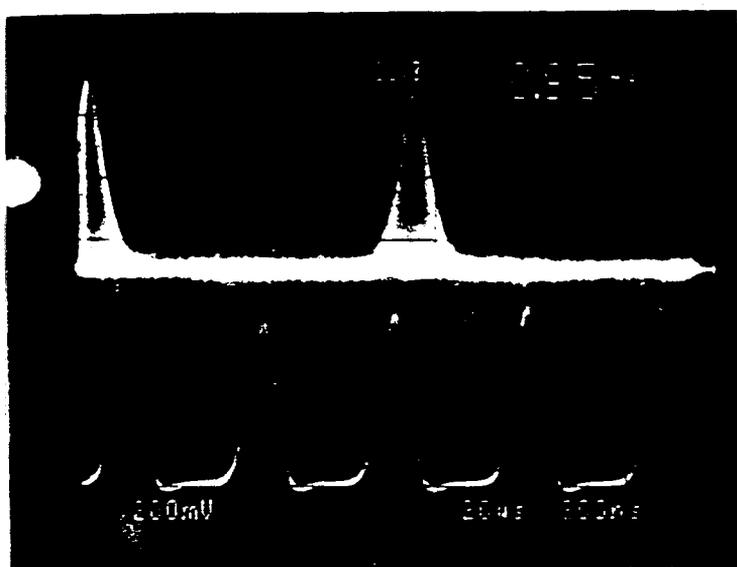
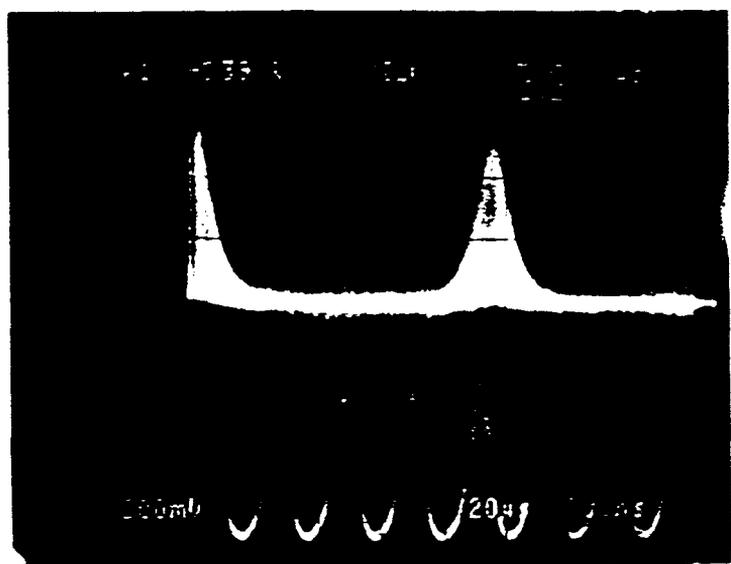


Figure n° 2
Fonctionnement en blocage de modes



Blocage de modes
à la fréquence propre
de la cavité (2.3 MHz)



Blocage de modes au double de
la fréquence propre
de la cavité (4.6 MHz)

Figure n° 3

contribution intrinsèque de la largeur de pic est donc supérieure à 80 ns pour le fonctionnement en blocage de modes à la fréquence propre de la cavité.

La puissance moyenne est essentiellement la même que lors du fonctionnement continu, ce qui met en évidence l'intérêt du modulateur utilisé, dont le caractère tout fibre conduit à des pertes par courbure de la fibre uniquement qui sont extrêmement réduites (< 0,02 dB calculés) pour les fibres à forte ouverture numérique comme la fibre EDOS 103.

Par ailleurs, ce dispositif est nettement moins onéreux qu'un modulateur en optique intégrée.

Fonctionnement déclenché

La grande durée de vie du niveau métastable $4I_{13/2}$ de l'Erbium dans la Silice permet un stockage important de l'énergie dans la cavité et paraît donc propice pour un fonctionnement déclenché. En calculant la puissance maximale que l'on peut obtenir avec une cavité de 50 m et un miroir de coefficient de réflexion 4 %, on obtient d'après le calcul de la référence [10], une puissance crête de 16 W et une durée d'impulsion d'environ 500 ns.

Le fonctionnement déclenché a été obtenu avec le montage représenté sur la figure n° 4. Par rapport au montage permettant d'obtenir le fonctionnement relaxé, un élément optique image l'extrémité de la fibre sur le miroir R_{max} à 1550 nm. Un disque tournant présentant une ouverture permet de donner à la cavité les deux états "cavité ouverte", lorsque la partie opaque du disque est présente devant le miroir, et "cavité fermée", lorsque la fente est devant le miroir. Afin de minimiser le temps durant lequel la cavité est refermée, il faut placer le disque aussi près que possible du miroir, tout en maintenant une vitesse linéaire de défilement de la fente devant le faisceau élevée. Ces conditions assurent en effet l'obtention de puissances importantes avec des impulsions courtes : si la cavité est refermée pendant un temps supérieur à la durée de l'impulsion, le gain après l'impulsion reprend une valeur suffisante et des émissions chaotiques sont observés à forts niveaux de pompage (90 mW). Même avec un temps de fermeture de la cavité réduit, les réflexions parasites à l'intérieur de la cavité, (notamment sur la face de la fibre qui est imagée sur le miroir) conduisent à des impulsions parasites.

La puissance maximale obtenue est de 7 W pour une largeur à mi-hauteur de 540 ns. La différence importante entre la valeur calculée et la valeur expérimentale peut provenir des hypothèses de calcul : on a supposé une inversion de population totale dans la cavité, ce qui est optimiste compte-tenu des conditions de pompage, et notamment du phénomène d'ESA.

Ces performances permettent d'envisager l'utilisation de telles sources pour la réflectométrie longue distance (supérieure à 100 km) à la longueur d'onde où le système de transmission est utilisé ou la télémétrie de solides ou d'aérosols. La longueur d'onde d'émission, au delà de 1,4 μm ne présente pas de danger oculaire et pourrait donc avantageusement remplacer les lasers Nd^{3+} utilisés pour cette application.

Conclusion

Nous avons présenté une maquette de laser à fibre dopée à l'Erbium pompé par diode laser dans la bande 800 nm. Le fonctionnement peut être relaxé, continu, en régime de blocage de modes et déclenché. Ce dernier, semblant le plus prometteur pour les applications délivre une puissance supérieure à 7 W pour une impulsion de largeur à mi-hauteur de 500 ns.

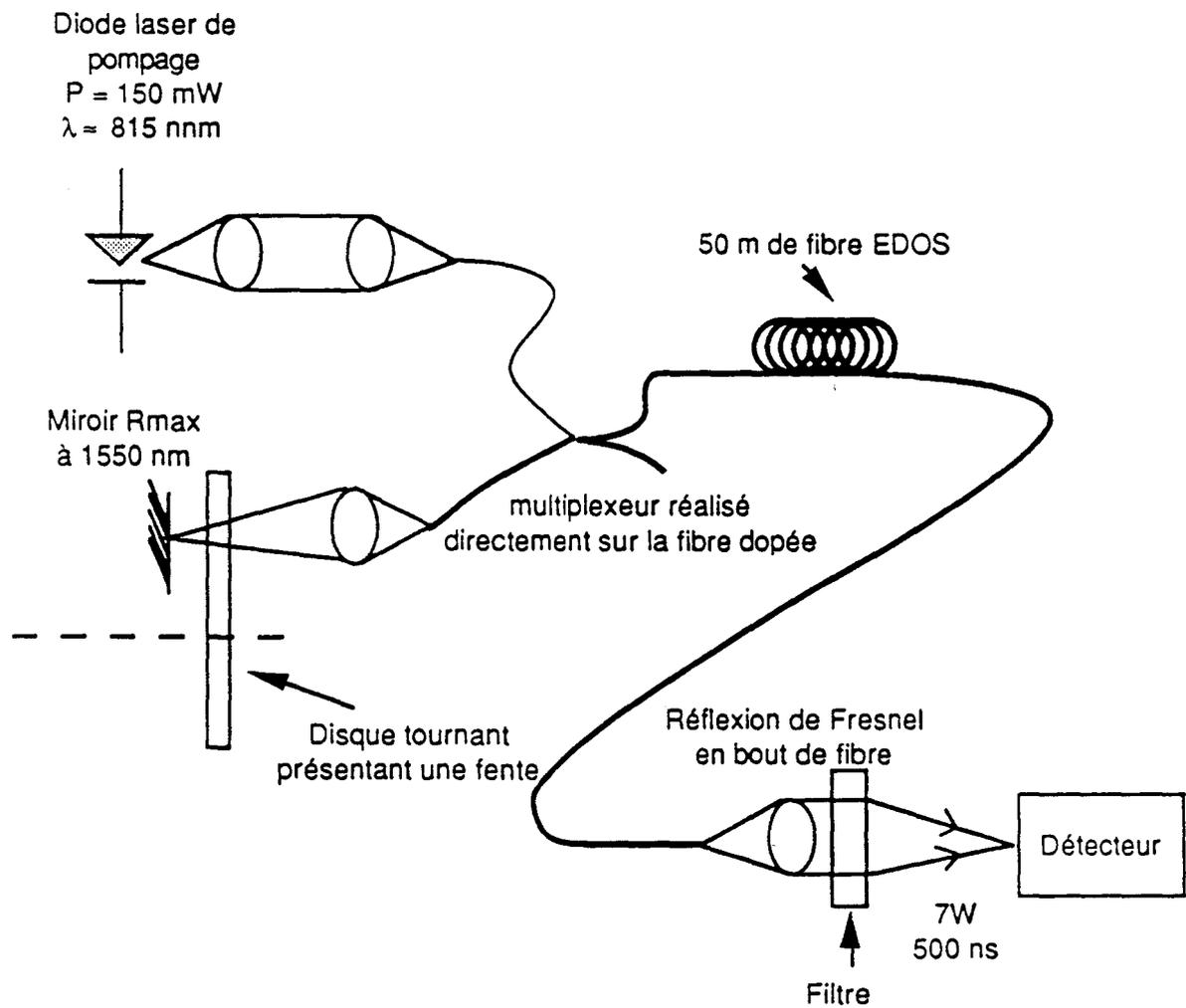


Figure n° 4
 Fonctionnement déclenché

Remerciements

Nous tenons à remercier le CNET qui a soutenu financièrement ces travaux, et notamment MM. Michel MONERIE et Jean Yves ALLAIN pour leur assistance technique.

Références

- [1] N.S. BERGANO : "Optical amplifier undersea lightwave transmission systems", OFC 1992, papier WF4.
- [2] S.L. HANSEN, K.D. DYBDAL, C.L. LARSEN : "Upper gain limit in Er doped fiber amplifiers due to internal Rayleigh backscattering", OFC 1992, papier TuL4.
- [3] S.G. GRUBB : "Diode pumped solid state pumping of co-doped erbium optical amplifiers", OFC 1992, papier TuG1.
- [4] M. HORIGUCHI, M. SHIMIZU, M. YAMADA, K. YOSHINO, H. HANAFUSA : "Highly efficient optical fibre amplifier pumped by a 0,8 μm band laser diode", Electronics Letters, 26, pp. 1758-1759 (1990).
- [5] E. DELEVAQUE, P. SIMONPIETRI, E. TAUFFLIEB, F.X. DESFORGES, L.B. JEUNHOMME, M. MONERIE : "Direct Mixing of Pump and Signal Waves into Erbium Doped Silica Fibers", OFC 1992, papier PD19.
- [6] E. DELEVAQUE, T. GEORGES, J.F. BAYON : "Pump Wavelength optimisation of erbium-doped fibre amplifier in 800 nm band", Electronics Letters, 27, pp. 1421-1422 (1991).
- [7] J.Y. ALLAIN, communication privée.
- [8] H.C. LEFEVRE : "Single Mode Fibre Fractional Wave Devices and Polarization Controllers", Electronics Letters, 16, pp. 778-780 (1980).
- [9] J.D. KAFKA, T. BAER, D.W. HALL : "Mode locked erbium-doped fibre laser with soliton pulse shaping", Optics Letters, 14, pp. 1269-1271 (1989).
- [10] YARIV : "Introduction to Optical Electronics", pp. 120-126, Holt Rinehart and Winston, New-York (1971).

Article X

" INFLUENCE OF PAIRS IONS ON THE DYNAMICAL
BEHAVIOR OF Er³⁺ DOPED FIBRE LASERS"

A paraître dans Optical and Quantum Electronics 1993.

INFLUENCE OF ION PAIRS ON THE DYNAMICAL BEHAVIOR OF Er³⁺-DOPED FIBRE LASERS

P. LE BOUDEC^(a), F. SANCHEZ^(b), P.L. FRANCOIS^(a), E. DELEVAQUE^(a)
G.M. STEPHAN^(b)

(a) FRANCE TELECOM, CNET
LAB/OCM/FOG
Route de Tregastel
22301, Lannion Cedex
FRANCE

(b) ENSSAT, Laboratoire d'Optronique
Equipe associée au CNRS EP0001
6, Rue de Kerampont
22305, Lannion Cedex
FRANCE

ABSTRACT

We demonstrate experimentally the influence of ion pair concentration on the dynamical behavior of Erbium-doped fibre lasers. At low pair densities, the laser has a CW output while at higher densities it exhibits a self-pulsing behavior. For intermediate pair concentrations, the output intensity evolves continuously from an infinite train of pulses to a CW steady-state as the pumping ratio is increased.

I - INTRODUCTION

Rare-earth doped optical fibres have very important applications as novel laser sources, optical amplifiers and sensors. From the more fundamental point of view of laser dynamics, fibre lasers are also of great interest because they are characterized by slow relaxation times. This has permitted the simple observation of such basic phenomena as dynamics at laser onset [1] and chaotic laser output [2]. However, while simple to observe, the difficulty is often to find the physical origin of these behaviors: this drawback generally results from a critical sensitivity to the initial or the boundary conditions. We will describe here the solution of a puzzling problem concerning the Erbium-doped silicate fibre laser.

This is a very well-known laser due to the ability of Erbium to amplify at the 1.55 μm telecommunication wavelength, which couples the $^4I_{15/2}$ ground-state to the first excited state $^4I_{13/2}$. It is a 3-level laser and is thus characterized by an optimum length [3], which is a direct consequence of the longitudinal pumping. Experiments have shown that this laser can operate spontaneously in either a self-pulsing, a sinusoidal [4] or a CW mode [5]. Until now, there has not been any satisfactory explanation of the physical processes responsible for these differences. As the self-pulsing behavior is experimentally analogous to that of a laser with a saturable absorber, we have tried in a previous paper two hypotheses which were invalidated by a more detailed investigation: (i) the process of re-absorption of the signal by the ground state in the section of the fibre where the pump has been depleted was rejected because self-pulsing occurs even in very short fibres with a population inversion along the entire length; (ii) the effect of excited-state absorption by higher energy levels has also been ruled out by noting that the pump wavelength had no influence on self-pulsing [4]. For instance, when pumping at 980 nm, self-pulsing was observed although the $^4I_{9/2}$ level able to absorb the 1.55 μm line was not populated. Possible polarization effects have to be discarded as well because our experiments show that every mode has the same quasi-linear direction of vibration.

A great interest has recently developed in ion pair interactions in doped fibres. The presence of such pairs has been identified as one important physical process which can limit the gain in Erbium-doped fibre amplifiers [6]. For most rare-earth ions in fibres, as the concentration is increased, the average distance between ions decreases enhancing ion-ion interactions. An important consequence of this is the cooperative upconversion process. In Erbium-doped fibres, as described in Fig. 1, such a process involves two neighbouring ions in the $^4I_{13/2}$ state: one of the ions transfers its energy to the other, producing one upconverted ion in the $^4I_{9/2}$ state which fastly relaxes to level $^4I_{13/2}$ and one ground-state ion. The characteristic time associated to this process is apparently be between 1 and 10 μ s [6]. The net result is the loss of one excited Erbium ion. In Erbium-doped fibre lasers, this phenomenon leads to a reduction in both laser threshold and efficiency [7,8]. However, the existence of such ions pairs can also be used to obtain laser emission in doped-crystals via an up-conversion process [9]. We describe now the experiments which demonstrate that the dynamical behavior of the Erbium-doped laser depends strongly on ion pair concentration.

II - EXPERIMENTAL RESULTS

A schematic representation of the experimental setup is given in Figure 2. The Erbium-doped fibre is optically pumped with a Titanium-Sapphire laser operating near 810 nm. The pump beam is injected into the doped fibre through the microscope objective O. A chopper modulates the pump power in order to observe the transient oscillations of the fibre laser.

The resonant cavity is defined by the two mirrors M_1 ($R_1 = 100\%$) and M_2 ($R_2 = 80\%$). Additional losses are estimated to be 50% due to intracavity coupling of the fibre. A dispersive prism allows for a separation of pump and laser beams, for spectral tunability and a narrowing of the laser linewidth (a laser linewidth of about 0.1 nm was measured for typical pumping ratios used). The

output power is detected with a high speed Germanium photodiode (2GHz) and visualized on a digital oscilloscope. The data are then transferred to a computer.

The 810 nm pump excites the ground-state level $4I_{15/2}$ to the $4I_{9/2}$ level. A fast non-radiative decay then occurs to the metastable level $4I_{13/2}$. Characteristics of the 10 different fibres which have been studied are summarized in Table I, which indicates the concentrations of the different doping ions (Er^{3+} , Al^{3+} , Ge^{4+}), the concentration of ions pairs x , the core diameter Φ_c and the cutoff wavelength λ_c . In order to allow a relative comparison of the results, we always have used the same cavity geometry and the same fibre length ($l = 3$ m). The photon lifetime in this cavity is about 30 ns. The ion pair concentrations have been measured by a pump transmission method at 980 nm [6]. As indicated in Table I, the doped fibres considered here have pair concentrations between $x = 0.8\%$ and $x = 23\%$.

We now describe the typical properties of self-pulsing in the Erbium-doped fibre laser [4]. Fibre 1 with the largest pair concentration, $x = 23\%$, operates spontaneously in the self-pulsing mode. Fig.3 shows the output obtained for a pumping rate $r = 5$ ($r = P/P_{th}$ where P_{th} is the pump power at threshold and P the pump power). The period and the width of the pulses are decreasing functions of the pumping ratio. This self-pulsing operation occurs for any r and is independent of the pumping wavelength used (514.5 nm, 810 nm and 980 nm). Little change in the dynamical behavior is observed when the fibre length is changed. However, a modification in the dynamics appears by removing the mirror M_1 . In this case, lasing occurs between the mirror M_2 and the 4 % Fresnel reflection at the fibre end face near the objective O. In such high loss conditions, the output intensity varies continuously from a quasi-CW state to a regular train of pulses as r is increased. This is characteristic of a Hopf bifurcation [10] which in this case occurs very close to the first laser threshold (typically for $r \approx 1.05$).

Consider now the fibre 8 which has a lower pair concentration $x = 6\%$. In the same cavity configuration as that used previously, the output intensity is CW

after some transient oscillations for any pumping rate. Fig.4 shows these transient oscillations for $r = 5$. The CW output has been observed to be independent of the fibre length (we have tried different lengths between 1 and 6 meters).

Let us now consider the results obtained with fibre 5 having an intermediate ion pair concentration $x = 7.5\%$. Self-pulsing occurs for the lower pump powers ($r = 1$ to 3) : this is illustrated in Figure 5(a) obtained with $r = 2$. For intermediate pumping rates ($r = 4$) the output intensity becomes sinusoidal as shown in Fig.5(b). For $r \geq 5$ the laser output is CW as shown in Figure 5(c). This dynamical behaviour versus r is characteristic of a laser with a saturable absorber [11]. At low pumping rates, the CW solution is unstable, which results in self-pulsing. On further increasing the pumping rate, the CW solution becomes stable, with a sinusoidal solution appearing near the bifurcation point.

We have also observed that the pumping range for which the laser is self-pulsing depends on the fibre length and thus also on the photon lifetime in the cavity. Indeed, with fibre 6, we have observed respectively a self-pulsing behavior for $l = 9$ m and a CW output for $l = 3$ m, and this for all r between 1 and 5. For $l = 4$ m self-pulsing is observed in the range $r = 1$ to $r = 4$ while for $l = 5.5$ m the self-pulsing is obtained between $r = 1$ and $r = 4.5$. In these last cases, the output becomes CW for higher pumping rates. We have also observed an analogous behavior with fibres 5 and 7 which, as fibre 6, have intermediate ion pair concentrations.

From these results, one concludes that the dynamical behaviour of the Erbium-doped fibre laser is strongly dependent on the ion pair concentration. For small x , the CW operation is stable. For intermediate x , the system first exhibits self-pulsing and then a CW state is established when r is increased. For large x , the CW solution is always unstable and the system spontaneously operates in a self-pulsing mode for any of the r values possible with our pump laser (we have tried pumping rates up to 40 for the fibre 2). These conclusions are confirmed with the doped fibres listed in Table I, having the different ion pair concentrations

indicated. The results are summarised in Table II which gives the dynamical behaviour dependence on the ion pair concentration for all the fibres tested.

Our experimental results can be represented in the stability diagram shown in Fig.6 where we show the stability thresholds of the different fibres in the (x, r) plane. In such a representation the stable (CW operation) and unstable (self-pulsing operation) regions are easily seen. In particular, for the cavity configuration used, we see that for $x \leq 7\%$, the laser is CW for any pumping ratio. For $x \geq 7\%$, there exists a value of r below which the laser is self-pulsing and above which it is continuous. In the transition region a sinusoidal behavior appears and evolves into pulses for decreasing r .

III - DISCUSSION AND CONCLUSIONS

We are currently investigating a laser model based on the laser rate equations which includes the combined effects of a proportion $(1-2x)$ of isolated ions and of a proportion (x) of ion pairs, both coupled by the laser field. The preliminary results obtained from a linear stability analysis of this system of four equations (two for the ion pairs, one for the laser field and one for the isolated ions) confirm qualitatively the above experimental results. Our model shows the emergence of a self-pulsing instability above some ion pair concentration which breaks the population inversion. Indeed, when a pair is in the state $(^4I_{13/2}, ^4I_{13/2})$, where the two ions are in the $^4I_{13/2}$ level, there occurs a fast relaxation ($\approx 5\mu\text{s}$) [6] towards the state $(^4I_{15/2}, ^4I_{9/2})$ which in turn quickly relaxes to $(^4I_{15/2}, ^4I_{13/2})$ (see figure 1). This dissipation process not only limits the population inversion but also increases the absorption of the laser signal from the $^4I_{15/2}$ level. These combined effects lead to a dynamics analogous to that caused by a saturable absorption effect. Full details on these numerical results will be published in a future paper.

Whereas in optical amplifiers, the ion pairs concentration only induces a degradation in the gain performance of the device, we have shown that in lasers

the whole dynamical behavior can be modified. From a theoretical point of view, this confirms the utility of dynamical studies because any slight difference in the active medium can lead to spectacular changes in behavior. The interest is then to put into evidence the control parameters with a view towards new applications. If spontaneous self-pulsing is desired, we have shown that a high ion pair concentration is required. We have also pointed out that the dynamical behavior of the erbium-doped fibre laser depends on three parameters: the photon lifetime in the cavity, the pumping rate and the ion pair concentration.

This work has been devoted to Erbium-doped fibre lasers but we believe that it is only a first step in making a new link between laser dynamics and physical-chemical properties of solids, thus offering a new way of studying fundamental effects.

Thanks are due to J.-F. Bayon (CNET/LAB/OCM/FOG) for providing the Erbium-doped fibres and to M. Monerie (CNET/LAB/OCM/FOG) for helpful discussions and comments on the manuscript. We thank S. Morin (Alcatel Lannion) and H. Fevrier (Alcatel Alsthom Recherche) for providing the fibre n°9.

REFERENCES

- [1] M. LE FLOHIC, P.L. FRANCOIS, J.-Y. ALLAIN, F. SANCHEZ, G.M. STEPHAN, IEEE Journ.Quant.Electron. **27** (1991) 1910.
- [2] M.W. PHILLIPS, H. GONG, A.I. FERGUSON, D.C. HANNA, Opt. Com. **61** (1987) 215.
- [3] P. URQUHART, IEE Proc., **134 Pt. J** (1988) 385.
- [4] P. LE BOUDEC, P.L. FRANCOIS, F. SANCHEZ, J.F. BAYON, G.M. STEPHAN, in Proceedings of URSI, ISSSE, Paris, September 1992, pp.332-334. P. LE BOUDEC, M. LE FLOHIC, P.L. FRANCOIS, F. SANCHEZ, G.M. STEPHAN, "Self-pulsing in Er³⁺-doped fibre laser.", accepted for publication in Opt.Quant.Elect.
- [5] C.A. MILLAR, I.D. MILLER, B.J. AINSLIE, S.P. CRAIG, J.R. ARMITAGE, Elect. Lett. **23** (1987) 865.
- [6] E. DELEVAQUE, T. GEORGES, M. MONERIE, P. LAMOULER, J.-F. BAYON, submitted to Techn.Phot.Lett., private communication. *Ibid*, "Pair induced quenching in Erbium doped silicate fibre.", Third Topical Meeting of Optical Amplifiers and their Applications, WE4, Santa Fe, N.M., June 1992.
- [7] P.F. WYSOCKI, J.L. WAGENER, M.J.F. DIGONNET, H.J. SHAW, "Evidence and modeling of paired ions and other loss mechanisms in erbium-doped silicate fibres.", Fiber Laser Sources and Amplifiers IV, Proc. SPIE Vol.1789, 1992.
- [8] J.L. WAGENER, P.F. WYSOCKI, M.J.F. DIGONNET, H.J. SHAW, "Effect of concentration on the efficiency of erbium-doped silicate fibre lasers.", Fiber Laser Sources and Amplifiers IV, Proc. SPIE Vol.1789, 1992.
- [9] S.A. POLLACK, D.B. CHANG, Jour. Appl. Phys. **64**, 2885 (1988).
- [10] J.D. CRAWFORD, Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 991.
- [11] T. ERNEUX, Jour.Opt.Soc.Am. **B5** (1988) 1063.

FIGURE CAPTIONS

FIGURE 1: Upconversion process in an ion pair.

FIGURE 2: Experimental setup.

FIGURE 3: Self-pulsing behavior of the Er^{3+} -doped fibre laser for $r = 5$ obtained with fibre 2. The pulse-width is about $5 \mu\text{s}$.

FIGURE 4: Dynamical behavior of the Er^{3+} -doped fibre laser for $r = 5$ obtained with fibre 8.

FIGURE 5: Dynamical behaviour of the Er^{3+} -doped fibre laser versus r obtained with fibre 5. (a) self-pulsing for $r=2$; (b) sinusoidal modulation for $r=4$; (c) CW for $r=5$.

FIGURE 6: Stability diagram which represents laser operation in the (x, r) plane. The 7 % x -value for the stability threshold is only approximate.

TABLE CAPTIONS

TABLE 1: Erbium-doped fibre characteristics: doping and ion pair (x) concentrations, core diameter and cutoff wavelength.

TABLE 2: Dynamical behavior as a function of the pumping ratio, for the 10 fibres considered in this study. As mentioned in the text the same 3 m length and the same cavity was used in each experiment.

FIBRE	concentration (ppm weight)			x (%)	Φ_c (μm)	λ_c (μm)
	Er^{3+}	Al^{3+}	Ge^{4+}			
1	2000	1000	100000	23	4	0.98
2	500	0	67000	18.5	5.45	1.12
3	450	0	80000	13	4.6	0.85
4	700	500	95000	13	3.4	0.88
5	800	1000	145000	7.5	3.1	0.88
6	100	0	110000	6	4.2	1.13
7	1000	88000	0	6	4	0.9
8	900	2000	180000	4.8	2.7	0.95
9	350	20000	220000	<2	1.3	1
10	440	126000	111000	0.8	2.1	0.85

TABLE 1

FIBRE	x (%)	DYNAMICAL BEHAVIOR VERSUS x
1	23	self-pulsing
2	18.5	self-pulsing
3	13	self-pulsing
4	13	self-pulsing
5	7.5	self-pulsing to CW
6	6	CW
7	6	CW
8	4.8	CW
9	<2	CW
10	0.8	CW

TABLE 2

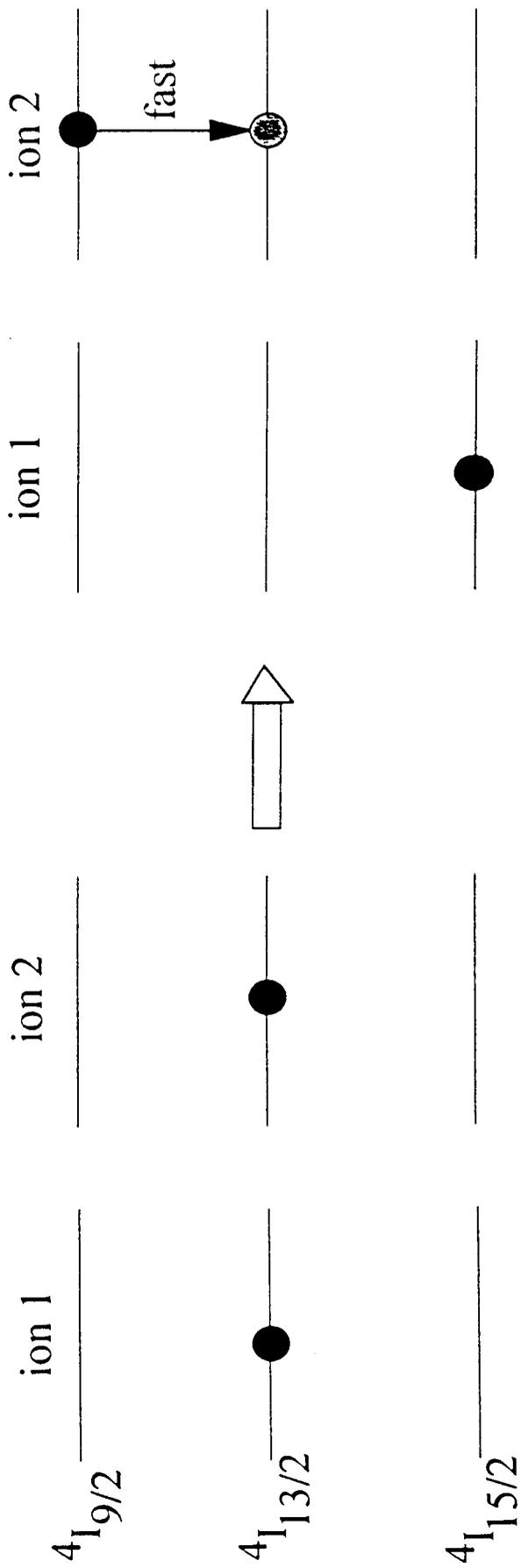
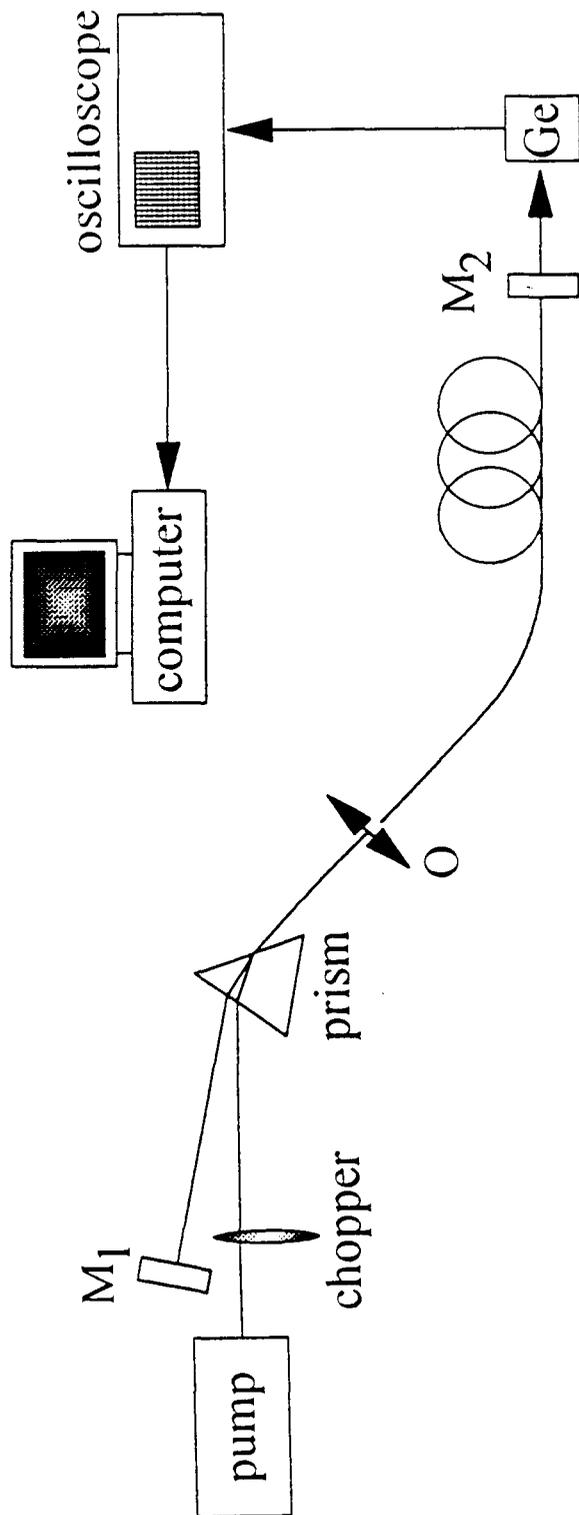


FIGURE 1

FIGURE 2



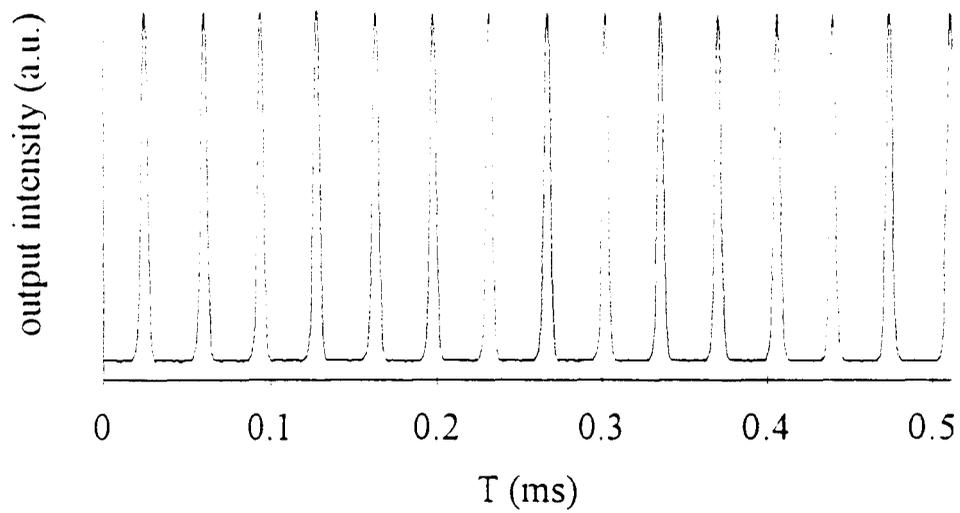


FIGURE 3

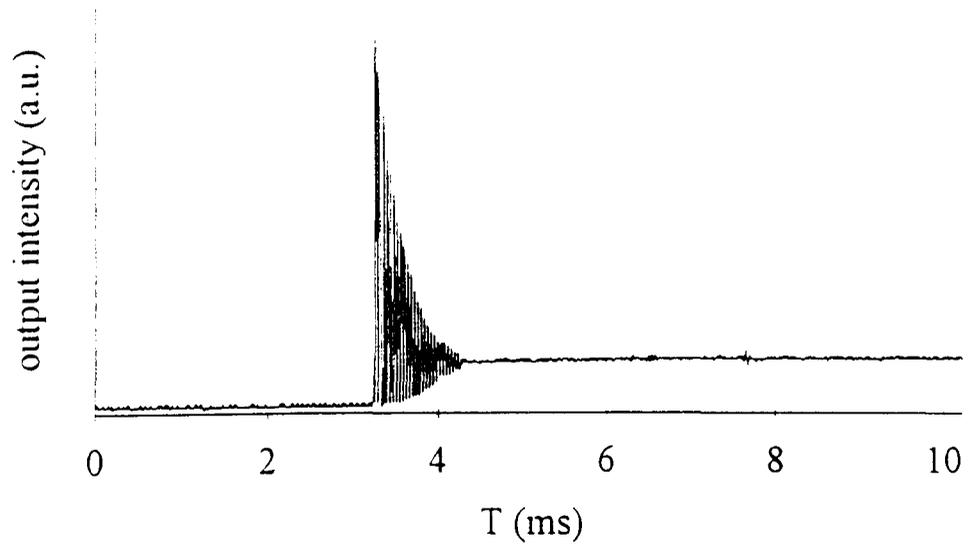
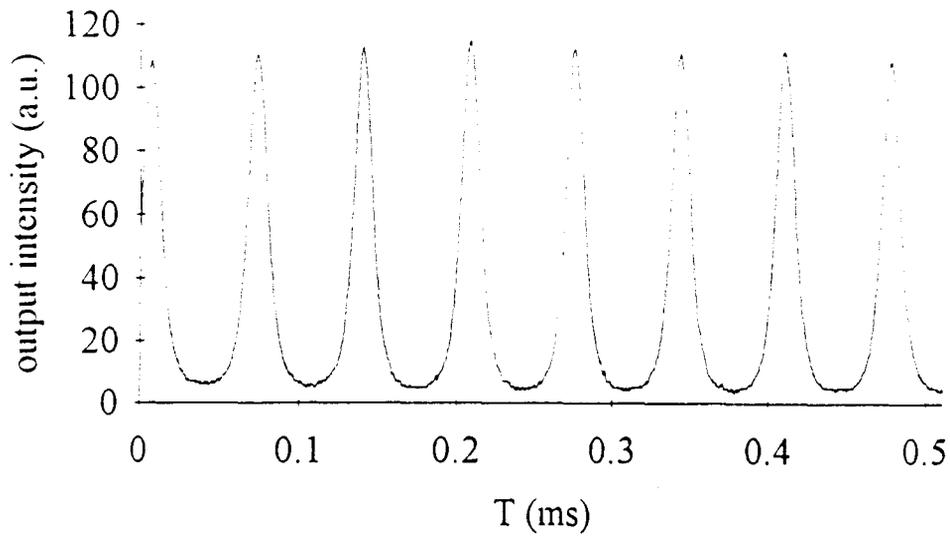
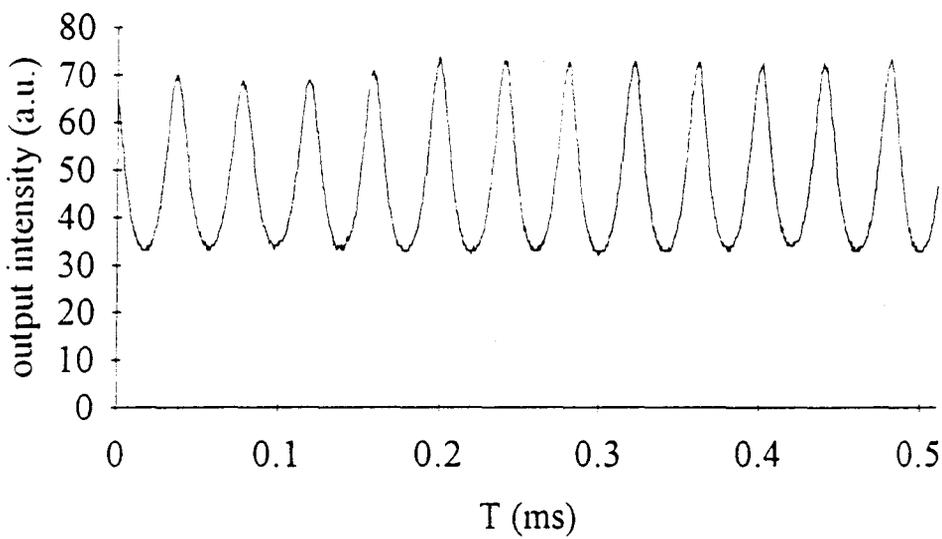


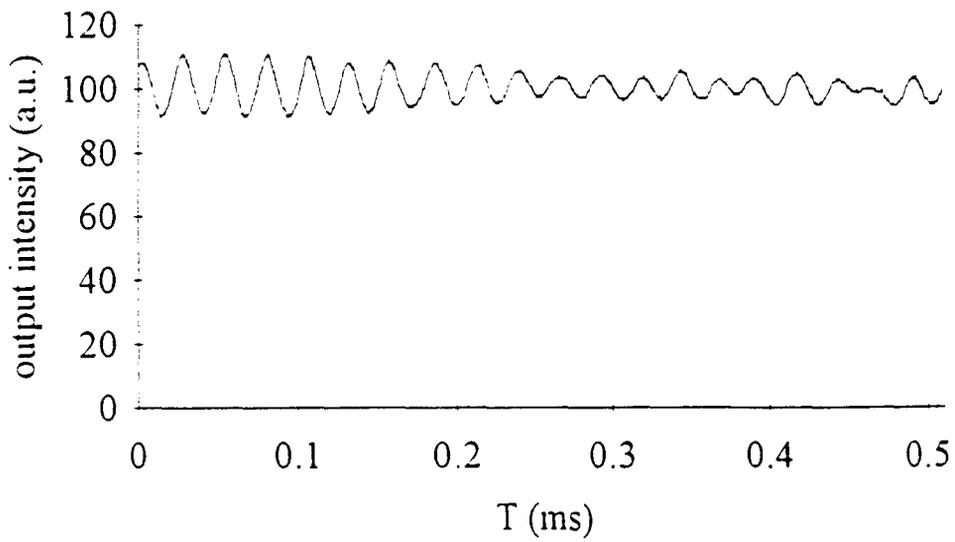
FIGURE 4



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5

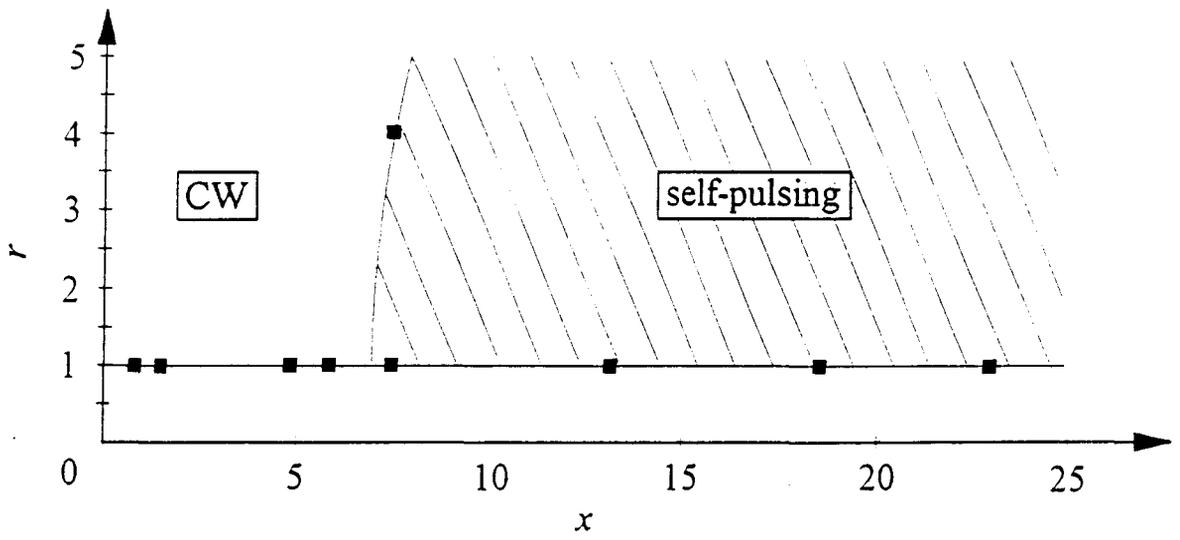


FIGURE 6

7.0 TABLE DE MATIERES

Remerciements	3
Introduction	5
1 Spectroscopie de l'erbium et du néodyme dans les fibres. ...	9
1.1 Notation spectroscopique des terres rares.	9
1.1.1 Présentation des terres rares - l' Erbium - le Néodyme.	9
1.1.2 Action de la matrice.	12
1.1.3 Elargissement des raies dans une matrice vitreuse.	13
1.2 Propagation monomode guidée dans un milieu dopé.	16
1.2.1 Fabrication des fibres de silice dopées.	16
1.2.2 Caractéristiques d'une fibre monomode.	17
1.2.3 Propagation monomode d'un rayonnement en interaction résonante.	19
1.3 Spectroscopie expérimentale d'intensité; les sections efficaces.	20
1.3.1 Détermination expérimentale des sections efficaces de l'erbium.	23
1.4 Spectroscopie dynamique expérimentale; temps de désexcitation.	27
1.5 Etude expérimentale de la transmission d'une fibre dopée.	31
1.5.1 Transmission des fibres dopées à l'erbium.	31
1.5.2 Transmission des fibres dopées au néodyme.	41
1.6 Conclusion	42
1.7 Références du chapitre 1.	43
2 Modélisation.	45
2.1 Introduction	45
2.2 Position du problème; notations.	45
2.3 Expression analytique.	48
2.3.1 Description dans le cadre du système à 2 niveaux d'énergie.	48
2.3.2 Extension au système à 3 niveaux d'énergie.	51
2.3.3 Extension au système à 4 niveaux d'énergie.	52
2.4 Modélisation analytique d'un amplificateur à 1.55 micron.	53
2.4.1 Modèle analytique d'amplificateur saturé.	53
2.4.2 Exploration du domaine de validité.	54
2.4.3 Optimisation des paramètres.	57
2.5 Modélisation analytique de la source superluminescente à fibre.	63
2.6 Modélisation analytique des lasers à fibre.	65
2.6.1 Introduction.	65
2.6.2 Modélisation analytique d'un laser à fibre dopée.	65
2.6.3 Applications aux cas des lasers erbium et ytterbium.	67
2.7 Conclusion.	69
2.8 Références du chapitre 2.	70
3 Amplification optique à 1.55 micron.	71
3.1 Introduction.	71
3.2 Amplificateur pompé à 980 nm - Coupleur sur la fibre dopée.	72

3.2.1	Introduction.	72
3.2.2	Le module coupleur-fibre et banc de mesure.	72
3.2.3	Résultats expérimentaux.	74
3.2.4	Comparaison théorie - expérience.	82
3.3	Amplificateur pompé dans la bande 800 nm.	84
3.3.1	Introduction.	84
3.3.2	Mesure de l'absorption par états excités.	84
3.3.3	Amplification à 1.55 micron avec un pompage à 800 nm.	87
3.3.4	Interprétation.	91
3.4	Conclusion.	92
3.5	Références du chapitre 3.	93
4	Source superluminescente.	95
4.1	Introduction.	95
4.2	Dispositif expérimental.	96
4.3	Caractéristiques de la source.	97
4.3.1	Evolution de la puissance de signal émise.	97
4.3.2	Etude de la dérive des paramètres avec la puissance de pompe.	98
4.3.3	Dérive des paramètres avec la température.	101
4.4	Discussion.	103
4.5	Conclusion.	106
4.6	Références du chapitre 4.	106
5	Lasers à fibre	107
5.1	Introduction.	107
5.2	Le Laser Néodyme à 1.0829 micron.	108
5.2.1	Objectif.	108
5.2.2	La photoinscription des réseaux de Bragg.	108
5.2.3	Dispositif expérimental.	110
5.2.4	Effets de polarisation.	114
5.3	Le Laser Erbium à 1.55 micron.	123
5.3.1	Introduction.	123
5.3.2	Résultats expérimentaux.	123
5.4	Conclusion	131
5.5	Références du chapitre 3.	131
6	Conclusion.	133
annexe A1: introduction des pertes dans le modèle analytique		135
annexe A2: introduction des paires d'ions dans le modèle analytique.		137
Article I		141
Article II		146
Article III		150

Article IV	154
Article V	163
Article VI	168
Article VII	171
Article VIII	175
Article IX	179
Article X	189

