

S

gen 20104132

50376
1995
223

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 Rayonnement Atmosphériques.

par
Sylvain BOJ

Réalisations de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications

Soutenue le 06 octobre 1995 devant la commission d'examen

- | | | |
|-------------------|--|----------------------|
| Jean-Pierre GOURE | Professeur (Saint-Etienne) | Président Rapporteur |
| Michel MONERIE | Ingénieur en chef des télécommunications | Rapporteur |
| Pierre NIAY | Professeur (Lille 1) | Examinateurs |
| Pierre SANSONETTI | Ingénieur ALCATEL | |
| Hervé LEFEVRE | Directeur général adjoint R et D Photonics | |
| Gerald ROOSEN | Directeur de recherches CNRS ORSAY | |



Résumé

Le développement de réseaux de télécommunications par fibres optiques a fait ressortir la nécessité de réaliser des fonctions optiques intégrées dans la fibre.

Nous présentons dans ce mémoire la réalisation de deux filtres sélectifs en fréquence intégrés dans la fibre optique. Le principe de fonctionnement des deux filtres est le suivant. La lumière incidente qui se propage dans le mode fondamental de la fibre rencontre une variation d'indice suivant son axe. La lumière est diffractée et couplée vers le mode contra propagatif ou vers des modes rayonnants.

La première technique permettant de fabriquer les filtres consiste à déposer des couches minces de matériaux diélectriques sur les extrémités polies des fibres. La seconde technique consiste à créer une modulation d'indice périodique dans le coeur de la fibre optique par une méthode d'insolation ultraviolette latérale. Les filtres fabriqués possèdent des caractéristiques sensiblement différentes et sont complémentaires.

Nous présentons des applications de ces filtres dans la réalisation de composants passifs. Nous abordons le problème de la réalisation de composants compensateurs de la dispersion chromatique, de filtres sélectifs en fréquence adaptés aux réseaux multicolores et de filtres dissipateurs sélectifs en fréquence.

Dans le domaine des composants actifs, nous présentons la réalisation de lasers à fibres dopées par des ions de terres rares dont les cavités sont fermées par des miroirs sélectifs en fréquence intégrés dans la fibre.

Mots clés :

- fibre optique
- couches minces
- réseaux de Bragg photoinscrits
- lasers à fibre

Remerciements

Je remercie très sincèrement toutes les personnes qui ont rendu ce travail possible. En premier lieu, je tiens à remercier Michel MONERIE pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et pour le temps qu'il m'a consacré en discussions scientifiques. Je lui sais gré également d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Un très grand merci à Eric DELEVAQUE, ingénieur au département TSO pour avoir su me faire profiter de ses multiples compétences et pour tout le temps consacré à ma formation d'expérimentateur. De même, je tiens à remercier Thierry GEORGES, ingénieur au département TSO pour ses innombrables conseils sur les modélisations effectuées lors de ce travail.

Je suis très reconnaissant au professeur Pierre NIAY pour avoir accepté d'être mon directeur de recherche et pour avoir pu être si présent dans mon travail malgré l'éloignement. Un profond remerciement à toute l'équipe du laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique de l'Université de Lille, et plus particulièrement au professeur Pascal BERNAGE, qui a été pour moi une aide sympathique et efficace.

Je désire saluer de même Francis ALARD et Jean-Claude SIMON ainsi que Didier NEVEUX pour les nombreux conseils sur les problèmes des dépôt de couches minces et Yvan VALIENTE pour son aide précieuse sur les modélisations concernant les couplages entre modes.

Je remercie vivement le professeur J.P. GOURE de l'Université de Saint-Etienne d'avoir accepté de présider au jury de thèse et d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Je remercie de même M. SANSONETTI, ingénieur à ALCATEL ALSTHOM RECHERCHE, M. Hervé LEFEVRE, Directeur Recherche et Développement à PHOTONETICS et M. Gérald ROOSEN, directeur de recherches à l'Institut d'optique théorique et appliquée (ORSAY) d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers les personnes du département TSO du CNET Lannion B pour leurs disponibilités, leurs qualités humaines, scientifiques et techniques.

Pour terminer, je tiens à remercier ma femme, katerina, qui par ses encouragements et par sa patience m'aura aidé à terminer ce travail.

A ma femme, Katerina

PLAN DU MEMOIRE

INTRODUCTION	p.8
CHAPITRE 1 : LA PHOTSENSIBILITE DES FIBRES	p.10
1.1 Introduction	p.10
1.2 la photosensibilité des fibres germanosilicates	p.12
1.2.1 Description synthétique des modèles de la photosensibilité	p.12
1.2.2 Les dynamiques de variations d'indice photoinduites au cours de l'insolation des fibres germanosilicates par une irradiation issue d'un laser à argon ionisé continu dont la fréquence est doublée	p.14
1.2.3 Quelques propriétés des variations d'indice photoinduites par une radiation continue issue d'un laser à argon ionisée dont la fréquence est doublée	p.15
1.2.4 L'hydrogénation des fibres germanosilicates	p.17
1.2.5 Le photochromisme : phénomène perturbateur	p.23
1.3 La photosensibilité des fibres en verre fluoré	p.26
1.3.1 Introduction	p.26
1.3.2 article optics letters	p.30
1.3.3 article electronic letters	p.34
1.4 Conclusion	p.36

Références	p.37
-------------------	------

CHAPITRE 2 : FILTRES SELECTIFS EN FREQUENCE REALISES DANS DES FIBRES OPTIQUES PAR DEPOT DE COUCHES DIELECTRIQUES EN EXTREMITE DE FIBRE OU PAR INSCRIPTION DE RESEAU DE BRAGG	p.41
2.1 Introduction	p.41
2.2 Filtres réalisé par dépôt de couches diélectriques sur une extrémité de fibre	p.43
2.2.1 Calcul de la transmission et de la réflexion spectrale d'un filtre réalisé par dépôt de couches diélectriques	p.43
2.2.2 Principe du calcul de l'épaisseur des couches permettant d'obtenir une loi de réflectivité spectrale fixée à priori	p.45
2.2.3 Les techniques expérimentales de dépôt et de caractérisation des couches	p.46
2.2.4 Exemples de réalisation	p.50
2.3 Inscription de réseaux de Bragg par insolation latérale de fibres photosensibles	p.52
2.3.1 Introduction	p.52
2.3.2 Le modèlesimplifié du réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal	p.54
2.3.3 la technique expérimentale d'inscription	p.57
2.3.4 Exemples de réalisation	p.61
2.4 Comparaison entre les deux filtres sélectifs en fréquence	p.61

2.5 Conclusion	p.65
Références	p.66
CHAPITRE 3 : LES DISPOSITIFS PASSIFS	p.68
3.1 Introduction	p.68
3.2 La compensation de dispersion	p.69
3.2.1 Le problème de la dispersion chromatique	p.69
3.2.2 Le modèle des réseaux à profil d'indice pseudo-sinusoidal	p.71
3.2.3 Un début de solution expérimentale	p.76
3.2.4 Exemples de comparaison entre l'expériences le modèle du réseau à profil d'indice pseudo-sinusoidal	p.80
3.3 les filtres sélectifs en fréquence	p.83
3.3.1 Les filtres dans les réseaux multicolores	p.83
3.3.2 Les réseaux de Bragg et le couplage aux modes du continuum	p.84
<i>Description du problème</i>	p.84
<i>Interprétation du phénomène</i>	p.84
<i>Modélisation</i>	p.88
<i>Résultats et interprétations</i>	p.92

3.3.3 Les solutions théoriques et expérimentales	p.94
<i>La solution théorique</i>	p.94
<i>La solution expérimentale</i>	p.96
<i>Résultats</i>	p.97
<i>Discussion</i>	p.99
3.4 La maintenance des réseaux de distribution optiques	p.101
3.4.1 Les réseaux de Bragg à traits non perpendiculaire à l'axe de la fibre ou le couplage aux modes rayonnants	p.102
<i>Principe du modèle</i>	p.102
<i>Résultats</i>	p.103
<i>Discussion</i>	p.104
3.4.2 Expériences	p.107
<i>L'inscription des réseaux à traits inclinés</i>	p.107
<i>Résultats</i>	p.108
<i>Discussion</i>	p.109
3.5 Conclusion	p.114
Références	p.115

CHAPITRE 4 : LES DISPOSITIFS ACTIFS	p.116
4.1 Introduction	p.116
4.2 Les sources lasers à cavité fermée par des couches minces	p.116
4.2.1 Les lasers à up-conversion	p.117
<i>Le laser erbium émettant une radiation de longueur d'onde égale à 540 nm</i>	p.118
<u><i>La fluorescence par up-conversion des fibres en verre fluoré dopées par des ions d'erbium</i></u>	p.118
<u><i>Expériences</i></u>	p.120
<u><i>Résultats</i></u>	p.120
<u><i>Discussion</i></u>	p.121
<i>Le modèle</i>	p.124
<u><i>Les hypothèses et les équations</i></u>	p.124
<u><i>La détermination des sections efficaces</i></u>	p.128
<u><i>Résultats</i></u>	p.131
<i>Le laser ytterbium-praséodyme à 635 nm</i>	p.133
<u><i>La fluorescence par up-conversion des fibres en verre fluoré dopées par des ions Yb:Pr</i></u>	p.133
<u><i>Expérience</i></u>	p.135
<u><i>Résultats</i></u>	p.136

<i>Discussion</i>	p.136
Conclusion	p.136
4.2.2 Les lasers émettant une radiation dont la longueur d'onde se situe vers deux microns	p.138
Les lasers émettant à 2.05 μm	p.138
<u>La fluorescence des fibres de verre fluoré dopées par des ions Ho:Tm</u>	p.138
<u>Expériences</u>	p.139
<u>Résultats et discussion</u>	p.139
Les lasers accordables dans une bande spectrale centrée à 2 μm	p.141
<u>Expérience</u>	p.141
<u>Résultats et discussion</u>	p.141
4.3 Les sources lasers à cavité fermée par des réseaux de Bragg	p.143
4.3.1 Les lasers à fibre en silice émettant une radiation dont la longueur d'onde se situe vers deux microns	p.143
L'inscription des réseaux de bragg à 2 μm	p.143
<u>Expérience</u>	p.144
<u>résultats et discussion</u>	p.145
Les lasers émettant à 2 μm	p.145

<i>Discussion</i>	p.150
4.3.2 Le laser en fibre de verre fluoré à réseau	p.153
<i>Résultats et discussion</i>	p.154
4.4 Conclusion	p.157
Références	p.159
CONCLUSION	p.162
ANNEXE 1 : LE MODELE DU COUPLAGE AUX MODES DU CONTINUUM	p.164
ANNEXE 2 : RAPPELS SUR LA SPECTROSCOPIE DES IONS DE TERRES RARES DANS LES FIBRES	p.170
A2.1 Notions de spectroscopie des ions de terres rares	p.170
A2.1.1 Les niveaux d'énergie des ions de terres rares	p.170
A2.1.2 Action de la matrice : les transitions radiatives	p.171
A2.1.3 Up-conversion et transfert d'énergie	p.172
A2.2 Le formalisme du milieu amplificateur à fibre	p.173
A2.2.1 Les temps de désexcitation radiatifs et les sections efficaces	p.173
A2.2.2 Les équations aux vitesses	p.175
PUBLICATIONS	p.177

Tableau des fibres utilisées

Références CNET des fibres	Diamètre de coeur en μm	Différence d'indice coeur- gaine	Remarques
ST447	8,5	$5,5 \cdot 10^{-3}$	standart télécom
FPG385	6,5	$7 \cdot 10^{-3}$	coeur dopé par 5% d'oxyde de germanium
FPG492	2,3	$45 \cdot 10^{-3}$	coeur dopé par 30% d'oxyde de germanium
FPG581	8	$5 \cdot 10^{-3}$	gaine photosensible
FPG579	8,5	$4 \cdot 10^{-3}$	gaine photosensible

INTRODUCTION

L'utilisation de l'optique dans les télécommunications résulte d'une série d'avancées technologiques. Il en est ainsi des émetteurs, des supports de transmission et des récepteurs qui forment les composants principaux d'un système moderne de télécommunication optique. Les émetteurs sont constitués par des lasers. Les signaux optiques sont transmis dans des fibres optiques qui servent de support de transmission. Les signaux sont détectés grâce à des diodes à semi-conducteurs. Le développement des communications optiques a également nécessité la mise au point de nombreux autres composants passifs ou actifs réalisés dans les fibres optiques. Des exemples nous sont fournis par les amplificateurs à fibre, les coupleurs, les unidirecteurs optiques qui font aujourd'hui partie intégrante des systèmes.

Les filtres en fréquence s'avèrent indispensables au traitement du signal optique puisqu'ils sont susceptibles d'en modifier les spectres d'amplitude et de phase. A mon entrée au laboratoire RIO/TSO, il m'a donc été demandé de mettre au point des procédés de fabrication de filtres intégrés dans les fibres optiques.

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur deux de ces techniques : le dépôt de couches minces diélectriques sur les faces des fibres et la photoinscription de réseaux permanents d'indice (réseaux de Bragg) dans le coeur des fibres. Il s'est agi de mettre au point les deux procédés de fabrication, de réaliser et de caractériser les filtres qui répondent à des cahiers des charges particuliers et enfin d'en développer des applications.

Le mémoire est organisé de la façon suivante. Nous présentons tout d'abord les principes physiques de base qui régissent ces procédés de fabrication. La technique utilisant les dépôts de couches diélectriques est une technique éprouvée alors que la fabrication des réseaux de Bragg repose sur des mécanismes microscopiques non encore parfaitement élucidés. Compte tenu des implications pratiques de cet état de fait et bien que notre travail se situe en aval de ce sujet d'étude, il nous a semblé important de consacrer le premier chapitre du mémoire à une description synthétique du phénomène de photosensibilité des fibres optiques. Nous présentons également les techniques de

photosensibilisation des fibres utilisées au CNET (hydrogénation ou deutération) ainsi que les premiers résultats obtenus en collaboration avec le laboratoire de photonique de l'Université de Lille concernant la photosensibilisation des fibres de verres fluorés. Le second chapitre du mémoire s'attache à présenter les deux techniques de réalisation de filtres en fréquence intégrés dans la fibre optique. La description de ces filtres est accompagnée d'une présentation des modèles permettant la conception et la caractérisation des filtres. Nous détaillons ensuite les méthodes expérimentales de fabrication.

Les deux chapitres qui suivent sont consacrés à la réalisation de composants passifs et actifs. Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés à trois applications plus particulières des réseaux de Bragg : - la compensation de la dispersion chromatique des fibres, - la fabrication de réseaux de Bragg dont les pertes par couplage vers les modes de gaines sont limités, - la maintenance de réseaux de distribution par fibre optique. Le quatrième chapitre est consacré à la réalisation de lasers à fibres dopées par des ions de terres rares. Ces lasers ont été fabriqués en utilisant l'une ou l'autre des deux techniques décrites dans le second chapitre. Les mécanismes de pompage optique sont présentés avec les résultats expérimentaux obtenus.

CHAPITRE 1 : LA PHOTOSENSIBILITE DES FIBRES

1.1 introduction

L'inscription de réseaux de Bragg dans le coeur d'une fibre optique repose sur le phénomène de photosensibilité. La photosensibilité d'un verre ou d'une fibre optique peut être définie d'un point de vue macroscopique de la façon suivante : l'insolation du verre ou du coeur de la fibre par un rayonnement de longueur d'onde convenable modifie son indice de façon permanente. Cette définition est adoptée, de préférence au terme photoréfractivité, de façon à suivre l'usage retenu dans la communauté scientifique du domaine. La modification d'indice dépend de très nombreux paramètres : nature du matériau constituant le coeur des fibres optiques, conditions d'élaboration et paramètres optogéométriques de la fibre, caractéristiques du rayonnement utilisé pour insoler les fibres. La valeur de la variation maximale d'indice obtenue à saturation permet d'estimer la photosensibilité de la fibre. La première mise en évidence expérimentale du phénomène de photosensibilité a été publiée par K.O. Hill du CRC d'Ottawa [1]. L'insolation longitudinale d'une fibre germanosilicate par le faisceau issu d'un laser à argon ionisé monomode permet de réaliser un réseau de Bragg de longueur d'onde de Bragg égale à celle du laser de pompe. Compte-tenu du fait que la longueur d'onde de Bragg du filtre est imposée et de la faiblesse des variations d'indice obtenues ($\Delta n \approx 10^{-6}$), cette méthode n'avait pas suscité un intérêt important de la part de la communauté scientifique. Trois autres avancées ont permis de faire passer cette découverte de l'échelle du laboratoire à celle de l'industrie. La première avancée a été effectuée en 1989 par G. Meltz et al. (UTRC) [2]. Ces auteurs ont, en effet, montré que l'insolation d'une fibre germanosilicate au moyen d'un laser ultraviolet émettant vers 244 nm est plus efficace que lorsqu'un faisceau visible est utilisé. Le gain en efficacité est de l'ordre de 10^6 [2]. Il devenait ainsi possible d'éclairer latéralement la fibre par un systèmes de franges d'interférences ultraviolettes, afin de créer une variation d'indice du coeur de la fibre, périodique le long de son axe. Le choix de l'interfrange fixe la période du réseau si bien que la longueur d'onde de Bragg peut être choisie dans les fenêtres des télécommunications (0,85 μm , 1,3 μm , 1,55 μm). Cette technique d'écriture s'est, de ce fait, tout de suite imposée. Cependant, il est apparu que si les valeurs maximales des variations d'indice

obtenues dans les fibres germanosilicates fortement dopées étaient suffisantes pour de nombreuses applications [3], la photosensibilité des fibres germanosilicates à usage de télécommunication restait faible ($\Delta n \approx 10^{-4}$). Dans ce contexte, les équipes de recherche s'efforçaient de modifier les processus de fabrication des fibres de façon à en améliorer la photosensibilité. Une étape a été franchie dans ce domaine en 1993 lorsqu'une équipe d'ATT a montré que la photosensibilité des fibres germanosilicates pouvaient être augmentée de deux ordres de grandeur environ à la condition préalable de faire diffuser de l'hydrogène sous haute pression dans le coeur de la fibre [4]. La méthode consiste ensuite à insoler la fibre contenant de l'hydrogène selon un protocole expérimental analogue à celui qui est réalisé dans les fibres non traitées. La troisième avancée est plus récente, elle résulte de nos recherches effectuées en collaboration avec le laboratoire de dynamique moléculaire et photonique de l'Université de Lille. Alors que différents groupes avaient montré que le dopage d'une fibre silicate par de l'oxyde de germanium ne constitue pas une condition nécessaire à l'obtention de la photosensibilité, des essais d'inscription de réseaux dans des verres fluorés s'étaient soldés par des échecs [5]. Les fibres en verre fluoré constituent un milieu amplificateur adapté à l'amplification optique. Nous avons imaginé un procédé de dopage permettant de rendre photosensible ce type de fibres.

Il apparaît donc que le concepteur de réseaux de Bragg dispose maintenant de fibres suffisamment photosensibles pour concevoir et développer des applications de ces réseaux. Il convient dans ce mémoire de faire un exposé synthétique de l'état des connaissances sur les mécanismes de la photosensibilité des fibres et sur ses propriétés de façon à rassembler les éléments dont disposent à l'heure actuelle les utilisateurs de réseaux de Bragg. Il est également nécessaire d'attirer l'attention du lecteur sur le fait qu'en raison de la jeunesse du sujet, certaines questions doivent encore être résolues pour que les réseaux de Bragg puissent être utilisés de façon fiable dans les systèmes de communication. Nous nous proposons tout d'abord d'examiner le cas des fibres germanosilicates non traitées par de l'hydrogène. Nous nous intéressons ensuite à la méthode de photosensibilisation par de l'hydrogène moléculaire en insistant sur ses avantages mais aussi ses inconvénients. Nous traitons ensuite la photosensibilité des fibres en verre fluoré de façon très brève puisque les applications des réseaux dans ces fibres ne constituent pas pour l'instant une priorité de recherche de notre laboratoire.

1.2 La photosensibilité des fibres germanosilicates

Un examen de la littérature scientifique révèle que le spectre des radiations ultraviolettes utilisées pour inscrire des réseaux de Bragg dans les fibres germanosilicates s'étend de 193 nm à 266 nm. Les lasers utilisés fonctionnent en régime pulsé. L'inscription de réseaux a également été réalisée à l'aide de lasers continus à argon ionisé dont la fréquence est doublée au moyen d'un cristal non-linéaire [6]. Nous avons choisi d'utiliser ce type de laser au CNET, si bien que nous limitons notre présentation à la description des mécanismes de la photosensibilité induite par pompage de la fibre par une radiation continue de longueur d'onde 244 nm.

1.2.1 Description synthétique des modèles de la photosensibilité

Bien que les mécanismes microscopiques de la photosensibilité ne soient pas encore complètement clarifiés, des faits expérimentaux bien établis permettent d'émettre des hypothèses raisonnables sur son origine.

Une fibre germanosilicate possède une bande d'absorption ultraviolette située vers 5 eV. L'intensité de cette bande dépend de nombreux paramètres tels que par exemple les conditions d'élaboration de la fibre, la concentration en oxyde de germanium, la présence de codopants. Cette bande provient d'au moins deux types de défauts diamagnétiques correspondant à des lacunes d'oxygène [7]. Sous l'effet du rayonnement de pompe à 244 nm, la bande se blanchit partiellement. Le pompage se traduit également par l'apparition de nouvelles bandes d'absorption localisées dans les domaines ultraviolet et visible. La position et l'intensité de ces bandes dépendent de la nature de la fibre et de la durée de l'insolation [3]. Elles proviennent de défauts créés par l'insolation ultraviolette : des centres colorés. Quelques bandes ont été attribuées à des défauts paramagnétiques bien identifiés [8]. La largeur spectrale des bandes d'absorption induite est importante si bien que l'atténuation spectrale de la fibre peut augmenter de façon significative lors de l'inscription du réseau. L'excès de pertes induites apparaît donc comme un effet perturbateur qui devra être pris en compte par les utilisateurs.

Il apparaît donc que le pompage du matériau modifie profondément la distribution des charges électriques au sein du milieu diélectrique et brise des liaisons covalentes reliant des atomes de la matrice. La nature des liaisons brisées n'est pas encore clairement

établie, certains auteurs privilégient des liaisons Ge-Si [9], d'autres des liaisons Ge-Ge [7], d'autres enfin des liaisons Ge-O. Quel que soit le détail du mécanisme de blanchiment de la bande d'absorption, ces observations expérimentales montrent qu'il faut envisager deux mécanismes généraux non exclusifs de modification de l'indice : un changement de densité du matériau et un changement de polarisabilité du matériau. La forme différentielle de la relation de Lorentz-Lorenz rend compte de ces deux possibilités

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left(\frac{\Delta \alpha'}{\alpha'} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \quad (1-1)$$

Dans (1-1), n représente l'indice du matériau et $\frac{\Delta n}{n}$, $\frac{\Delta \alpha'}{\alpha'}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ les variations relatives de l'indice, de la polarisabilité et de la densité du verre respectivement.

La formation des centres colorés modifie la polarisabilité du milieu et explique donc en partie l'origine de la variation d'indice. Les équations de Kramers-Kronig traduisent la relation biunivoque qui existe entre les variations du coefficient d'absorption du matériau et les variations de son indice de réfraction. Il s'agit du modèle de type Kramers-Kronig. Les mises à l'épreuve du modèle ont été réalisées de la façon suivante. La distribution spectrale de l'excès de pertes est mesurée dans une zone spectrale étendue (typiquement entre 160 nm et 400 nm). La variation d'indice calculée à l'aide des relations de Kramers-Kronig est alors comparée à la variation d'indice mesurée par des méthodes optiques. Ces tests conduisent à des résultats très différents selon les auteurs. En effet, une équipe d'ATT montre que l'excès de pertes créé entre 165 nm et 300 nm dans une fibre de type télécommunication par l'inscription d'un réseau rend compte de la variation d'indice obtenue [10]. Des expériences effectuées à Lille et à Orsay sur des fibres fortement dopées à l'oxyde de germanium ($[\text{GeO}_2] > 11\%$) montrent que d'autres mécanismes doivent être recherchés [11]. Différentes expériences de profilométrie laser [12], de microscopie à champ de force atomique [11] et de microscopie électronique [13] par transmission ont en effet permis d'établir que l'insolation d'un verre germanosilicate par une irradiation à 244 nm provoque une densification du matériau. Par ailleurs, le cœur d'une fibre germanosilicate est le plus souvent en état de contrainte tensile (ces contraintes résultent de la différence qui existe entre les coefficients de dilatation thermique du cœur et de la gaine; elles sont figées dans les verres lors de la trempe). Il est établi expérimentalement

que l'insolation ultraviolette d'une fibre libère partiellement ces contraintes. D'après les lois de Brewster, la libération des contraintes s'accompagne d'une augmentation de l'indice.

En résumé il apparaît que la photosensibilité des fibres germanosilicates met en jeu au moins trois mécanismes distincts : formation de centres colorés, modification de densité, changement d'état de contrainte. La part qui revient à chaque mécanisme dans l'explication de la photosensibilité dépend de la nature de la fibre et des conditions de l'insolation. Il est nécessaire de chercher à établir des lois qui régissent ces mécanismes de façon à disposer d'éléments nécessaires pour effectuer des modélisations permettant de prédire la durée de vie des réseaux photoinscrits.

1.2.2 Les dynamiques de variations d'indice photoinduites au cours de l'insolation des fibres germanosilicates par une irradiation issue d'un laser à argon ionisé continu dont la fréquence est doublée.

L'examen de la littérature scientifique fait apparaître deux situations distinctes.

Dans les fibres à petit coeur, fortement dopées à l'oxyde de germanium, l'évolution de la variation d'indice Δn n'est pas monotone en fonction du temps. Cet effet a été mis en évidence à Lille en collaboration avec notre laboratoire [14]. Un modèle phénoménologique faisant appel à deux types de photosensibilité rend compte de la plupart des observations. Succinctement le modèle suppose que deux processus physico-chimiques produisent en chaque point du coeur de la fibre des variations d'indice de signes contraires. La variation d'indice positive (le type I) se produit rapidement alors que la variation d'indice négative (le type II-A) s'établit selon une dynamique plus lente. La compétition entre les deux variations d'indice se traduit selon la durée de l'insolation par une variation positive ou négative de l'indice du coeur de la fibre.

Dans les autres fibres (fibres de type télécommunication) ou dans les fibres chargées en hydrogène, l'évolution de l'indice est monotone en fonction de la durée de l'insolation. Ainsi H. Patrick et S.L. Gilbert ont montré que la modulation d'indice (mesurée à partir de la réflectivité spectrale des réseaux au cours de leur inscription) suit une loi d'évolution en fonction de la durée de l'insolation conforme à la relation (2) [15].

$$\Delta n(t, I) = \Delta n_0 \cdot t^\alpha \quad \alpha \cong 0,3 \quad (1-2a)$$

$$\Delta n_0 = c \cdot I^{\alpha'} \quad \alpha' \cong 0,49 \text{ pour } 0 < t < 8 \text{ mn} \quad (1-2b)$$

Dans (1-2) α , α' , Δn_0 et c représentent des paramètres de l'ajustement numérique. I désigne l'irradiance (W/cm^2) prise en moyenne le long de l'axe de la fibre. Une loi d'évolution temporelle de l'indice de modulation analogue à la loi (2-a) convient également pour représenter les résultats d'inscription de réseaux dans les lames de préforme germanosilicate [16].

Nous admettrons dans la suite du mémoire que les relations (1-2) décrivent l'évolution temporelle de l'indice de chaque point du coeur de la fibre repéré par sa cote longitudinale z lorsqu'il est insolé par une irradiance $I(z)$.

$$\Delta n(t, I, z) = c \cdot I^{\alpha'}(z) \cdot t^\alpha \quad (1-3)$$

L'origine physique d'une telle loi d'évolution temporelle de l'indice en puissance α n'a pas encore été expliquée. Il faut cependant noter que des lois du type puissance α décrivent également l'évolution temporelle de la concentration en défauts des verres soumis à un rayonnement gamma [17] ou celle du photochromisme.

1.2.3 Quelques propriétés des variations d'indice photoinduites par une radiation continue issue d'un laser à argon ionisé dont la fréquence est doublée

La connaissance de la loi de dépendance spectrale de la variation d'indice photoinduite s'avère importante pour le concepteur qui cherche à inscrire des réseaux accordés à des longueurs d'onde de Bragg très différentes dans une même fibre. En absence de données bibliographiques relative à la photosensibilité induite par laser continu, nous pouvons nous référer à une étude publiée par K.O. Hill [18]. Cette étude montre que la variation d'indice photoinduite par insolation d'une fibre avec un laser pulsé de longueur d'onde de 248 nm n'évolue pas de façon sensible entre 700 nm et 1550 nm. Notons que le modèle de Kramers-Kronig prévoit une évolution de la photosensibilité selon une loi de dépendance spectrale en $1/\lambda^2$. Nous montrons dans la suite du mémoire que nous avons réussi à inscrire des réseaux de Bragg accordés à 2,1 μm dans une fibre germanosilicate dopée par des ions thulium.

L'insolation d'une fibre germanosilicate par un laser ultraviolet produit une variation d'indice différente selon l'état de polarisation de l'onde guidée qui se propage dans la fibre. Cette biréfringence peut s'avérer gênante [19] ou au contraire être mise à profit pour réaliser des filtres particuliers [20]. T. Erdogan a montré que les caractéristiques de la biréfringence induite dépendent de nombreux paramètres : condition d'insolation de la fibre, nature de la fibre, photosensibilisation par de l'hydrogène. Trois effets physiques permettent d'expliquer l'apparition d'une biréfringence : le relâchement anisotrope des contraintes, le dichroïsme de la bande d'absorption située à 5eV, la distribution non uniforme sur la section transversale de la fibre de la variation d'indice photoinduite. Si nous admettons que les conclusions tirées par T. Erdogan et al. [21] à partir d'expériences effectuées avec un laser pulsé peuvent s'appliquer au cas d'insolations réalisées à l'aide d'un laser continu, il apparaît que la biréfringence induite est plus faible dans les fibres hydrogénées que dans les fibres non traitées. Par ailleurs, l'inscription de réseaux avec des faisceaux polarisés linéairement selon la direction \vec{p} provoque une biréfringence plus faible que lorsque les faisceaux sont polarisés selon la direction \vec{s} (perpendiculaire à l'axe de la fibre).

Jusqu'à présent nous avons admis que la variation d'indice photoinduite est indépendante du temps. Bien que des expériences montrent que la modulation d'indice n'évolue pas de façon sensible (1%) pendant plusieurs années à température ambiante, la permanence de la photosensibilité reste à établir. Il s'agit là d'une donnée essentielle pour certaines applications des télécommunications qui nécessitent des stabilités importantes à long terme [22]. Un modèle traitant de cette question a été proposé récemment par T. Erdogan et al. Le modèle suppose que la variation d'indice résulte de la capture d'électrons dans des pièges d'énergies différentes continument distribuées autour d'une énergie moyenne. Cette énergie moyenne constitue la profondeur moyenne de la distribution, elle est désigné par ΔE . La variation d'indice est supposée proportionnelle au nombre d'électrons piégés. Sous l'effet d'une activation thermique, pendant une durée t , les électrons quittent le piège selon une vitesse qui dépend exponentiellement de l'énergie du piège et de l'inverse de la température T . Le point essentiel du modèle consiste à supposer que la décroissance de la variation d'indice résulte de la donnée d'une unique quantité $E_d = kTLn(v_0 t)$. T. Erdogan et al. établissent la relation (1-4) qui régit l'évolution de la variation d'indice au cours du temps :

$$\Delta n(t, T) \cong \frac{1}{1 + \exp\{(E_d - \Delta E) / kT_0\}} \quad (1-4)$$

Dans (1-4), T_0 désigne un paramètre homogène à une température. La relation (1-4) est très importante car elle montre qu'une variation donnée de Δn peut être obtenue par une infinité de couples (t, T) , E_d représentant la quantité définie de façon unique. Cette propriété peut être exploitée afin de « passiver » les réseaux. En effet, le modèle montre qu'après un traitement thermique approprié, la réflectivité spectrale et la longueur d'onde de Bragg des réseaux n'évoluent plus de façon sensible à la température d'utilisation et ceci pendant plusieurs décennies. La validité de ces conclusions a été démontrée de façon indirecte par T. Erdogan sur des réseaux inscrits au moyen d'un laser pulsé sur une fibre particulière dopée par 14% de germanium (en mole). Aucune indication n'est fournie sur la stabilité thermique de réseaux inscrits au moyen d'un laser continu ni sur l'effet de l'hydrogénation préalable des réseaux. Une expérience de destruction thermique isochrone de réseaux effectuée à Lille a cependant permis de comparer les cinétiques de destruction de réseaux (de réflectivité analogue) inscrits soit au moyen d'un laser pulsé, soit au moyen d'un laser continu [23]. Aucune différence notable n'a été mise en évidence dans cette expérience entre le comportement des réseaux inscrits par des lasers continus ou pulsés. Cependant, l'expérience de Lille a été réalisée sur des fibres plus fortement dopées que celle utilisée par T. Erdogan et al. La modélisation des résultats nécessitent de supposer qu'il existe au moins deux distributions de pièges [14]. Les expériences se poursuivent dans les différents laboratoires afin de clarifier cette question.

D'autres propriétés des variations d'indice photoinduites ont été étudiées à Lille avec notre collaboration. Ainsi il a été établi expérimentalement, que les variations d'indice créées au moyen de lasers pulsés ou continus sont très peu sensibles à l'action d'un rayonnement électromagnétique du domaine X ou gamma [24]. Cette conclusion n'est pas modifiée si l'on considère le cas de fibres préalablement traitées par hydrogène [25]. Il apparaît donc que les réseaux de Bragg peuvent être utilisés dans un environnement hostile.

1.2.4 L'hydrogénation des fibres germanosilicates

Différentes méthodes de photosensibilisation des fibres germanosilicates ont été décrites dans la littérature. Certaines méthodes consistent à modifier les conditions usuelles d'élaboration de

la fibre, d'autres au contraire permettent d'agir sur la fibre après fabrication. Dans le laboratoire, nous avons choisi d'utiliser la méthode à l'heure actuelle la plus efficace : la diffusion d'hydrogène moléculaire à haute pression dans le coeur des fibres. Compte-tenu de la jeunesse de la mise au point du procédé le détail des mécanismes de la photosensibilisation n'est pas complètement élucidé. Nous adoptons donc dans ce paragraphe un point de vue pragmatique, en décrivant les effets macroscopiques susceptibles d'intéresser les concepteurs de réseaux.

Les lois de diffusion de l'hydrogène moléculaire dans les fibres ou verre en silice ont fait l'objet d'études approfondies [26,27,28]. Dans nos expériences les fibres sont placées à température ordinaire dans une enceinte contenant de l'hydrogène (ou du deutérium moléculaire sous haute pression) (typiquement 180 bars). Après une durée de séjour de la fibre dans l'enceinte de l'ordre de 15 jours, la concentration en hydrogène du coeur de la fibre se sature. La valeur de ce niveau de saturation a été estimée à 116 ppm/atm par P.J. Lemaire à partir de mesures effectuées par J. Shackelford et al. dans un domaine de pression faible ($P < 1$ atm) (1 ppm d'hydrogène = 10^{-6} mole de H_2 par mole de SiO_2)[4]. Compte-tenu de l'ordre de grandeur des pressions considérées, des auteurs ont étudié la solubilité en fonction de la fugacité du gaz [26]. Les expériences montrent que les solubilités de l'hydrogène et du deutérium sont sensiblement égales. Elles s'expriment en fonction de la fugacité du gaz F (atm) par l'expression (4)

$$c = \frac{k' F V}{1 + k' F} \quad (1-5)$$

Dans (1-5), c désigne la solubilité en molécules/ cm^3 , k' une constante d'équilibre et V un nombre de sites/ cm^3 . A 90° , $k'=1,04 \cdot 10^{-3}/atm$ et $V=1,07 \cdot 10^{21}$ sites/ cm^3 .

Le spectre d'absorption de la fibre dans le domaine ultraviolet vers 5 eV n'est sensiblement pas modifié par un séjour de courte durée dans l'hydrogène [29]. Par contre une bande d'absorption attribuée à la molécule H_2 apparaît vers $1,24 \mu m$. Cette transition interdite dans l'approximation dipolaire pour de l'hydrogène gazeux devient autorisée en matrice [26]. L'atténuation (mesurée à saturation) croit linéairement avec la pression d'hydrogène moléculaire.

D'après Kuwazuru, l'atténuation à $1,24 \mu m$ dépend de la pression d'hydrogène selon la loi :

$$\Delta\alpha = 0,56P_{H_2}e^{\frac{775}{T}} \quad (1-6)$$

α en dB/km pour $0 < P < 1$ atm

La figure I-1 présente des exemples de courbes d'évolution en fonction de l'atténuation à 1,24 μm . Les courbes correspondent à deux situations expérimentales différentes. La courbe correspondant à une croissance de l'atténuation a été obtenue en mesurant l'atténuation de fibres placées dans une enceinte à 180 bars. La fibre utilisée est la fibre de référence CNET FPG385. La fibre est ensuite sortie du conteneur pour mesurer l'atténuation à 1,24 μm . Pour réaliser l'expérience de désorption, la fibre est sortie du conteneur après saturation. L'atténuation à 1,24 μm est alors mesurée jour après jour à 20°C. Les deux courbes ne sont pas symétriques car elles sont caractéristiques de l'évolution de la concentration de H_2 dans le coeur de la fibre. La migration de H_2 est lente de la périphérie au coeur (temps typiquement de migration $\cong a^2/4D$, où a représente le rayon de la fibre et D le coefficient de diffusion $1,22 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$). Une façon d'augmenter la cinétique de diffusion consiste à augmenter la température de l'enceinte dans laquelle la fibre se trouve placée. Cependant la température de l'enceinte ne doit pas être trop élevée car la concentration à saturation en hydrogène diminue lorsque la température augmente. La solubilité de l'hydrogène évolue en effet comme $\exp(1042/T)$ et se trouve donc divisée par un facteur 2 à 100°. Par ailleurs, une élévation de température de la fibre au dessus de l'ambiante accélère des réactions chimiques irréversibles entre l'hydrogène et les atomes de la matrice vitreuse. Ces réactions chimiques modifient le spectre de transmission de la fibre dans l'ultraviolet (bandes non identifiées) et dans l'infrarouge (en particulier formation d'un pic attribué à Si-OH vers 1,39 μm et Ge-OH à 1,41 μm). Les insulations de fibres hydrogénées sont réalisées de façon analogue à celles des fibres non traitées. Les cinétiques de variation d'indice et les valeurs à saturation des variations d'indice qu'il est possible d'atteindre dépendent de la nature de la fibre, de la concentration en oxyde de germanium de son coeur et de la pression d'hydrogène utilisée pour photosensibiliser les fibres. La figure I-2 illustre l'intérêt de la méthode de photosensibilisation. Elle présente la variation d'indice obtenue lors de l'inscription d'un réseau dans une fibre non hydrogénée et dans une fibre hydrogénée en fonction du temps d'insolation. Pour cette expérience, la fibre utilisée est une fibre de référence CNET FPG385. L'irradiance du spot ultraviolet incident sur la

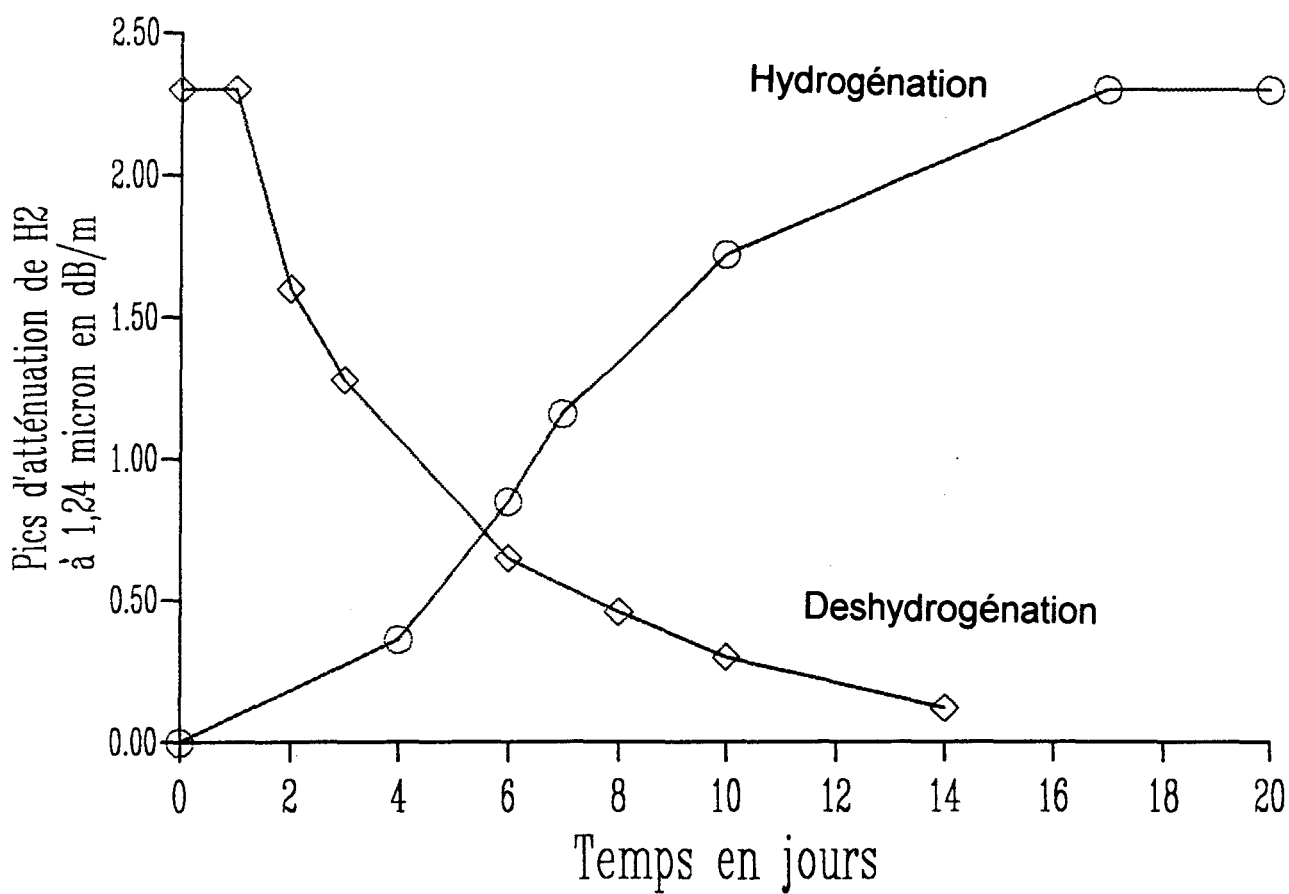


Figure I-1 : Evolution de l'atténuation à 1,24 μm en fonction du temps (à 180 bars)

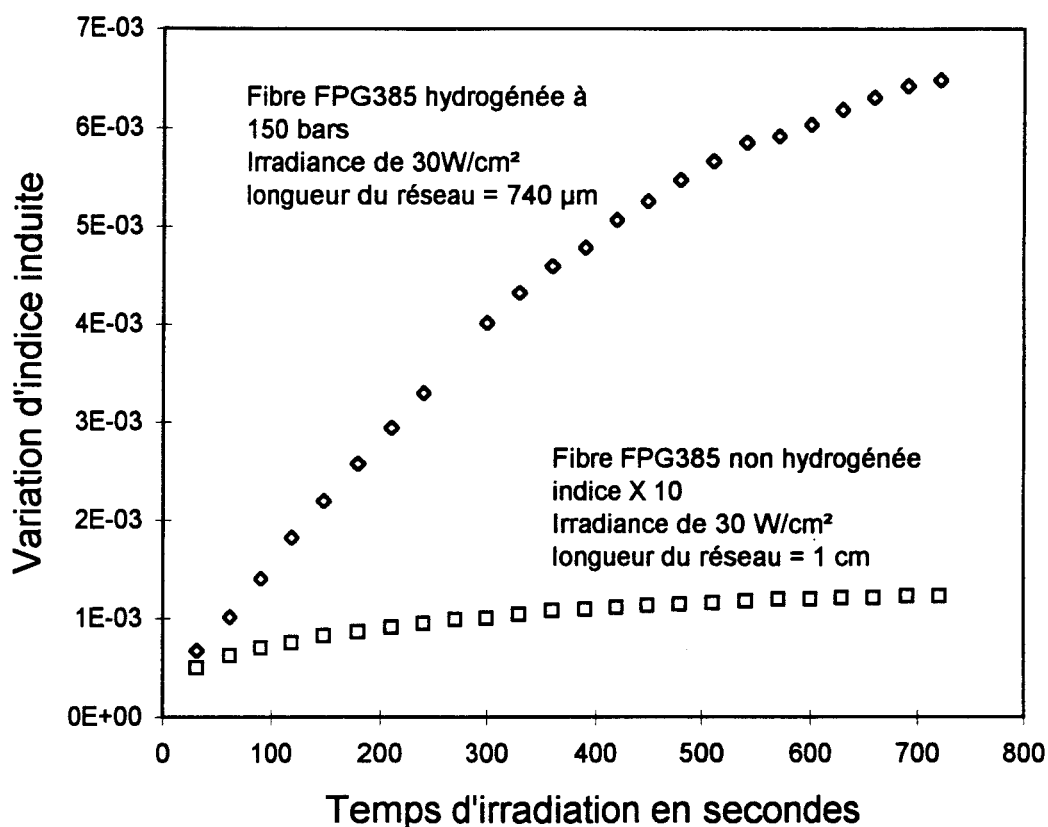


Figure I-2 : Evolution de la modulation d'indice en fonction du temps d'insolation dans une fibre hydrogénée et une fibre non traitée sous une irradiance de 30 W/cm². La longueur du réseau dont la réflectance a été mesurée pour estimer la modulation d'indice est fournie à titre informatif.

fibres est estimée à environ 30 W/cm². La variation d'indice est déterminée à partir du spectre de transmission des réseaux mesuré durant l'inscription. L'atténuation à la longueur d'onde de Bragg permet de connaître la réflectivité du réseau. L'absorption résultant du photochromisme, à la longueur d'onde de Bragg, est supposée négligeable comparée à l'atténuation due au réseau. Connaissant la réflectivité, la variation d'indice est calculée par la relation (1-7) (chapitre 2)

$$\Delta n = \frac{\lambda_B}{\Gamma L \pi} \cdot \text{ath}(\sqrt{R}) \quad (1-7)$$

Dans (1-7), R représente la réflectivité du réseau, Γ le facteur de recouvrement entre le mode guidé et le cœur de la fibre dans lequel le réseau est inscrit, λ_B la longueur d'onde de Bragg du réseau et L la longueur du réseau. Les courbes de la figure 1-2 montrent que la variation d'indice commence à se saturer vers $6,5 \cdot 10^{-3}$ dans la fibre hydrogénée. Une valeur à saturation égale à $1,2 \cdot 10^{-4}$ est observée dans la même fibre non hydrogénée. La différence importante observée entre les variations d'indice obtenues dans la fibre hydrogénée et dans la fibre non hydrogénée se traduit par le fait qu'il est difficile d'inscrire des réseaux de même longueur pour réaliser ces expériences. En effet, la variation d'indice induite obtenue dans la fibre non hydrogénée est trop faible pour être observée en inscrivant un réseau de près d'un millimètre de long ($R \approx 2\%$); de même, la variation d'indice induite obtenue dans la fibre hydrogénée est trop forte pour permettre l'observation de la saturation de la variation d'indice sur un réseau d'un centimètre de long car nous montrons dans le chapitre 2 que dans ce cas c'est la réflectivité du réseau qui se sature à sa valeur maximale égale à 1.

D'après P.J. Lemaire et al., l'augmentation de la photosensibilité provient du fait que dans les fibres hydrogénées à haute pression, la plupart des liaisons reliant un atome de germanium à un autre atome sont brisées par l'insolation. Dans les fibres non traitées, seule est brisée une partie des liaisons reliant les atomes de germanium mis en jeu dans les lacunes neutres d'oxygène (c'est-à-dire environ 10^{-4} de tous les atomes de germanium). Des expériences récentes effectuées dans différents laboratoires ont cependant montré que la présence de germanium ne constitue pas une condition nécessaire à la photosensibilisation des fibres par de l'hydrogène [30].

1.2.5 Le photochromisme : phénomène perturbateur?

Nous avons signalé dans le paragraphe 1.2.1 que l'insolation d'une fibre germanosilicate se traduit par la production de centres colorés. Il convient donc d'examiner si ce phénomène ne produit pas un excès de pertes significatif dans le domaine spectral d'utilisation de la fibre et plus précisément dans les fenêtres des communications optiques ($1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$). Deux situations doivent être distinguées : - l'inscription de réseaux dans les fibres non traitées, - dans les fibres hydrogénées.

Dans le premier cas, l'excès de pertes dans l'infrarouge provient des ailes des bandes d'absorption créées par l'insolation dans les domaines visible et ultraviolet. En raison du blanchiment partiel de certaines de ces bandes par le faisceau pompe utilisé pour inscrire le réseau, l'absorption induite diminue avec la durée de l'insolation. Le niveau final d'excès de pertes dépend de la nature de la fibre, de la longueur de fibre insolée (donc du nombre de réseaux inscrits dans la fibre) et des conditions d'inscription des réseaux. La figure I-3 représente l'atténuation spectrale d'une fibre ayant subi une irradiation uniforme sur 10 cm. La fibre n'a pas subi de traitement. L'irradiance était égale à $10\text{W}/\text{cm}^2$ et le temps de pose à 15 mn. Après l'irradiation, l'atténuation spectrale de la fibre a été mesurée au moyen d'un banc de mesure calibré. La zone explorée s'étend de $1,1 \mu\text{m}$ à $1,6 \mu\text{m}$. Le fond d'atténuation de 0,2 dB correspond aux incertitudes dues aux clivages de la fibre. Aucun pic d'absorption n'est mesurable. Il est donc difficile dans ces conditions d'estimer de façon précise l'atténuation provoquée par le photochromisme. La figure I-3 montre cependant que l'atténuation provoquée par l'absorption induite reste inférieure à 0,01 dB/cm.

Le cas des fibres photosensibilisées par de l'hydrogène se révèle plus compliqué. En effet, l'insolation de la fibre se traduit par la création de bandes d'absorption ultraviolettes plus intenses que lorsque la fibre n'est pas traitée, mais aussi, par la formation de deux bandes d'absorption non résolues centrées respectivement à $1,39 \mu\text{m}$ et à $1,41 \mu\text{m}$. Ces bandes infrarouges correspondent à des bandes « première harmonique » de la vibration fondamentale de liaisons OH attachées à des sites silicium ou germanium. La figure I-4 montre l'atténuation spectrale d'une fibre FPG385 insolée uniformément sur 10 cm avec une irradiance égale à $10 \text{W}/\text{cm}^2$. La fibre a été photosensibilisée par un séjour de 15 jours dans une enceinte contenant de l'hydrogène sous 150 bars. Le spectre présente deux pics d'absorption centrés à $1,39$ et $1,41 \mu\text{m}$. L'absorption correspondant à ces pics est égale à environ 2

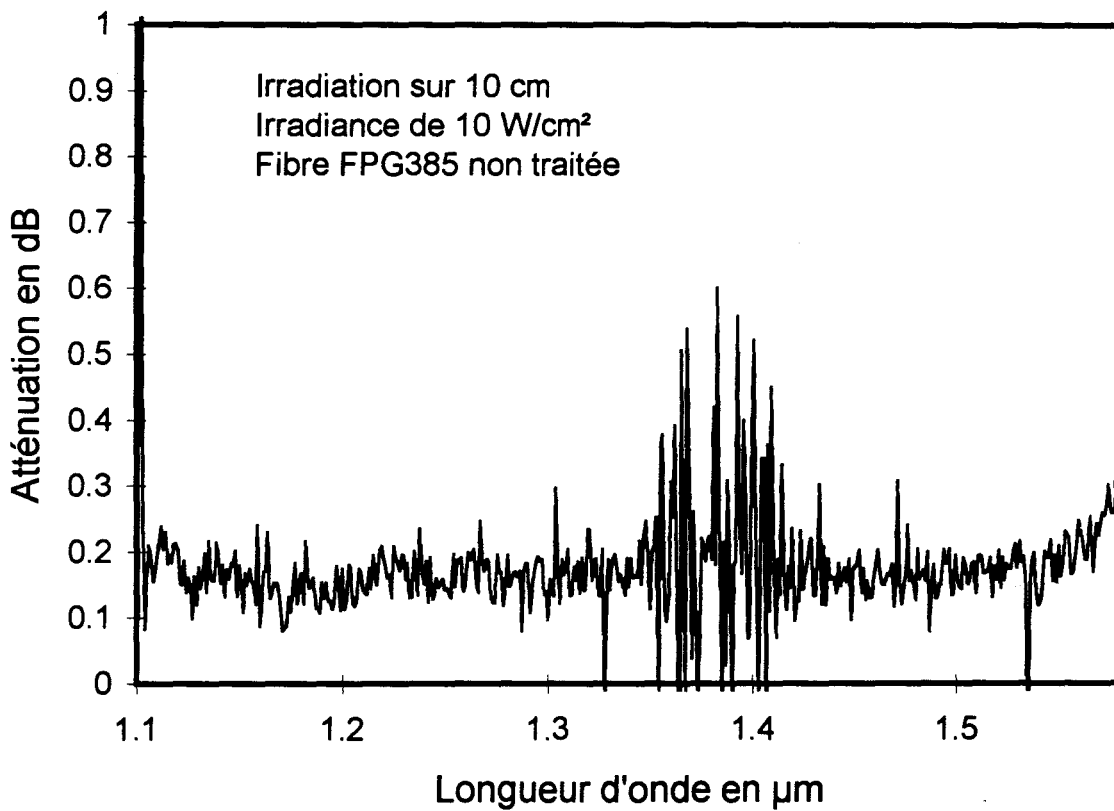


Figure I-3 : Atténuation spectrale d'une fibre (FPG385) irradiée sur une longueur de 10 cm (fibre non traitée, irradiance de 10 W/cm², temps d'irradiation de 15 mn)

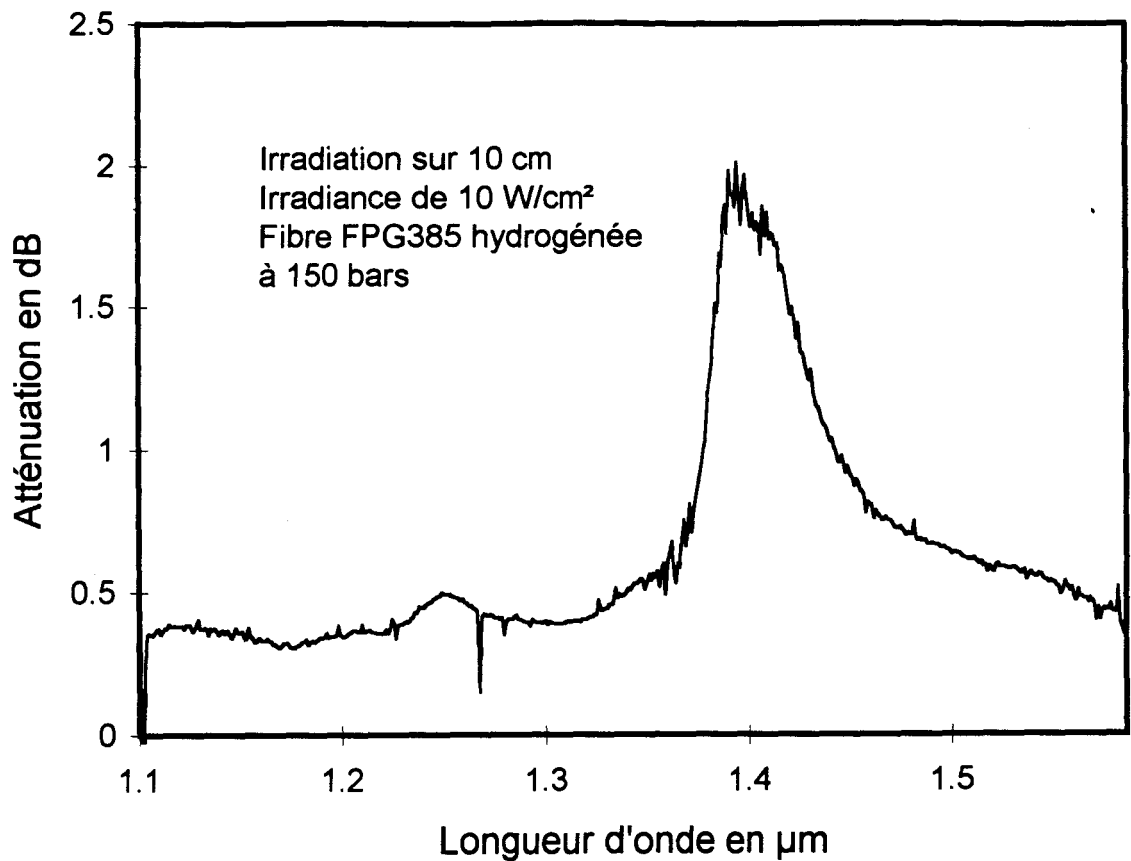


Figure I-4 : Atténuation spectrale d'une fibre (FPG385) irradiée sur une longueur de 10 cm (fibre hydrogénée à 150 bars, irradiance de 10 W/cm², temps d'irradiation de 15 mn)

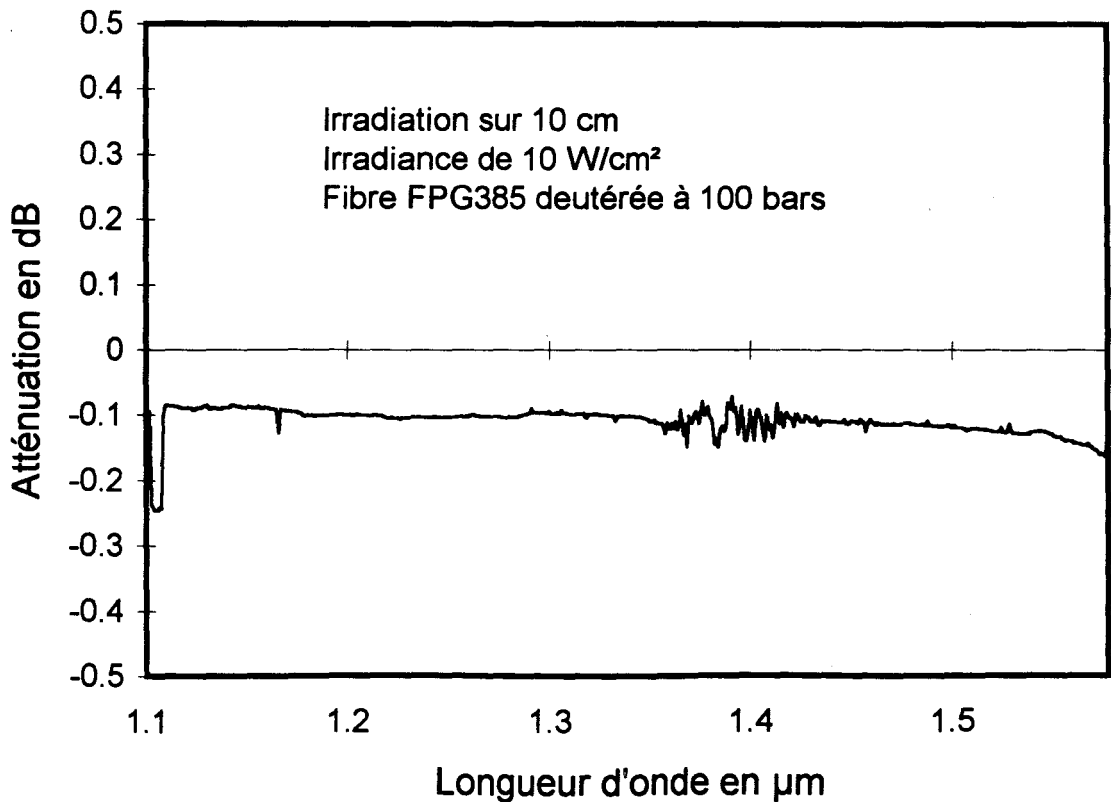


Figure I-5 : Atténuation spectrale d'une fibre (FPG385) irradiée sur une longueur de 6 cm (fibre deutérée à 100 bars, irradiance de 10 W/cm², temps d'irradiation de 15 mn)

dB. En raison de la largeur spectrale importante des bandes infrarouges (largeur à mi-hauteur du pic à $1,41 \mu\text{m}$ supérieure à 50 nm), la création de liaisons OH peut s'avérer très gênante pour certaines applications. Une solution a été proposée par P.J. Lemaire pour pallier cet inconvénient [4]. La méthode proposée consiste non plus à hydrogéner les fibres mais à les deutérer sous haute pression. La solubilité du deutérium moléculaire dans la silice et les propriétés chimiques du deutérium moléculaire sont identiques aux propriétés correspondantes de l'hydrogène moléculaire. L'insolation de la fibre crée des liaisons OD dont la bande de vibration infrarouge « première harmonique » est centrée vers $1,96 \mu\text{m}$. Le pic de cette bande d'absorption se trouve donc très éloigné des régions spectrales utiles pour les communications optiques. La figure 1-5 représente l'atténuation spectrale de la fibre FPG385 irradiée uniformément sur 10 cm . L'irradiance est égale à 10 W/cm^2 et la durée d'insolation à 15 mn . La fibre a été photosensibilisée par un séjour de 15 jours dans une enceinte contenant du deutérium sous 100 bars . L'atténuation induite vers $1,6 \mu\text{m}$ se situe en dessous de la sensibilité de mesure ($0,01 \text{ dB}$). le fond d'atténuation est ici négatif ($-0,1 \text{ dB}$) ce qui montre bien qu'il s'agit de l'incertitude due au clivage de la fibre.

A notre connaissance, aucune étude comparant les photosensibilités de fibres deutérées ou hydrogénées n'a été publiée. Si nous supposons que le modèle de Kramers-Kronig rend compte des variations d'indice photoinduites et si nous admettons également que les variations d'indice proviennent principalement des contributions apportées par l'excès de pertes induites dans l'ultraviolet, nous pouvons prédire que les efficacités de photosensibilisation par H_2 et par D_2 sont comparables. Les bandes d'absorption ultraviolettes ont en effet une origine électronique et semblent à priori peu sensibles aux substitutions isotopiques. Il semble cependant utile de procéder à des mesures précises afin de vérifier ces différentes hypothèses.

1.3 La photosensibilité des fibres en verre fluoré

1.3.1 Introduction

Les fibres de verres fluorés sont élaborées selon des techniques verrières à partir de fluorures d'éléments lourds. Ainsi, par exemple, les fibres en verre désigné sous l'acronyme ZBLALi sont composées de ZrF_4 , BaF_2 , LaF_3 , AlF_3 et LiF . Par ailleurs des films minces de verres

fluorés peuvent être déposés sur différents substrats par des méthodes de déposition en phase vapeur, ce qui permet de réaliser des guides planaires. Les verres fluorés offrent un ensemble de propriétés intéressantes. Leur domaine de transparence dans l'infrarouge est plus étendue que celui des silicates. Ils peuvent être dopés par des ions de terre rare selon des concentrations qui peuvent atteindre quelques pour cent. L'énergie maximale des phonons est plus faible dans les verres fluorés (typiquement 580 cm^{-1} pour un verre de ZBLALi) que dans les verres silicates (1100 cm^{-1}). En conséquence les probabilités de désexcitation non radiative d'états excités d'ions de terres rares dans la matrice vitreuse, sont plus faibles dans les verres fluorés que dans les verres silicates (ces transitions mettent en jeu l'excitation de phonons). De ce fait, de nombreuses transitions radiatives peuvent être observées lors du pompage optique d'ions de terre rare dopant la matrice fluorée. Ces propriétés ont été exploitées pour fabriquer des lasers à fibre dont l'émission se situe dans les domaines visible (lasers à up-conversion) et infrarouge , mais aussi des amplificateurs optiques dont les bandes d'amplification correspondent aux fenêtres des télécommunications. Nous invitons le lecteur soucieux d'acquérir des renseignements complémentaires sur ces sujets à se référer à des articles de revue récents [31].

Avant nos expériences, aucune référence ne faisait, à notre connaissance, mention d'expériences démontrant la photosensibilité de fibres ou verres fluorés. Cependant, des expériences effectuées par le groupe de R.C. Powell de l'Université d'Oklahoma [5] avaient ouvert la voie à la solution de ce problème. Ce groupe s'intéressait à la production d'hologrammes permanents et épais dans les verres de composition variée (silicate ou phosphate). Les verres étaient dopés par des ions de terre rare (Pr^{3+} , Eu^{3+}). Un pompage optique effectué dans le domaine visible en résonance sur des transitions (4f-4f) convenablement choisies de l'ion permet d'obtenir une variation d'indice permanente. La photosensibilité des verres a été interprétée par cette équipe comme provenant d'un changement structural provoqué par des relaxations non radiatives. La désexcitation des phonons apportait l'énergie d'activation nécessaire à ce processus. Ces expériences ont été poursuivies par une équipe du Naval Research Lab [32]. Ce groupe a montré que la photosensibilité des verres s'accompagne d'un phénomène de photochromisme qui témoigne d'une redistribution de charges sous l'effet de l'insolation. Dans un premier article G.M. Williams et al. attribuent donc la photosensibilité au changement de polarisabilité du milieu qui résulte de la photoionisation des ions de

terres rares. Par ailleurs, un groupe d'ATT [33] a montré expérimentalement que le modèle de photosensibilité proposé initialement par R.G. Powell n'est pas pertinent. Dans un article plus récent G.M. Williams et al. [34] ont montré que les ions de terres rares ne jouent en fait qu'un rôle catalytique et que probablement des ions d'oxygène voisins piègent un trou en libérant un électron. Quels que soient les détails exacts des mécanismes il apparaît que la photosensibilité des verres silicates créée par pompage des transitions visibles des ions de terres rares résulte de phénomènes de transferts de charges entre des donneurs et des accepteurs. Un autre procédé d'obtention de la photosensibilité consiste à insoler la fibre par une radiation du domaine ultraviolet accordée sur une résonance $4f \rightarrow 5d$ des ions de terres rares insérés dans la matrice vitreuse. Ainsi, de façon indépendante M.M. Broer et al. [35] et L. Dong et al. [36] ont montré que l'insolation de fibres silicates par des radiations de longueur d'onde égale à 290 nm produit une photosensibilité suffisante pour inscrire des réseaux de Bragg dans la fibre. Là encore, l'insolation induit du photochromisme ce qui révèle des mécanismes de transfert de charges. Partant de ces observations, nous avons décidé d'insérer des ions Ce^{3+} dans des verres fluorés afin de les rendre photosensibles. Ces études ont été réalisées en collaboration étroite avec l'Université de Lille. Le choix de l'ion cérium nous a été suggéré par une observation publiée par G.J. Pogatshnik et D.S. Hamilton [37]. Ces auteurs se sont intéressés à des cristaux de fluorure de calcium dopés par des ions Ce^{3+} . L'insolation de ces cristaux par une radiation issue d'un laser émettant à 308 nm (en résonance sur une transition $4f \rightarrow 5d$ de l'ion Ce^{3+}) provoque un phénomène de photochromisme attribué à une photoionisation de l'ion. Il nous a donc semblé judicieux de doper les fibres en verre fluoré fabriquées au CNET par des ions Ce^{3+} . Ce concept s'est avéré fructueux puisque nous avons montré que de telles fibres sont photosensibles. Nous présentons l'ensemble des travaux effectués avec le groupe photonique de l'Université de Lille sous la forme de deux articles parus dans *Electronic Letters* et dans *Optics Letters*.

1.3.2 article optics letters

Ultraviolet-induced permanent Bragg gratings in cerium-doped ZBLAN glasses or optical fibers

T. Taunay, P. Niay, P. Bernage, and E. X. Xie

Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, Université des Sciences et Technologies de Lille, UFR de Physique, Bâtiment P5, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

H. Poignant, S. Boj, E. Delevaque, and M. Monerie

France Télécom CNET-Lannion, Laboratoire RIO/TSO, Route de Trégastel, 22301 Lannion Cedex, France

Received March 17, 1994

A holographic method was used to write refractive-index gratings in ZBLAN fluorozirconate glasses or fibers doped by a Ce concentration of 5000 or 10,000 parts-in- 10^6 weight. Direct pumping of the $^2F_{5/2} - 5d$ transitions of Ce^{3+} ions near 245 nm resulted in a change in the refractive index. The photoinduced change partly recovered on a time scale of several hours at room temperature. The remaining change in the refractive index looked stable on a time scale of a month. This permanent change reaches 2×10^{-5} at 1560 nm.

The discovery of fluorozirconate glasses at the University of Rennes, France, and the fabrication of stable compositions for fibers paved the way for a new class of passive or active fiber components.¹ The ZBLAN composition (ZrF₄, BaF₂, LaF₃, AlF₃, NaF) is the most stable representative of the fluorozirconate glasses and has more promising properties than silica-based glasses as a host material for fiber laser applications.² For example, the fluorescence of rare-earth ions in ZBLAN glasses exhibits several bands that are not observed in silicates. Since the first lasing in a multimode Nd³⁺-doped ZBLAN fluorozirconate fiber reported by Brierley and France,³ significant progress has been demonstrated.⁴⁻⁶ However, unlike for germanosilicate fiber lasers that use intracore photowritten Bragg gratings for cavity feedback, tunable narrowlinewidth operation of these ZBLAN fiber lasers usually used unoptimized cavities. Indeed, the important enhancements to silicate fiber technology provided by Bragg-grating photoinscription were not available, until now, for ZBLAN fiber applications.

Here we report what is to our knowledge the first observation of laser-induced superimposed transient and permanent gratings in Ce-doped ZBLAN glass plates or fibers. The glasses that we used in these experiments are of classical ZBLAN composition with a Ce concentration ranging from 5000 parts-in- 10^6 (ppm) to 10,000 ppm weight. The corresponding permanent index changes approach 2×10^{-5} .

Figure 1 shows the room-temperature UV absorption spectra of two ZBLAN glass samples. One sample was a 75- μ m-thick plate (labeled A) doped by a 10,000-ppm Ce concentration. The other sample was a 100- μ m-thick plate (labeled B) doped by a 5000-ppm Ce concentration. Spectra were recorded with a resolution of approximately 4 nm. They are dominated by a strong absorption band that peaks near 245 nm and exhibits a shoulder near 235 nm. The optical density of plate A is higher than that of plate

B. This shows that the absorption bands are relevant to Ce doping. More precisely, we think that they can be identified as those of the $^2F_{5/2} \rightarrow 5d$ transition of Ce^{3+} ions. Indeed, infrared absorption measurements ZBLAN glasses doped by a similar Ce concentration revealed strong absorption bands near 4.5 μ m that were identified as those of the $^2F_{5/2} - ^2F_{7/2}$ transitions of the Ce^{3+} ions.⁸ This does not exclude the possibility of absorption bands connected with the presence of Ce^{4+} ions. However, this is unlikely because, as pointed out in Ref. 8, the most stable state for all lanthanide ions in ZBLAN glasses is the tripositive form and, accordingly, no evidence for Ce^{4+} ions could be found in these glasses.

We used conventional holographic interferometry to write Bragg gratings in the ZBLAN glasses or in ZBLAN fibers.⁹ Details of the way we write the gratings are given in Ref. 10. All the inscriptions were performed at room temperature. We tuned the wavelength of the pulsed UV pump laser

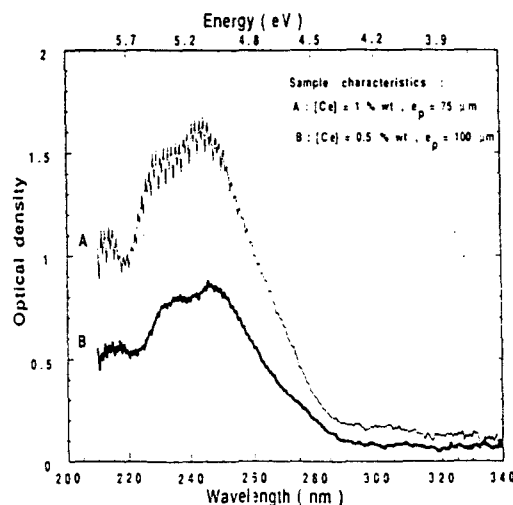


Fig. 1. UV absorption spectra of two Ce-doped ZBLAN plates.

near 246 nm to achieve one photon excitation of the $^2F_{5/2}-5d$ transition of Ce^{3+} .

The inscription of the gratings within the ZBLAN plates was checked a few minutes after the end of the inscription. Each grating was probed by a 4-mW He-Ne beam that impinged upon the ZBLAN plate at the angle of incidence θ_e (the angle of incidence, defined in air). We focused the He-Ne probe beam, which was linearly polarized perpendicularly to the plane of incidence, onto the grating by a cylindrical lens to match its size to that of the UV pump beam spot. The maximum scattered signal beam was obtained at the Bragg condition for the incident probe beam:

$$\sin \theta_e^{\max} = \lambda / 2\Lambda. \quad (1)$$

In Eq. (1) $\lambda \approx 633$ nm is the He-Ne laser wavelength and Λ is the period of the grating. In the present experiments, Λ was fixed at $1 \mu\text{m}$ ($\theta_e^{\max} \approx 18^\circ 15'$). A photomultiplier tube was used to detect the signal, and the output was processed by a lock-in amplifier before it was read out on a chart recorder. The diffraction efficiency η is defined by

$$\eta = I_1 / I_0, \quad (2)$$

where I_0 is the probe signal impinging upon the plate and I_1 is the diffracted signal.

Inspection of the evolution with time of the diffraction efficiencies of all the Bragg gratings showed that the physical processes of the photoinscription, at least, can be placed into two categories. The first is that of a transient grating with a slow decay time (typically 4–5 h), and the second is that of a permanent grating. Indeed, the grating diffraction efficiency did not decay back to zero but rather stayed at a constant level representing $\approx 70\%$ of the initial efficiency. This observation was confirmed by further measurements performed over periods of days (30 days) after the end of the inscription. After the slow decay, no further significant drop in the grating efficiency could be observed to within the accuracy of the measurements, $\pm 10\%$. In Table 1 we list typical parameters used when we write gratings, and we give the resulting permanent diffraction efficiencies. To estimate the amplitude of the refractive-index variation (Δn in Table 1), we assume that exposure of the ZBLAN plate to the UV fringe pattern produces a variation only in the refractive index, which is perfectly sinusoidal of period Λ along the grating wave vector:

$$\Delta n(z) = \Delta n \left(1 + \frac{\cos 2\pi z}{\Lambda} \right), \quad 0 \leq x \leq e. \quad (3)$$

We deduce Δn from¹¹

$$\eta = \frac{I_1}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n e}{\lambda \cos \theta_i} \right), \quad n \sin \theta_i = \sin \theta_e^{\max}, \quad (4)$$

where e is the thickness of the plate and $n \approx 1.5$ is the refractive index of the ZBLAN glass. Table 1 shows

that Δn reached a maximum value of 1.7×10^{-5} when the pump wavelength was tuned near 245 nm.

To assess the permanency of the gratings further, we performed a 30-min isochronal annealing experiment using grating 4 of Table 1. In this experiment, the temperature of the plate was raised step by step ($\Delta T = 25^\circ\text{C}$). After the step during which the temperature of the plate was kept at $T \pm 5^\circ\text{C}$ for 30 min, the temperature of the plate was reduced and kept at room temperature for 30 min so the grating diffraction efficiency could be measured. After the step $T = 200^\circ\text{C}$, the diffraction efficiency was reduced only by a factor of 3 compared with the initial value ($\eta = 2.2 \times 10^{-5}$). We also measured the angular selectivity $\Delta \theta_e$ of a permanent grating (grating 3 in Table 1) from the angular deviation in diffraction efficiency with respect to the Bragg angle θ_e^{\max} . The FWHM measured value $\Delta \theta_e \approx 65' \pm 5'$ corresponds to an effective grating thickness of $\approx 82 \mu\text{m}$.

Afterward we wrote gratings in ZBLAN fibers doped by a Ce concentration of 10,000 ppm weight. The ZBLAN fibers, which were manufactured by the CNET laboratory in Lannion, France, had a core diameter of $5 \mu\text{m}$ and a cutoff wavelength for the LP_{11} mode of $\approx 1.35 \mu\text{m}$. To monitor the reflectance of the grating in the course of its inscription, we followed a method described by Kashyap *et al.*¹² A superluminescent Er^{3+} -doped fiber, with a center wavelength of 1555 nm, was used as the probe beam. The spectrum of the reflected probe light was analyzed near the Bragg wavelength ($\lambda_B \approx 1560$ nm) by a high-resolution spectrometer ($\Delta \lambda / \lambda = 120,000$). Figure 2 shows the growth of the grating reflectance as a function of time. The experimental conditions are displayed in the figure caption. After 1×10^5 pulses, the reflectance began to saturate slightly. After 2.3×10^5 pulses, no further significant change in reflectivity could be recorded. Then the irradiation by the UV fringe pattern was stopped. A fast decrease of 20% in the grating reflectance was observed on a time scale of 5 min. This was followed by a slower decrease of reflectivity, which saturated after few hours. The latter behavior typically reproduces that observed when the efficiency of a grating written within a plate is monitored. One can see that no significant spectral shift in the resonance wavelength of the Bragg grating could be detected during the inscription of the grating to within the accuracy of our measurement (± 0.04 nm). The re-

Table 1. Typical Results Obtained One Month after Bragg Gratings Were Written on a 100- μm -Thick Plate by 2×10^5 Pulses^a

Gratings	λ_p (nm)	Fluence per Pulse (mJ/cm ²)	Diffraction Efficiency ($\eta = I_1/I_0$)	Index Change Δn
1	235	240	1.4×10^{-5}	0.7×10^{-5}
2	240	240	5.7×10^{-5}	1.5×10^{-5}
3	244	230	7.3×10^{-5}	1.7×10^{-5}
4	246	280	6.9×10^{-5}	1.6×10^{-5}
5	250	570	2.3×10^{-5}	0.9×10^{-5}

^aThe ZBLAN glass is doped with a Ce concentration of 5000 ppm weight.

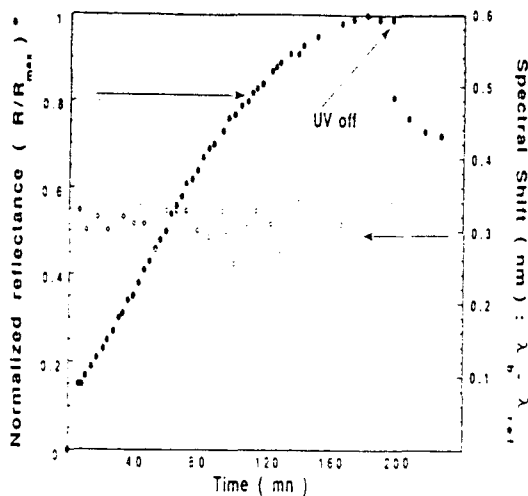


Fig. 2. Evolution of spectral characteristics (reflectance, Bragg wavelength) of a grating as a function of time in the course of its inscription in a ZBLAN fiber ($\lambda_p = 246$ nm, fluence per pulse 130 mJ/cm², frequency rate 20 Hz, length of the grating 10.3 mm, Bragg wavelength 1560 nm, the fiber is doped by a Ce concentration of $10,000$ ppm). The spectral shift corresponds to the wavelength difference between the Bragg wavelength and a reference wavelength.

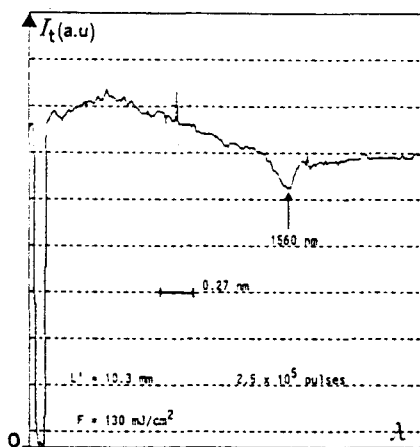


Fig. 3. Transmission spectrum of a grating written by 2.5×10^5 pulses at 130 mJ/cm² in a ZBLAN fiber. The grating length is 10.3 mm. The spectrum was recorded one day after the end of the inscription of the grating.

reflectances of the permanent gratings were estimated from fiber transmission spectra recorded a few days after the grating inscription. Figure 3 shows the transmittance spectrum of the grating whose growth is represented in Fig. 2. With the assumption that $R + T = 1$ (R and T are the peak reflectance and the peak transmittance of the grating, respectively), Fig. 3 shows that $R \approx 0.1$. Assuming that the refractive index variation follows relation (3), R is

$$R = \tanh^2 \left[\frac{\pi \Delta n \eta(V) L'}{\lambda_B} \right], \quad (5)$$

where $\eta(V) \approx 0.8$ is the fraction of the single-mode intensity contained in the core. Thus the permanent refractive-index variation $\Delta n \approx 2 \times 10^{-5}$ exhibits the same order of magnitude as those of Table 1.

The mechanisms that form the grating remain under investigation. All we can say is that the direct excitation of the $^2F_{5/2} - 5d$ transition did not result in the creation of permanent induced loss or in the bleaching of an absorption band (spectral range of analysis, $200 - 400$ nm). Indeed, the absorption spectrum of a $100\text{-}\mu\text{m}$ -thick ZBLAN plate was recorded 10 s after the end of the irradiation of the sample by 10^5 pulses at a fluence per pulse of 250 mJ/cm². No significant difference could be observed between the spectra of the sample recorded before and after the irradiation (accuracy of the measurement, ± 5 cm⁻¹). This observation is different from that reported by Broer *et al.*¹³ and Dong *et al.*¹⁴ when the same transition of Ce³⁺ ions in aluminosilicate fibers was pumped. Accordingly, the creation of color centers that lead to the modification of absorption spectra in the analyzed spectral range and thus to a variation in the refractive index cannot be put forward to explain our observation of a permanent change of 2×10^{-5} in the refractive index.

In conclusion, we have generated transient and permanent Bragg gratings in Ce-doped ZBLAN fluorozirconate glasses and fibers at room temperature. The corresponding permanent change in the refractive index is roughly 2×10^{-5} at 1560 nm. Although further improvements are expected with increased Ce concentration, it is already possible to get high reflectance when writing long gratings, for example, by using a phase mask inscription method.

This work is supported by DRET contract 92147 and CNET contracts 93 8B006 and 93 1B. The authors acknowledge the contributions of M. Le Guillou and M. Le Marechal to sample preparation.

References

1. M. Poulain, M. Poulain, and J. Lucas, *Mat. Res. Bull.* **10**, 243 (1975).
2. P. W. France and M. C. Brierley, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **1171**, 65 (1989).
3. M. C. Brierley and P. W. France, *Electron. Lett.* **23**, 815 (1987).
4. J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant, *Electron. Lett.* **25**, 28 (1989).
5. J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant, *Electron. Lett.* **26**, 261 (1990).
6. H. Tobben, *Electron. Lett.* **28**, 1361 (1992).
7. H. Poignant, in *Halide Glasses for Infrared Fiber Optics*, R. M. Almeida, ed. (Nijhoff, Amsterdam, 1987), p. 35.
8. P. W. France, M. G. Drexhage, M. J. Parker, M. W. Moore, S. F. Carter, and J. V. Wright, in *Fluoride Glass Optical Fibres* (Blackie, Glasgow, 1990).
9. G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn *Opt. Lett.* **14**, 823 (1989).
10. E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon, and T. Georges, *Electron. Lett.* **27**, 1838 (1991).
11. H. Kogelnik, *Bell. Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969).
12. R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, *Electron. Lett.* **26**, 730 (1990).
13. M. M. Broer, R. L. Cone, and J. R. Simpson, *Opt. Lett.* **16**, 1391 (1991).
14. L. Dong, P. J. Wells, D. P. Hand, and D. N. Payne, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 89 (1993).

1.3.3. article electronic letters

Efficiency and thermal behaviour of cerium-doped fluorozirconate glass fibre Bragg gratings

H. Poignant, S. Boj, E. Delevaque, M. Monerie, T. Taunay, P. Niay, P. Bernage and W.X. Xie

Indexing terms: Fluoride glasses, Gratings in fibres

1.55µm Bragg gratings have been written in cerium-doped fluorozirconate glass singlemode fibres through UV illumination at 246nm. Photoinduced refractive index changes up to 4×10^{-4} have been achieved, leading to grating efficiencies close to 100%. Preliminary results on the thermal behaviour of the gratings and realisation of a tunable laser including such a grating are also reported.

Introduction: The potential applications of gratings directly written in photosensitive optical fibres has strongly stimulated research in this area, and a significant amount of work has been carried out over the past few years to enhance the UV sensitivity of silica based fibres [1-3]. The first observation of UV induced permanent gratings in ZrF₄ based glasses doped with cerium ions was recently reported [4]. Among the ZrF₄ or HfF₄ based glasses, the ZBLALi (ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-LiF) glass composition was shown to be the most efficient. We report in this Letter the influence of the cerium concentration on the photosensitivity of ZBLALi fibres, and present the resulting improvements in the photoinduced refractive index changes. We also give preliminary measurements on the grating thermal stability. A tunable fibre laser has been fabricated for illustration.

Experiment: The singlemode fibres used in these experiments were drawn from preforms prepared with conventional techniques, with a ZBLALi:Ce³⁺-ZBLANY core-cladding glass structure. The numerical aperture was 0.22, the core diameters varied between 2.5 and 4µm, and the cerium concentrations between 1 and 5wt%. Owing to their tendency to crystallise, the core glasses containing more than 3wt% cerium required higher quenching rates when making the preforms.

The gratings were created with a transverse holographic method using a mirror to produce the fringe pattern. UV exposure was performed at room temperature, with a pump wavelength of 246nm, fluences per pulse of 60 - 500mJ/cm² on the sample, and the Bragg resonance wavelengths were tuned near 1.55µm. The saturated grating reflectivity *R* was determined from the fibre transmission spectrum recorded one day after the writing. The saturated index modulation Δn deduced from $R = \tanh^2(\pi \Delta n \eta(V) L / \lambda_B)$ where *L*, λ_B , and $\eta(V)$ are the grating length, the Bragg wavelength, and the fraction of the singlemode intensity in the fibre core.

Pulsed isochronal annealing experiments were used to study the thermal evolution of the grating reflectivity. After a 30 min stay inside a furnace preheated at temperature *T*, the grating sample was quickly removed and allowed to cool in air for 30 min before its reflectivity was measured. This procedure was then repeated at a higher temperature.

Table 1: Characteristics of Bragg gratings written in Ce³⁺ doped ZBLALi fibres ($\lambda_{L1} = 246$ nm, $\lambda_B \approx 1.55$ µm)

Grating	[Ce]	Length	Fluence/pulse	Number of pulses	R	Δn
	wt%	mm	mJ cm ⁻²			
330	1.0	17.0	250	1.0×10^5	0.25	2×10^{-5}
339c	1.0	10.3	130	2.5×10^5	0.10	2×10^{-5}
349	2.0	26.0	60	2.0×10^5	0.22	2×10^{-5}
355	2.0	12.3	200	5.3×10^4	0.34	3×10^{-5}
357	2.0	6.2	500	2.5×10^4	0.22	5×10^{-5}
350	3.0	26.0	75	1.1×10^5	0.37	3×10^{-5}
354	3.0	12.3	160	6.3×10^4	0.38	7×10^{-5}
374	4.2	5.1	350	1.7×10^5	0.89	4×10^{-4}
368	5.0	12.3	125	1.2×10^5	0.09	7×10^{-5}
373b	5.0	5.1	350	2.0×10^5	0.95	3×10^{-4}

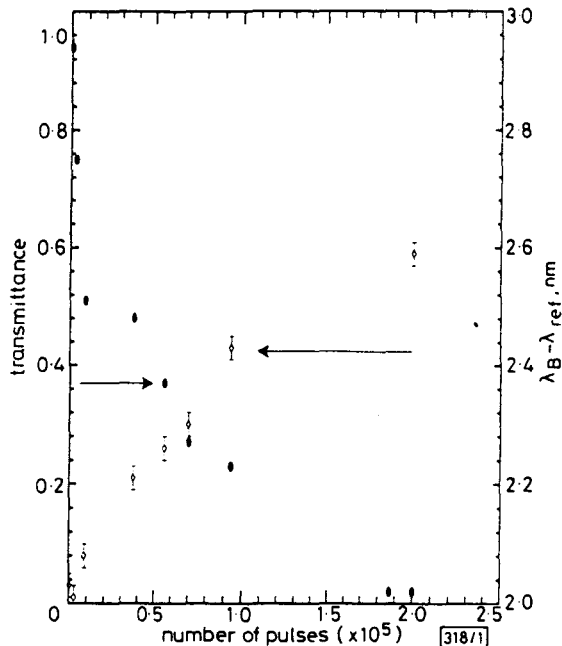


Fig. 1 Evolution of spectral characteristics (transmittance and Bragg wavelength) of grating 373b (see Table 1) as function of number of pulses

Results and discussion: The characteristics of some Bragg gratings written in ZBLALi fibres are given in Table 1, with the various experimental parameters. Δn is strongly related to cerium concentration and, for a given dopant level, increases with the mean fluence per pulse. No evidence of saturation of the photoinduced refractive index change was observed, contrary to the case of silica [3]. Fig. 1 shows the evolution of the transmittance of grating referenced 373b in Table 1 as a function of the number of UV pulses. It has been verified that the excess loss of the grating is close to zero, so that the reflectivity is ~100%. The refractive index change is deduced to be $\sim 3 \times 10^{-4}$. Also reported in Fig. 1 is the evolution of the Bragg wavelength, which increases with the number of pulses, indicating a positive refractive index change induced by UV illumination.

Fig. 2 shows the evolution of the room temperature reflectivity of a Bragg grating written in a 1wt% Ce³⁺-doped ZBLALi fibre as a function of temperature. A sharp decrease in the grating efficiency was first observed for annealing temperatures between 75 and 120°C, followed with a shoulder between 120 and 230°C. Grating erasure occurred near 240°C which is close to the core

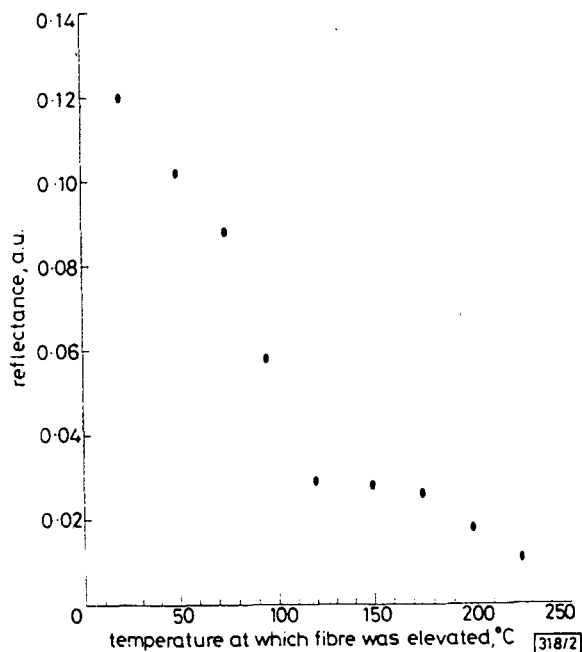


Fig. 2 Temperature dependence of reflectivity of Bragg grating written in 1wt% Ce³⁺ doped ZBLALi fibre

and cladding glass transition temperature T_g ($\approx 260^\circ\text{C}$). The optical fibre properties are likely affected at temperatures exceeding 220°C . The shape of the decay curve suggests that at least two separate defect centres or mechanisms are responsible for the photoinduced refractive index change. The only hypothesis to be speculated at present is the formation of Zr^{3+} defect centres, resulting from the trapping by the tetravalent Zr^{4+} ions of the electrons released by the Ce^{3+} ions under UV illumination. The drop in the grating reflectivity could be associated with the destruction of these Zr^{3+} centres when the temperature is increased up to $\sim 120^\circ\text{C}$. This assumption may be supported by previous studies dealing with X- or γ -ray induced defects in fluoride glasses [5, 6]. The preliminary experiments we have carried out to investigate the spontaneous evolution of the UV induced spectrum of a 1wt% Ce^{3+} doped fibre, after a uniform 248nm light exposure, indicate the occurrence of a permanent induced absorption band peaking around 450nm, as shown in Fig. 3. Such a band could be attributed to Zr^{3+} -induced defect centres [5, 6], which would reinforce our assumption. However, further work remains to be carried out to investigate the effects on this absorption band of experimental parameters ($[\text{Ce}^{3+}]$, illumination wavelength, ...), before estimating more precisely the permanent induced index change associated with these colour centres.

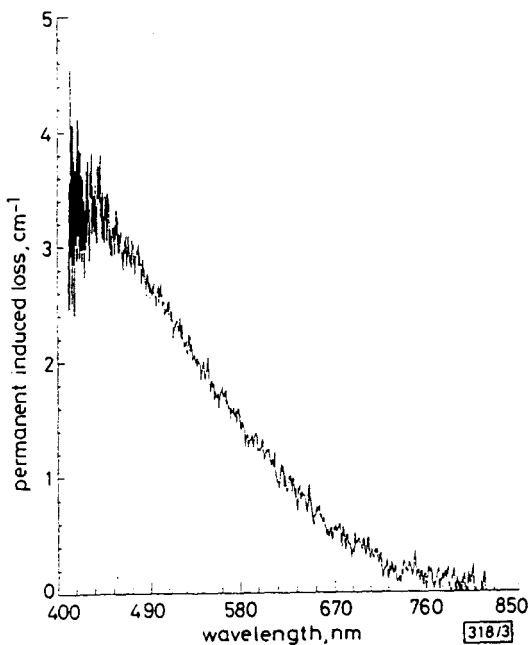


Fig. 3 UV induced permanent absorption in 1wt% Ce^{3+} doped ZBLAl fibre following 248nm exposure

Finally, we have obtained laser oscillation in a Ce:Er codoped fluorozirconate singlemode fibre. The 50 cm long cavity was closed at one end by a grating ($R = 0.17$ at 1560.4nm, bandwidth 4GHz) and at the other end by a three layer dielectric coating ($R = 0.70$) deposited on the fibre endface. The cavity was pumped by a semiconductor laser diode at 1480nm. The threshold was found for an incident pump power of 23mW. The laser emission has been finely tuned by varying the temperature of the grating. A temperature dependence of $0.16\text{\AA}/\text{K}$ has been measured between 12 and 30°C .

Conclusions: Significant improvements in the UV photoinduced index change in Ce^{3+} -doped ZBLAl fibres have been achieved through increasing the cerium concentration, and index modulations up to 4×10^{-4} have been obtained. Thermal studies seem to indicate that Zr^{3+} defect centres contribute to the grating formation. Further experiments are in progress to obtain more information about the mechanisms involved.

© IEE 1994

Electronics Letters Online No: 19940886

26 May 1994

H. Poignant, S. Boj, E. Delevaque and M. Monerie (LDMP, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France)

T. Taunay, P. Niay, P. Bernage and W. X. Xie (France Télécom, CNET Lannion B, 22301 Lannion, France)

References

- 1 WILLIAMS, D.L., AINSLIE, B.J., ARMITAGE, J.R., KASHYAP, R., and CAMPBELL, R.: 'Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres', *Electron. Lett.*, 1993, **29**, (1), pp. 45-47
- 2 LEMAIRE, P.J., ATKINS, R.M., MIZRAHI, V., and REED, W.A.: 'High pressure H_2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO_2 optical fibres', *Electron. Lett.*, 1993, **29**, (13), pp. 1191-1193
- 3 DONG, L., WELLS, P.J., HAND, D.P., and PAYNE, D.N.: 'Photosensitivity in Ce^{3+} -doped optical fibres', *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**, (1), pp. 89-93
- 4 NIAY, P., BERNAGE, P., TAUNAY, P., XIE, W.X., BOJ, S., DELEVAQUE, F., POIGNANT, H., and MONERIE, M.: 'Photoinscription of gratings in fluorozirconate glass fibres and application to lasers'. CLEO/IQEC'94, 8-13 May 1994, Anaheim, (CA), USA, Post deadline Paper CPD-9
- 5 CASES, R., GRISCOM, D.L., and TRAN, D.C.: 'Radiation effects in ZrF4-based glasses (part I)', *J. Non Cryst. Solids*, 1985, **72**, pp. 51-63
- 6 FRIEBELE, E.J., and TRAN, D.C.: 'Radiation effects in ZrF4-based glasses (part II)', *J. Non Cryst. Solids*, 1985, **72**, pp. 221-232

1.4 Conclusion

Ce chapitre permet de prendre conscience que les mécanismes de la photoréfractivité sont nombreux et complexes. Cependant les concepts essentiels concernant la photosensibilité des fibres ont été présentés.

Dans les fibres de silice, les fibres possédant la meilleur photosensibilité sont les fibres germanosilicates. La présence de germanium dans le coeur des fibres est responsable en partie du mécanisme de la photoréfractivité. Il existe des moyens performants qui permettent d'augmenter la photosensibilité des fibres germanosilicates. Parmi ces moyens, l'hydrogénation ou la deutération des fibres sont particulièrement efficaces. La variation d'indice induite maximale est de l'ordre de 10^{-2} .

Dans les fibres de verres fluorés, les fibres photosensibles sont les fibres dopées aux ions de cérium. Dans ces fibres, la variation d'indice induite maximale accessible est de l'ordre de quelques 10^{-4} . Cette variation d'indice permet l'inscription de réseaux à réflectivité proche de 100%.

Références

- [1] K.O. Hill et al., « Photosensitivity in optical waveguides : application to reflection filter fabrication », *Appl. Phys. Lett.*, Vol.32, N°10, 1978, pg. 647-649
- [2] G. Meltz et al. « Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method », *Opt. Lett.*, Vol.14, N°15, 1989, pg. 823-825
- [3] Eric Fertein « Contribution à l'étude des mécanismes de la photoréfraction dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de germanium », Thèse de doctorat, Université de Lille, 1995
- [4] P.J. Lemaire et al. « High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres », *Electr. Lett.*, Vol.29, N°13, 1993, pg. 1191-1193
- [5] E.G. Behrens et al., « Properties of laser-induced gratings in Eu-doped glasses », *Phys. Rev. B*, Vol.39, N°9, pg. 6071-6081, 1989
- [6] R. Kashyap et al., « All-fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm », *Electron. Lett.*, Vol.26, N°11, 1990, p.730-731
- [7] H. Hosono et al, « Nature and origin of the 5 eV band in SiO₂:GeO₂ glasses », *Phys. Rev. B*, Vol.46, N°18, 1992, pg. 11445-11451
- [8] E.J. Friebele and D.L. Griscom, « Color centers in glass optical fibers waveguides », *Mat. Res. Symp. Proc.*, Vol.61, 1986, pg. 319-331
- [9] M.G. Sceats and P.A. Krug, « Photoviscous annealing dynamics and stability of photorefractivity in optical fibres », *Proc. S.P.I.E.*, Vol.2044, *Int. Works.on Photo.self. Org. In Opt. Fib.*, 1993, pg. 113-120
- [10] R.M. Atkins et al., « 248 nm induced vacuum UV spectral changes in optical fibre preform cores : support for a colour centre model of photosensitivity », *Electron. Lett.*, Vol.29, N°4, pg. 385-387, 1993
- [11] B. Poumellec et al., « UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge:SiO₂ preforms », *Opt. Mat.*, Vol.4, pg. 441-449, 1995

[12] B. Poumellec et al., « UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge:SiO₂ preforms : interferometric microscopy investigations », *Opt. Mat.*, Vol. 4, pg. 404-409, 1995

[13] P. Cordier et al., « T.E.M characterization of densification associated to Bragg grating inscription in germanosilicate optical fiber preform », *Opt. Comm.*, Vol.111, pg. 269-275, 1994

[14] W.X. Xie et al., « Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres », *Opt. Comm.*, Vol.104, N°1, 2, 3, pg. 185-195, 1993

[15] H. Patrick and S.L. Gilbert, « Growth of Bragg gratings produced by continuous wave ultraviolet light in optical fiber », *Opt. Lett.*, Vol.18, N°15, pg. 1484-1486, 1993

[16] W.X. Xié et al., « Photoinscription of Bragg gratings within preform plates of high N.A. germanosilicate fibres : searching for an experimental evidence of type II-A photosensitivity », soumis à *Opt. Comm.*, 1995

[17] D.L. Griscom, « Radiation-induced defects in glasses : origin of power-law dependence of concentration on dose », *Phys. Rev. Lett.*, Vol.71, pg. 1013, 1993

[18] K.O. Hill et al., *Annu. Rev. Mat. Sci.*, Vol.23, pg. 125-137, 1993

[19] M. Douay et al., « Birefringence effect of optical fiber laser with intracore fiber Bragg grating », *IEEE, P.T.L.*, Vol.4, pg. 844-846, 1992

[20] D. Pureur et al., « Single polarization fiber lasers using Bragg gratings in Hi:Bi fibers », *J.L.T.*, Vol.13, N°3, pg. 350-355, 1995

[21] T. Erdogan et al., « Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers », *JOSA B*, Vol.11, N°10, pg. 2100-2105, 1994

[22] T. Erdogan et al., « Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings », *J. Appl. Phys.*, Vol.76, N°1, pg. 73-80, 1994

[23] P. Niay et al., « Behaviour of spectral transmissions of Bragg gratings written in germania-doped fibres : writing and erasing experiments using pulsed or cw UV exposure », Opt. Comm., Vol.113, pg. 176-192, 1994

[24] P. Niay et al., « Resistivity of Bragg gratings written in germanosilicate fibers, against γ ray exposure at low dose rate », IEEE Tech. Phot. Lett., Vol.6, N°11, pg. 1350-1352, 1994

[25] P. Niay, Communication personnelle

[26] J. Stone et al., « Gas-in-glass a new Raman-gain medium : molecular hydrogen in solid-silica optical fibers », Opt. Lett., Vol.7, N°6, pg. 297-299, 1982

[27] K. Mochizuki et al., « Transmission loss increase in optical fibres due to hydrogen permeation », Electron. Lett., Vol.19, N°18, pg. 743-745, 1983

[28] N. Uesugi et al., « Infra red optical loss increase for silica fibre in cable filled with water », Electron. Lett., Vol.19, N°19, pg. 762-763, 1983

[29] R.M. Atkins et al., « Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses », Electron. Lett., Vol.29, N°14, pg. 1234-1235, 1993

[30] P. Niay communication personnelle

[31] P.W. France et al., « Optical fibre lasers and amplifiers », Ed. Blackie, CRC Press inc.

[32] G.M. Williams et al., « Permanent photoinduced refractive index changes in rare earth-doped glasses », Opt. Waveguide Mat., 2-4 1991, Boston, Ed. M.M. Broer

[33] M.M. Broer, Proc. SPIE, Vol. 2044, pg. 316-321, 1993

[34] G.M. Williams et al., SPIE 2044, pg. 322-329

[35] M. Broer et al., « Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in Ce^{3+} -doped silica optical fibers » Opt. Lett., Vol.16, N°18, pg.1391, 1991

[36] L. Dong et al., « Photosensitivity in Ce^{3+} -doped optical fibers » JOSA B 1993, P.89

[37] G.J. Pogatshnick and D.S. Hamilton, « Excited-state photoionization of Ce^{3+} ions in $\text{Ce}^{3+} : \text{CaF}_2$ », Phys. Rev. B36, pg.8251-8257, 1987

CHAPITRE 2 : FILTRES SELECTIFS EN FREQUENCE REALISES DANS DES FIBRES OPTIQUES PAR DEPOT DE COUCHES DIELECTRIQUES EN EXTREMITÉ DE FIBRE OU PAR INSCRIPTION DE RESEAUX DE BRAGG

2.1 Introduction

La plupart des composants de l'optique massive existent sous forme intégrée dans les fibres optiques [1][2]. Parmi ceux-ci, les filtres optiques s'avèrent indispensables pour de nombreuses applications si bien que des systèmes variés permettant de réaliser des opérations de filtrage optique ont été décrits dans la littérature scientifique [1][2]. Nous nous proposons de nous intéresser dans ce chapitre à deux filtres particuliers bien adaptés aux applications dans le domaine des communications optiques : les filtres réalisés par dépôt en extrémité de fibre d'une série de couches diélectriques et les réseaux de type Bragg photoinscrits dans les fibres. En effet, en modifiant les conditions de fabrication de ces filtres, il est possible d'ajuster leur réponse spectrale pour satisfaire aux cahiers des charges de la plupart des applications. Les deux filtres fonctionnent selon un même principe physique. Une perturbation d'indice (périodique ou non le long de l'axe de la fibre) créée le long de l'axe de la fibre lors de la fabrication du filtre provoque un couplage entre deux modes guidés contrapropagatifs. Des résonances se produisent à des longueurs d'onde particulières dans les termes de couplage, ce qui permet de réaliser la fonction de filtrage. Les deux filtres présentent également des différences essentielles. Le nombre de couches diélectriques est limité à 10 environ alors que le nombre de « traits » d'un réseau photoinscrit long de 5 cm atteint 10^5 . Le réseau de Bragg est donc un réflecteur distribué. Il peut être inscrit en tout point de la fibre, si bien que la perturbation d'indice affecte la propagation du mode guidé. Le filtre à couches diélectriques est déposé en extrémité de fibre. Il est donc traversé en propagation libre par l'onde issue de la fibre, il réfléchit une partie de l'énergie lumineuse qui peut ainsi être injectée et guidée dans la fibre. Avant de définir le plan du chapitre, il convient de préciser la nature du travail qui m'a été confié. A mon arrivée au laboratoire, nous disposions d'un bati d'évaporation destiné à déposer des couches diélectriques sur substrat de verre. Ce bâti est commercialisé par la société Balzers. Les dispositifs de mesure de l'épaisseur des couches en cours de dépôt et le banc de calibration

de la réflectivité spectrale du filtre déposé sur substrat plan avaient été achetés à des sociétés spécialisées. Il m'a été demandé d'adapter ces éléments pour réaliser des dépôts de couches diélectriques en extrémité de divers types de fibres (silicates ou verres fluorés). En adoptant un point de vue pragmatique, nous avons décidé de ne pas modifier profondément les programmes d'optimisation comme cela pouvait sembler nécessaire pour tenir compte de la spécificité du problème posé. Les résultats obtenus se sont révélés satisfaisants si bien que nous avons été en mesure de consacrer nos efforts au développement de la méthode d'inscription de réseaux de Bragg. Les dispositifs expérimentaux n'existaient pas au CNET, mais une expertise avait cependant été acquise grâce à une collaboration avec le LDMP de l'Université de Lille. J'ai ainsi effectué un stage dans ce laboratoire afin de définir la méthode d'inscription de réseaux de Bragg la mieux adaptée aux applications que nous cherchions à réaliser. Notre choix s'est porté sur la méthode holographique latérale utilisant un laser continu intracavité. Mon travail a donc consisté à mettre au point cette méthode au CNET et à réaliser les composants présentés dans les chapitres suivants.

Le chapitre 2 est organisé de la façon suivante. Nous décrivons tout d'abord le principe de fonctionnement d'un filtre à couches diélectriques. Notre propos ne consiste pas à développer une théorie rigoureuse du filtre déposées en extrémité de fibre; il s'agit de présenter les éléments du calcul utilisé dans le programme d'optimisation du filtre. De ce fait, nous examinons les caractéristiques spectrales du filtres, éclairé par une onde plane en incidence normale. La structure de l'onde issue de la fibre n'est donc pas prise en compte. Nous définissons ensuite la méthodologie que nous avons suivie pour résoudre les problèmes techniques posés par le dépôt de couches diélectriques sur les fibres. Nous concluons ce paragraphe en montrant un exemple de réalisation. Nous introduisons ensuite la méthode d'inscription de réseaux de Bragg en présentant un modèle simplifié de réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal. Nous détaillons ensuite le montage optique que nous avons construit pour inscrire des réseaux de Bragg dans le coeur des fibres, ainsi que le protocole expérimental utilisé pour les caractériser. Nous effectuons ensuite une étude comparative des caractéristiques des deux types de filtre.

2.2 Filtre réalisé par dépôt de couches diélectriques sur une extrémité de fibre

2.2.1 Calcul de la transmission et de la réflexion spectrale d'un filtre réalisé par dépôt de couches diélectriques

Le modèle utilisé est un modèle classique [3]. Chaque couche repérée par son indice j est supposée formée d'un milieu diélectrique d'indice n_j isotrope et non absorbant. Le champ électrique total provient d'une onde plane qui se propage vers la droite (onde incidente) et d'une onde plane qui se propage vers la gauche (onde réfléchie) de la figure II-1. Cette figure représente le dioptre plan séparant deux couches d'indices respectifs n_1 et n_2 . L'incidence des ondes sur le dioptre est normale si bien qu'il n'y a pas lieu de séparer les deux modes propres de polarisation (s et p). Le champ électrique est mis sous forme d'un vecteur colonne dont les deux lignes sont respectivement composées des champs incidents et réfléchis. Chaque dioptre est caractérisé par une matrice de transmission et chaque couche par une matrice de propagation.

La matrice de transmission :

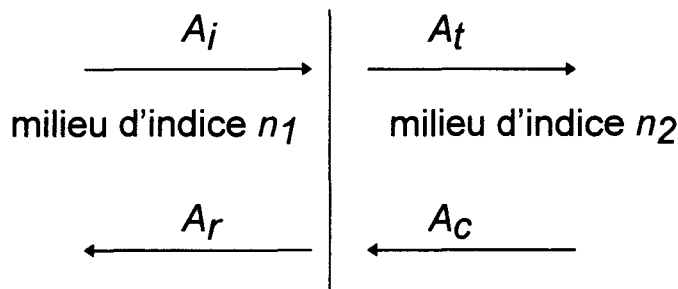


Figure II-1 : Interface entre deux couches

L'amplitude du champ incident sur le dioptre est désignée par A_i , celle du champ réfléchi par A_r , celle du champ transmis par A_t et celle du champ retour par A_c . Sur cet exemple, l'épaisseur de la couche d'indice n_2 est supposée infinie si bien que $A_c=0$. Les relations (2-1) relient A_t et A_r à A_i et A_c par l'intermédiaire des coefficients de réflexion et de transmission qui sont calculés grâce aux relations de Fresnel :

$$\begin{aligned} A_t &= t_{12} A_i + r_{21} A_c \\ A_r &= r_{12} A_i + t_{21} A_c \end{aligned} \quad (2-1)$$

La matrice 2X2 caractérisant la transmission dans le dioptre s'écrit

$$\begin{pmatrix} A_t \\ A_c \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{21}} \begin{pmatrix} 1 & r_{21} \\ r_{21} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_t \\ A_r \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

La matrice de propagation entre deux interfaces distantes de e s'écrit :

$$\begin{pmatrix} A_t(e) \\ A_c(e) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{2\pi n_j e}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{2\pi n_j e}{\lambda}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_t(0) \\ A_c(0) \end{pmatrix} \quad (2-3)$$

L'indice de propagation est désigné par n_j . Les matrices de transmission et de propagation doivent être multipliées suivant le dépôt de couches recherché. A titre d'exemple, pour un dépôt de couches d'indice n_1, n_2, n_3, n_4 le calcul de la réflectivité se fera de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} A_t \\ 0 \end{pmatrix} = (T_{34})(P_3)(T_{23})(P_2)(T_{12}) \begin{pmatrix} A_t \\ A_r \end{pmatrix} = (T) \begin{pmatrix} A_t \\ A_r \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

avec T_{ij} et P_i respectivement la matrice de transmission du milieu i vers j et la matrice de propagation dans la couche i . En désignant par τ_{ij} les composants de la matrice T , le facteur de réflexion peut se calculer par :

$$R = \left\| \frac{A_r}{A_t} \right\|^2 = \left\| \frac{\tau_{21}}{\tau_{22}} \right\|^2 \quad (2-5)$$

Dans la suite nous supposons que $R(\lambda)$ définie par (2-5) caractérise le facteur de réflexion du filtre déposé en extrémité de fibre. Cette approximation revient à supposer que toute l'énergie lumineuse de l'onde plane réfléchi par le filtre est guidée dans le coeur de la fibre.

2.2.2 principe du calcul de l'épaisseur des couches permettant d'obtenir une loi de réflectivité spectrale fixée à priori

Dans un grand nombre d'applications un filtre de couches minces peut être défini par sa réflectivité ou l'atténuation de sa transmission à quelques longueurs d'onde. Ainsi pour la fabrication de miroirs pour laser à fibre, il convient de fixer une réflectivité importante à la longueur d'onde laser et une transmission maximum à la longueur d'onde du laser de pompe. Il suffit de définir le filtre avec ces caractéristiques aux deux longueurs d'ondes désirées. Le problème consiste tout d'abord à choisir le nombre de couches du dépôt. Pour cela il est nécessaire de savoir que plus le nombre N de couches est élevé (dans une limite de $N < 10$) plus il sera possible d'atteindre de fortes réflectivités ($> 90\%$). Néanmoins, certaines limites sont imposées par les outils disponibles au CNET. Ainsi les seuls matériaux disponibles pour la fabrication des couches sont le TiO_2 et le SiO_2 . En effet, le bâti a été conçu pour l'évaporation de ces deux matériaux. Leurs indices de réfraction sont connus avec une bonne précision dans une large gamme spectrale [4]. Pour éviter les problèmes relatifs à la pollution du bâti, nous n'avons pas essayé d'évaporer d'autres types de matériaux diélectriques. La technologie utilisée pour procéder à l'évaporation limite l'épaisseur totale maximale du dépôt à $1 \mu m$ (en raison de la quantité de matériau diélectrique disponible). Cette épaisseur correspond à 10 couches d'épaisseur maximale égale à environ 100 nm . Le nombre de couches étant à priori fixé à N ($N < 10$), $R(\lambda)$ n'est plus alors fonction que de N paramètres (les épaisseurs des couches) qu'il convient de déterminer pour obtenir la réponse spectrale la plus voisine possible de celle du filtre que nous cherchons à réaliser.

Le programme de base permet de calculer $R(\lambda, e_1, e_2, \dots, e_N)$ à l'aide du calcul matriciel défini dans le paragraphe 2.2.1. Le principe du calcul des différentes épaisseurs à déposer est le suivant. $R_{donnée}(\lambda_j)$ est la réflectivité du filtre désirée à la longueur d'onde λ_j . On définit la fonction :

$$f(e_1, e_2, \dots, e_N) = \sum_i |R_{donnée}(\lambda_i) - R_{calculé}(\lambda_i, e_1, e_2, \dots, e_N)| \quad (2-6)$$

et le programme cherche pour quelles valeurs de e_1, e_2, \dots, e_N la fonction f est minimale. La recherche du minimum de la fonction s'effectue à quelques pour cents près. Le programme permettant de trouver un

minimum à la fonction de plusieurs variables utilise la méthode de Newton.

Le programme de base permet ensuite de déterminer l'évolution de la fonction $R(\lambda, e_1, e_2, \dots, e_N)$ en fonction de λ . Après avoir déterminé les épaisseurs des différentes couches à déposer, le spectre de réflexion du filtre désiré est calculé à l'aide de ce programme.

Un autre programme permet de connaître l'évolution de la réflectivité en fonction de l'épaisseur des couches déposées, $R(\lambda, e)$, ainsi que sa dérivée par rapport à l'épaisseur, $\frac{dR(\lambda, e)}{de}$, pour une longueur d'onde λ , entrée en donnée du programme. On choisit une longueur d'onde pour laquelle $(\frac{dR(\lambda, e)}{de})_{e_j} = 0$ pour chaque dépôt de couches de même indice. Les résultats du programme nous donne les longueurs d'onde λ_i associées à chaque épaisseur de matériau e_j . Pour ces longueurs d'onde, la dérivée de la réflectivité en cours de dépôt passe par zéro à l'épaisseur e_j . Le contrôle in situ de la réflectivité ainsi que de sa dérivée à la longueur d'onde λ_j permet en détectant le passage par zéro de la dérivée d'interrompre le procédé de dépôt à l'épaisseur e_j désirée.

2.2.3 Les techniques expérimentales de dépôt et de caractérisation des couches

Après avoir fixé le nombre de couches et défini leurs épaisseurs à l'aide du programme d'optimisation, nous devons réaliser un certain nombre d'opérations techniques avant de procéder au dépôt des couches proprement dit. Il s'agit tout d'abord de préparer les fibres. Neufs extrémités de fibres peuvent être traitées lors de la même opération de dépôt. Pour que l'efficacité du filtre déposé soit la plus conforme possible au cahier des charge, il est nécessaire que l'extrémité de la fibre sur laquelle le dépôt est effectué soit polie perpendiculairement à l'axe de la fibre. La tolérance sur cette perpendicularité est estimée à environ 1° . La fibre est conditionnée comme l'indique la figure II-2.

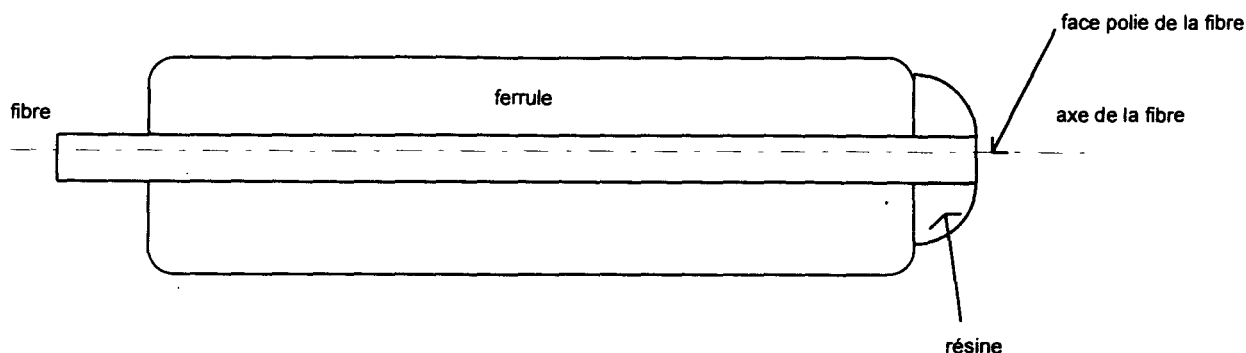


Figure II-2 : Le conditionnement des fibres.

Le revêtement protecteur est tout d'abord enlevé au moyen d'un solvant adapté. La fibre ainsi dénudée est insérée dans une ferrule (en acier) longue de 2,5 cm présentant un diamètre intérieur égal à 250 μm et un diamètre extérieur égale à 1.5 mm. La fibre est alors maintenue dans la ferrule à l'aide d'une résine polymérisable sous l'effet d'un rayonnement UV. La fibre est ensuite polie au moyen de disque de polissage dont le grain est de 0,1 μm . Le polissage est facilité par imprégnation d'alcool. Lors de l'opération de polissage l'axe de la fibre est assimilé à celui de la ferrule et un système mécanique a été conçu pour maintenir l'axe de la ferrule perpendiculaire au plan du polissoir. Nous estimons qu'après l'opération de polissage la planéité de la face de sortie de la fibre est meilleur que $\lambda/10$. L'état de surface de la face de sortie est controlé au moyen d'un microscope de façon à éviter qu'un défaut (poussière, grain de polissage) n'affecte l'efficacité finale du filtre.

Le dépôt est réalisé par évaporation des matériaux sous vide. Les 9 fibres sont disposées comme l'indique la figure II-3 au niveau d'un substrat témoin de verre de silice, de façon à ce que leur face de sortie soient situées dans le plan du substrat. L'ensemble substrat-fibres est placé dans le bâti d'évaporation dans lequel règne une pression résiduelle inférieure à 10^{-8} mbar.

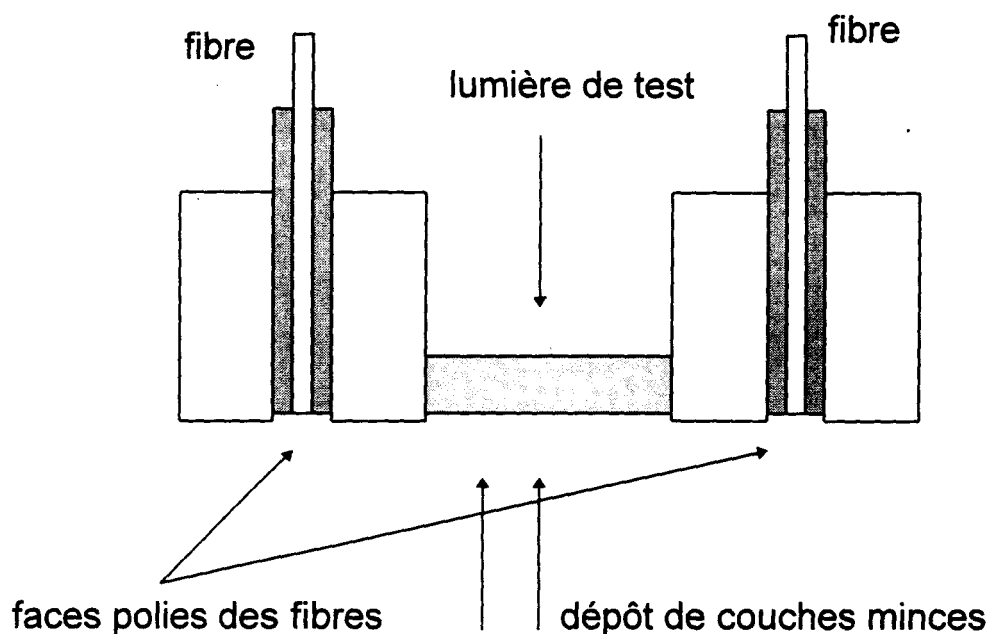


Figure II-3 : Dispositifs de dépôt de couches minces sur fibre

Des creusets en TiO_2 et SiO_2 placés dans le bâti sont successivement bombardés par un faisceau d'électrons issu d'un canon à électrons. Sous l'impact des électrons les matériaux des creusets s'évaporent puis se condensent sur les faces des fibres. La compaction des matériaux déposés est favorisée par le bombardement du substrat et des faces des fibres par un faisceau d'ions d'oxygène (Ion Assisted Deposition). Dans le cas des couches d'oxyde de titane, les ions d'oxygène réagissent avec l'oxyde TiO déposé pour former l'oxyde TiO_2 . Il est ainsi possible de réaliser un empilement de couches TiO_2/SiO_2 .

Le contrôle de l'épaisseur du dépôt est effectué en temps réel au cours de l'évaporation à l'aide d'une méthode optique. Cette méthode a été développée par la société INOPTIC. Le principe est le suivant. Le flux lumineux issu d'une source blanche est dirigé vers le substrat sur lequel les couches sont déposées (figure II-3). Le flux lumineux réfléchi par les couches est dispersé au moyen d'un spectromètre puis détecté par une diode de silicium. Il est ainsi possible de suivre l'évolution de la réflectivité du dépôt à une longueur d'onde préalablement sélectionnée soit λ_a . La relation (2-5) permet de connaître l'évolution de la réflectivité du substrat à λ_a , en fonction de l'épaisseur des couches. La

comparaison entre les réflectivités expérimentales et théoriques permet d'ajuster l'épaisseur de chaque couche à la valeur calculée préalablement à l'aide du programme d'optimisation. L'incertitude sur l'épaisseur des couches est de l'ordre de quelques pour cent. La validité de cette méthode de contrôle repose sur l'hypothèse selon laquelle l'épaisseur du dépôt est uniforme sur le substrat et sur les fibres. Pour cela les fibres ont été placées au plus près du substrat témoin (1 cm).

La durée d'une opération de dépôt dépend du nombre de couches déposées. Pour un filtre comportant 10 couches, elle est égale à 1 heure environ.

Après avoir réalisé le filtre, il est nécessaire de vérifier que sa réflectivité reproduit la réflectivité recherchée à quelques pour cent près dans toute la gamme spectrale utile. La figure II-4 présente le banc de caractérisation des filtres. Ce banc est commercialisé par la société ZYGO sous la désignation : Optical Waveguide spectrophotometer 1001.

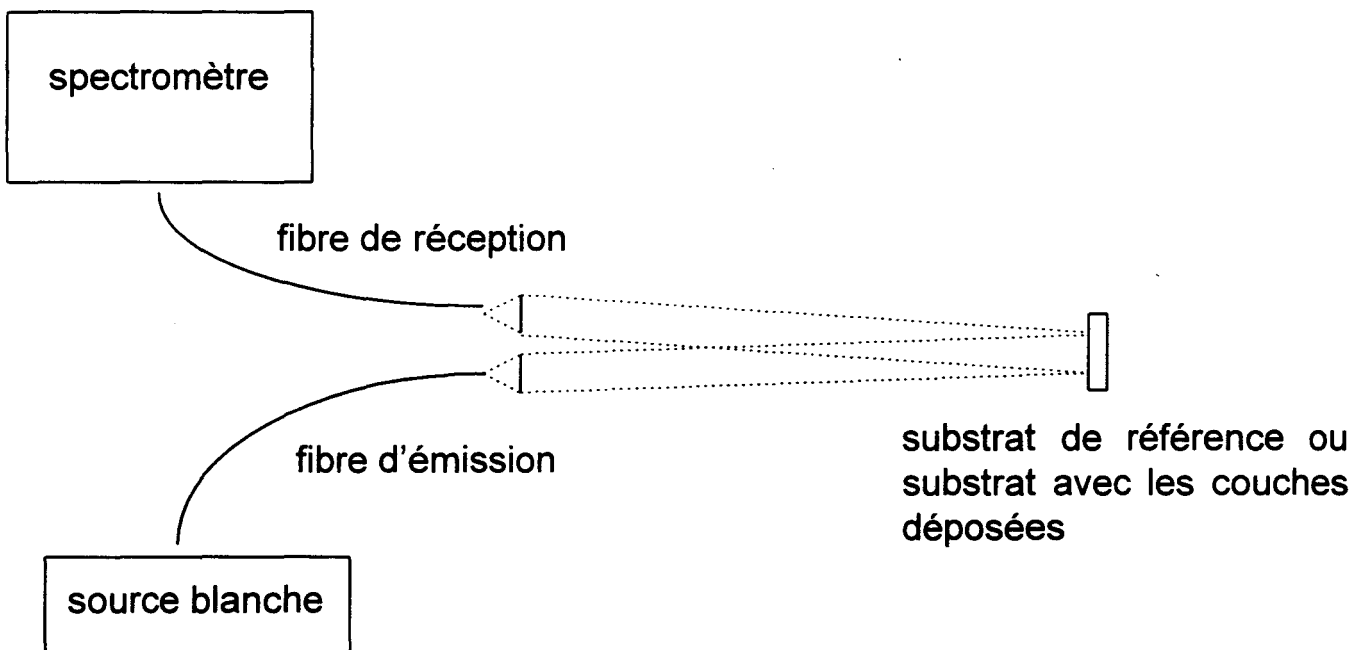


Figure II-4 : Banc de caractérisation des filtres déposés sur le substrat témoin. (ZYGO 1001)

Le flux lumineux issu d'une source blanche est injectée dans une fibre multimode (50X125). Cette fibre conduit la lumière vers le substrat sur lequel le filtre est déposé. Le faisceau en sortie de la fibre multimode

est collimaté. Il tombe sur le filtre sous une incidence voisine de la normale. Une autre fibre multimode est disposée de façon à collecter le flux lumineux réfléchi par le filtre. L'analyse spectrale de ce flux est réalisé au moyen d'un spectromètre de résolution 2 nm. La calibration de la réflectivité se fait en remplaçant le substrat par un substrat de BK7 dont les propriétés de réflectivité sont connues dans la gamme spectrale de 400nm-1,6 μm et mises en mémoire dans l'ordinateur. Nous avons vérifié que la réflectivité spectrale du dépôt réalisé en extrémité de fibre est semblable à celle du dépôt sur substrat. Cette observation montre que le dépôt est uniforme. De ce fait , comme le contrôle de la réflectivité du filtre déposé sur le substrat est plus simple à réaliser, nous nous limitons le plus souvent à ce type de controle.

2.2.4 Exemples de réalisation

La figure II-5 présente des courbes de réflectivité spectrale d'un filtre composé de sept couches quart d'onde à $\lambda=620 \text{ nm}$ (4 couches de TiO_2 d'épaisseur 650 angstroems alternées avec 3 couches de SiO_2 d'épaisseur 1061 angstroems). La courbe en pointillé représente la réponse spectrale du filtre calculée à l'aide de la relation (2-5) (après bien sur prise en compte de l'indice du substrat en verre de silice sur lequel les couches ont été déposées). La courbe en trait plein représente l'enregistrement de la réponse spectrale après calibration. L'accord entre la réponse spectrale recherchée et la réponse expérimentale est satisfaisant avec une erreur de l'ordre du pour cent sur la position spectrale des pics de réflexion. Cette erreur provient en partie de l'incertitude affectant la mesure de l'épaisseur de chaque couche.

La figure II-6 présente des courbes de réflectivité spectrale d'un filtre composé de 7 couches d'épaisseurs diverses, La courbe en trait plein représente la courbe expérimentale alors que la courbe en pointillé résulte du calcul effectué avec les données suivantes.

<i>materiaux</i>	<i>TiO2</i>	<i>SiO2</i>	<i>TiO2</i>	<i>SiO2</i>	<i>TiO2</i>	<i>SiO2</i>	<i>TiO2</i>
épaisseur en nm	45	67.7	65.3	114.1	67.9	71.7	45

Le résultat expérimental est là encore en bon accord avec le résultat espéré. Le filtre est fortement réflecteur dans le visible et

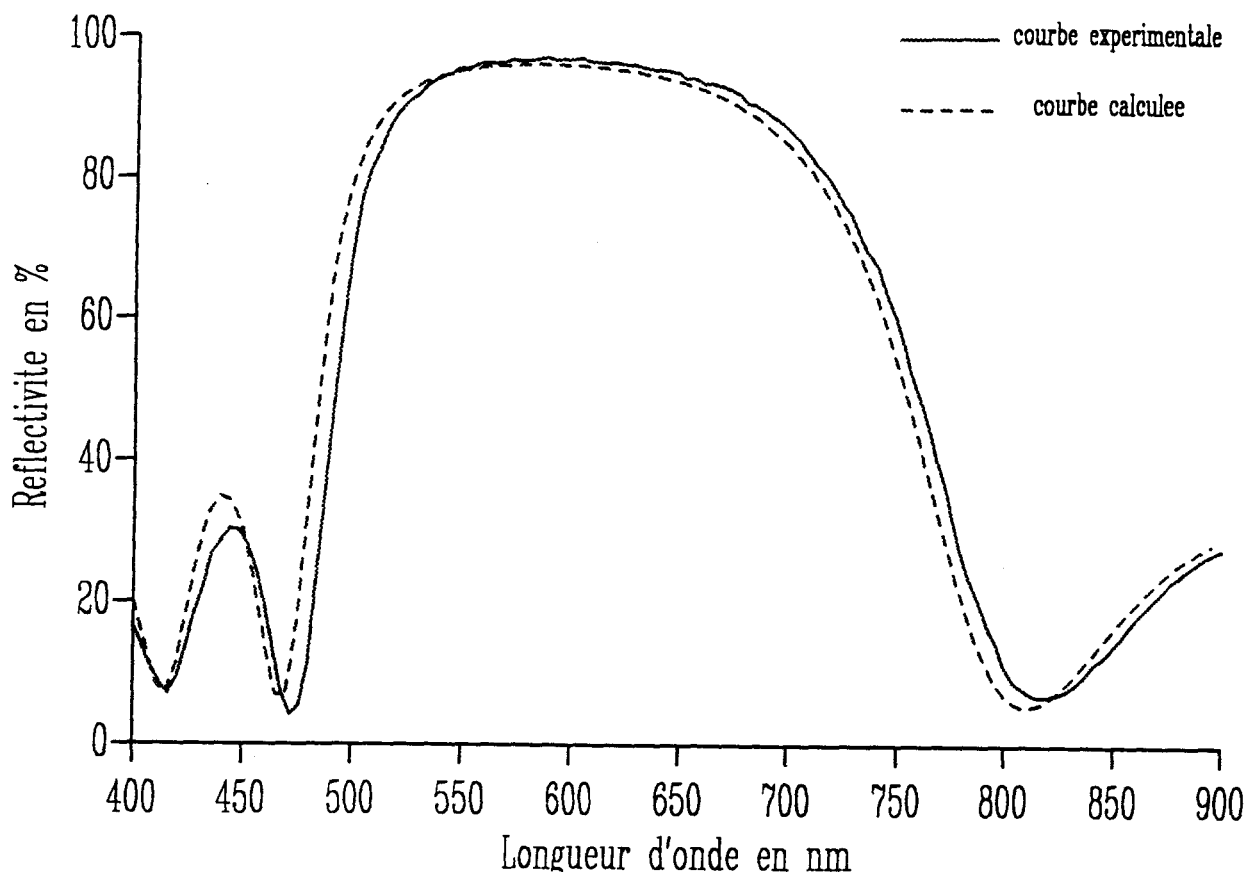


Figure II-5 : Courbes de réflectivité spectrale d'un dépôt de couches minces composé de 7 couches $\lambda/4$ à $\lambda=620$ nm.

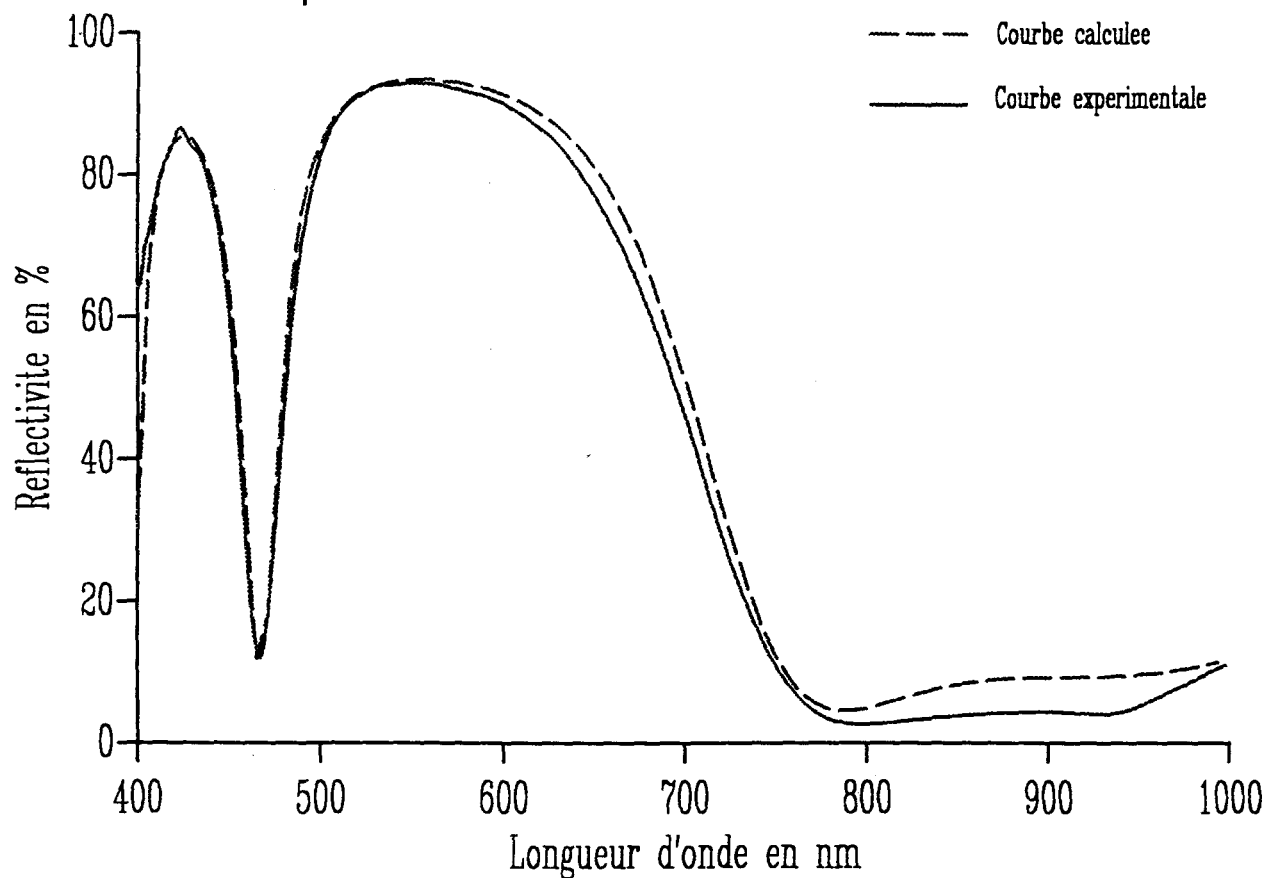


Figure II-6 : Courbes de réflectivité spectrale d'un dépôt de couches minces composé de 7 couches d'épaisseurs variables.

transparent dans le proche infrarouge. Ces filtres ont été utilisés dans la fabrication de laser visible en verre fluoré (chapitre 4).

2.3 Inscription de réseaux de Bragg par insolation latérale de fibres photosensibles

2.3.1 Introduction

L'insolation latérale d'une fibre optique monomode par un système de franges réalisé à l'aide d'un laser ultraviolet permet d'y inscrire des filtres dont les réponses spectrales (en transmission ou en réflexion) peuvent être complexes. Il en est ainsi par exemple de filtres de Moiré, de Fabry-Perot, de réseaux à pas variables [5].

En réalité, les composants sont réalisés de façon relativement empirique à l'aide d'essais successifs. Cette méthodologie s'explique par les raisons suivantes. La distribution spatio-temporelle d'énergie lumineuse irradiant la fibre n'est le plus souvent pas connue précisément. En réaliser le contrôle en temps réel constitue , en fait, un problème considérable puisque le pas des franges ultraviolettes est de l'ordre de 0,5 μm . Les lois reliant la variation d'indice à l'énergie lumineuse incidente sur le coeur de la fibre ne sont pas clairement établies. Des expériences récentes montrent même qu'elles ne sont pas nécessairement locales [6]. Il apparaît donc clairement que dans l'état actuel du sujet le concepteur de réseaux de Bragg ne dispose pas des outils expérimentaux et théoriques qui lui permettent de définir sans ambiguïté les conditions expérimentales d'une inscription conduisant à une réponse spectrale fixée à priori.

Il est cependant possible de remédier partiellement à cette situation en formulant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices raisonnables qui permettent d'imaginer la façon dont évolue temporellement la distribution longitudinale de la modulation d'indice. Le cas le plus simple consiste à s'intéresser à un réseau de longueur L dont le profil d'indice est parfaitement sinusoïdal le long de l'axe Oz de la fibre (figure II-7). $\Delta n(t)$ désigne l'amplitude de la variation d'indice et Λ le pas du réseau.

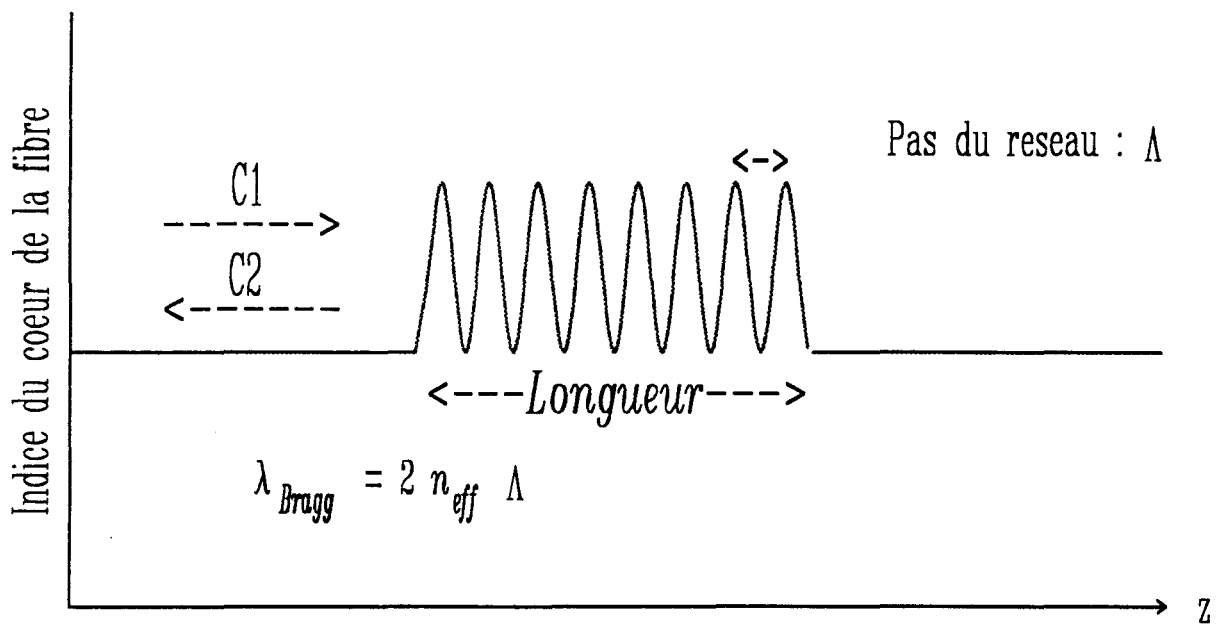


Figure II-7 : Variation d'indice d'un réseau de Bragg photoinscrit.

$$n(z,t) = n_1 + \Delta n(t) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right)\right) = n_1 + \Delta n(z,t) \quad (2-7)$$

Nous pouvons également supposer que $\Delta n(t)$ croît linéairement avec la durée de l'insolation. Bien que ce modèle du réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal ne conduise plus à des résultats en accord avec les expériences dès que les phénomènes de saturation deviennent significatifs, son intérêt est cependant primordial. En effet, si nous supposons que nos conditions expérimentales ont été fixées de façon à ce que la distribution d'intensité lumineuse évolue selon une loi périodique le long de l'axe de la fibre, nous pouvons admettre que le profil d'indice est également périodique en z de période Λ ($0 < z < L$).

$$n(z+\Lambda) = n(z) \quad (2-8)$$

Le théorème de Fourier permet de se ramener au cas d'un réseau à profil d'indice sinusoïdal [7]. Si la distribution d'intensité lumineuse est plus complexe comme c'est par exemple le cas lorsque l'on réalise des réseaux à pas variables le long de l'axe Oz, nous pouvons cependant supposer que le profil d'indice est pseudo-sinusoïdal : sur des longueurs comparables à quelques centaines de périodes, le profil s'écarte peu d'une sinusoïde. Le réseau correspondant peut être assimilé à une succession de N réseaux à profil d'indice parfaitement sinusoïdal. Nous présentons ce modèle dans le chapitre 3 du mémoire. Enfin le modèle du réseau à profil d'indice sinusoïdal permet de définir quelques règles d'ingénierie utiles pour traiter le cas de filtres à réponse spectrale simple. Nous présentons donc dans ce paragraphe les résultats qui peuvent être déduits du modèle du réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal. Nous décrivons ensuite le montage expérimental que nous avons réalisé au CNET pour inscrire des réseaux de Bragg dans des fibres et pour en contrôler la réponse spectrale. Nous montrons que la méthode d'inscription est au point en présentant un exemple de réalisation. Pour conclure le paragraphe, nous définissons les domaines d'application des réseaux de Bragg et ceux des filtres multicouches.

2.3.2 Le modèle simplifié du réseau à profil d'indice parfaitement sinusoïdal

Ce modèle a été développé par D.K. Lam et B. Garside [8]. Un exemple de profil d'indice parfaitement sinusoïdal le long de l'axe Oz de la fibre est représenté sur la figure II-7. D.K. Lam et B. Garside traite le problème de la détermination de la réponse spectrale d'un tel filtre (

réflectivité et transmittivité) en formulant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Les modes de la fibre définis dans l'approximation de la faible guidance sont du type LP [9]. Nous rappelons dans l'annexe 1 les définitions essentielles relatives à ces modes. L'amplitude Δn de la variation d'indice est faible ($\Delta n/n \ll 1$) si bien que les variations de l'amplitude des modes restent faibles sur des distances comparables à la longueur d'onde du rayonnement. Les termes faisant intervenir des dérivées seconde en fonction de z dans les équations de propagation peuvent ainsi être négligés devant les termes où interviennent des dérivées premières. Enfin le réseau ne couple de l'énergie qu'entre les modes LP01 contradirectifs sans que les couplages vers les modes rayonnants ne soient significatifs. La dépendance temporelle des champs se propageant est en $e^{j(\omega t - kz)}$. Dans ces conditions, en reprenant les notations adoptées par C. Vassalo [10], nous désignons les amplitudes des champs des ondes guidées co et contra propagatives par respectivement $C_1(z)$ et $C_2(z)$ (figure II-7). Dans le cas d'un couplage contradirectionnel le système d'équations couplées s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{dz} &= -i\kappa e^{2i\Delta z} C_2 \\ \frac{dC_2}{dz} &= i\kappa e^{-2i\Delta z} C_1 \end{aligned} \quad (2-9)$$

avec

$$\Delta = (\beta_1 - \beta_2 \pm \frac{2\pi}{\Lambda}) / 2 \quad (2-10)$$

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n \Gamma}{\lambda_B} \quad (2-11)$$

$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda$, n_{eff} désigne l'indice effectif du mode LP01. β_1 et β_2 sont les constantes de propagation des modes co et contrapropagatifs. Λ est le pas du réseau comme défini précédemment.

Δn est l'amplitude de la variation d'indice photoinduite. Γ est le facteur de recouvrement entre le mode LP01 et la section de la fibre sur laquelle la variation d'indice a été réalisée, habituellement le coeur dopé en germanium de la fibre. La résolution analytique de ce problème mène à :

$$\begin{aligned}
C_1(z) &= e^{i\Delta z} \frac{s \cosh[s(z-L)] - i\Delta \sinh[s(z-L)]}{s \cosh(sL) + i\Delta \sinh(sL)} \\
C_2(z) &= e^{-i\Delta z} \frac{i\kappa \sinh[s(z-L)]}{s \cosh(sL) + i\Delta \sinh(sL)}
\end{aligned} \tag{2-12}$$

avec $s = \sqrt{\kappa^2 - \Delta^2}$.

Le facteur de réflexion est alors $R = |C_2(0)|$ ($C_1(0) = 1$). On obtient donc :

$$\begin{aligned}
\text{pour } \kappa > \Delta : R &= \frac{\sinh^2(sL)}{\cosh^2(sL) - (\Delta/\kappa)^2} \\
\text{pour } \kappa < \Delta : R &= \frac{\sin^2(s'L)}{(\Delta/\kappa)^2 - \cos^2(s'L)} \text{ avec } s' = \sqrt{\Delta^2 - \kappa^2}.
\end{aligned} \tag{2-13}$$

On en déduit la valeur de la réflectivité maximale d'un réseau en fonction de la variation d'indice induite :

$$R_{\max} = \tanh^2\left(\frac{\pi\Delta n \Gamma L}{\lambda_B}\right) \tag{2-14a}$$

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \tag{2-14b}$$

avec L la longueur du réseau. La largeur de la courbe de réflectivité spectrale, définie en considérant les premiers zéros situés de part et d'autre de λ_B , s'exprime à l'aide de la relation (2-15) :

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda_B\Lambda}{L} \sqrt{1 + \kappa^2} \tag{2-15}$$

Les relations (2-14) et (2-15) s'avèrent très utiles aux expérimentateurs qui procèdent à des inscriptions de réseaux de Bragg. En effet, elles permettent de déterminer l'ordre de grandeur de l'amplitude Δn de la variation d'indice ainsi que celui de la variation d'indice moyen. Il suffit en effet pour cela de mesurer la forme vraie de la réflectivité spectrale du réseau et la longueur d'onde de Bragg du réseau, puis d'utiliser les formes inverses des relations (2-14). Les grandeurs sont calculées dans l'hypothèse d'un réseau et d'une modulation d'indice parfaits. L'incertitude sur la mesure de Δn dépend de la valeur de R_{\max} . La précision est maximale lorsque R_{\max} est compris entre 0,1 et 0,6. Par ailleurs les relations (2-14) et (2-15) permettent de définir quelques règles simples d'ingénierie.

- La longueur d'onde de Bragg du réseau fixe les conditions d'inscription du réseau. Il est, à priori, plus difficile d'inscrire un réseau très réflecteur dans la fenêtre de transmission située vers $1,55 \mu\text{m}$ que vers $0,85 \mu\text{m}$, tous les autres paramètres de l'inscription étant par ailleurs supposés identiques; En effet le terme $\Delta n \Gamma L$ doit atteindre des valeurs environ deux fois plus grandes à $1,55 \mu\text{m}$ qu'à $0,85 \mu\text{m}$.

- Il est intéressant de choisir les paramètres opto-géométriques de la fibre de façon à ce que la longueur d'onde de coupure du mode LP₁₁ soit légèrement inférieure à λ_B . En effet, dans ce cas, le facteur de recouvrement du mode sur le coeur Γ est voisin de la valeur maximale (0,825) qu'il peut prendre en régime monomode.

- Les rôles joués par les paramètres Δn et L sont différents. L'augmentation de Δn est obtenue en augmentant la durée de l'insolation ou l'irradiance du faisceau (hypothèse d'une photosensibilité de type I non saturée). L'augmentation de Δn se traduit par un élargissement de la réponse spectrale du réseau (relation 2-15). Bien qu'il soit possible d'augmenter L en cours d'insolation, la valeur de L est le plus souvent fixée au début de l'expérience. Un réseau de réflectivité maximale fixée possède une largeur spectrale d'autant plus faible qu'il est long (hypothèse du réseau parfait inscrit dans une fibre homogène).

2.3.3 La technique expérimentale d'inscription

Introduction

Quatre techniques permettent à l'heure actuelle d'inscrire des réseaux de Bragg dans des fibres optiques. La première utilisée fut celle décrite par K.O. Hill [11]. Dans cette méthode, un faisceau issu d'un laser à argon ionisé monomode émettant une radiation à 488 nm est injecté dans une fibre germanosilicate. Une onde contrapropagative se crée par réflexion sur la face de sortie de la fibre. Cette onde interfère alors avec l'onde incidente ou copropagative et crée une figure d'interférences le long de la fibre. En raison de la photosensibilité de la fibre, un réseau d'indice s'inscrit dans son coeur. La longueur d'onde de Bragg du réseau est égale à 488 nm. La seconde méthode est la plus répandue. Elle a été développée par G. Meltz en 1989 [12]. Nous avons choisi d'utiliser cette technique au CNET car elle permet d'inscrire des réseaux de longueur d'onde de Bragg situées dans les régions spectrales utilisées dans les télécommunications optiques. Nous décrivons le principe de cette méthode et la réalisation effectuée au

CNET dans le paragraphe qui suit. La méthode point à point permet elle d'inscrire chaque pas du réseau en focalisant un spot issu d'un laser ultraviolet sur la fibre. Les pas sont ainsi inscrits les uns après les autres [13]. La méthode d'inscription par masque de phase est elle une technique plus industrielle; Le masque de phase est éclairé par un faisceau issu d'un laser ultraviolet assimilé à une onde plane. Le masque de phase forme ainsi une figure d'interférences qui dans le cas idéal est une figure d'interférences à deux ondes (efficacité de diffraction du masque nulle dans l'ordre zéro). La fibre est placée dans le champ d'interférences U.V.. La modulation de l'intensité U.V. selon un axe crée une modulation d'indice suivant l'axe de la fibre.

La méthode d'inscription de réseaux utilisée au CNET : la méthode holographique

Le principe de la méthode d'inscription de réseaux consiste à éclairer la fibre latéralement au travers de sa gaine par un champ de franges ultraviolettes. La période du réseau est égale au pas des franges. Les franges sont réalisées à l'aide d'un interféromètre à deux ondes de type miroir de Lloyd. L'angle entre les plans d'onde qui interfèrent fixe le pas des franges et donc la longueur d'onde de Bragg du réseau. Le montage optique est réalisé de façon à ce que l'ordre d'interférences des franges qui éclairent le réseau augmente depuis 0 jusqu'à L/λ . Au voisinage de l'ordre 0, la visibilité des franges est proches de 1, ce qui assure un contraste maximum à la variation d'indice.

Le montage expérimental mis au point au CNET

La figure II-8 présente le montage que nous avons mis au point au CNET afin d'inscrire les réseaux. La source ultraviolette est constituée par un laser à argon ionisé émettant une radiation continue de longueur d'onde 488 nm dont la fréquence est doublée intracavité au moyen d'un cristal BBO.

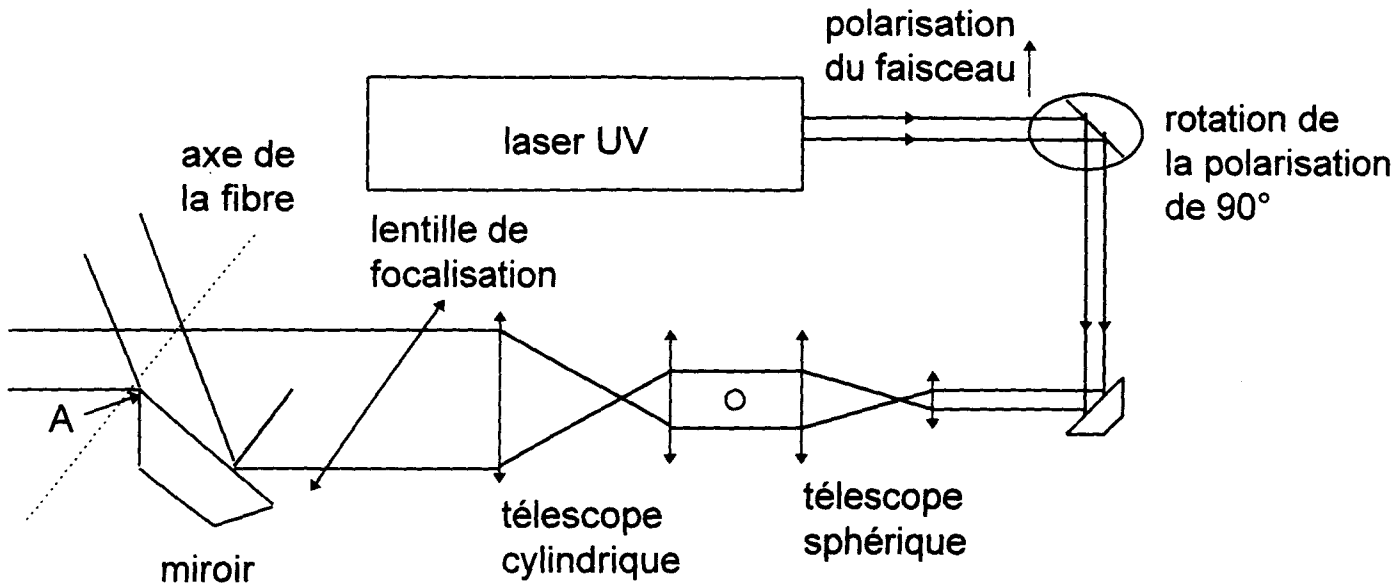


Figure II-8: Schéma de principe du banc d'inscription des réseaux de Bragg

Cette source délivre une puissance optique de l'ordre de 100 mW. Elle est commercialisée par la société Coherent SA sous le nom de FReD. En première approximation, la structure du faisceau peut être assimilée à une structure gaussienne. Le diamètre $2W_0$ du spot du faisceau en sortie du laser est de l'ordre de 0,8 mm, l'angle de divergence 2θ ($\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0}$) est égale à $6 \cdot 10^{-4}$ rad. Le faisceau est polarisé linéairement selon une direction horizontale. Un système de deux miroirs permet de faire tourner la direction de polarisation rectiligne de 90° , de façon à ce que la polarisation du faisceau soit verticale (montage de type Nörremberg). Le faisceau se propage dans un plan horizontal. Un ensemble de deux télescopes formés de lentille en silice (qualité UV grade) permet de réduire la divergence angulaire du faisceau et d'en augmenter la stabilité angulaire. Le premier télescope afocal est formé de lentilles sphériques, son grossissement est égale à environ 10. Le second télescope afocal est formé de deux lentilles cylindriques dont les génératrices sont verticales. Les distances focales de ces lentilles sont choisies selon les applications (le grandissement dans le plan horizontal est compris entre 1 et 23). En sortie du télescope cylindrique, les dimensions du faisceau peuvent atteindre le centimètre selon la direction verticale et environ 5 cm selon une direction horizontale. Un système de fentes rectilignes verticales joue le rôle d'un diaphragme de

champ. Un miroir plan de réflectivité R_{max} à 244 nm est disposé selon un plan vertical, son arête A étant située sur l'axe optique du faisceau. Ce miroir est placé sur une platine de rotation pas à pas. L'axe de rotation de la platine est confondue avec l'arête verticale A. Après que le revêtement protecteur de la fibre ait été enlevé au moyen d'un solvant chimique, la fibre est placée contre l'arête A selon une direction perpendiculaire au plan du miroir. L'irradiance du faisceau ultraviolet incident sur la fibre est augmentée au moyen d'une lentille cylindrique dont les génératrices horizontales sont disposées parallèlement à la fibre. La distance focale de cette lentille est égale à 300 mm si bien que le spot de focalisation approximativement rectangulaire a pour dimensions typiques $15 \mu\text{m} \times 2,5 \text{ cm}$. La lentille cylindrique de focalisation est placée sur une platine de rotation (autour d'un axe vertical).

Les interférences sont créées dans l'espace commun aux deux bras du faisceau. Le pas Λ du réseau est égal à l'interfrange. La longueur d'onde de Bragg du réseau fixée par la relation (2-16) est donc déterminée par la valeur de l'angle d'incidence θ du faisceau UV sur le miroir plan

$$\lambda_B = n_{eff} \cdot \frac{\lambda_p}{\cos(\theta)} \quad (2-16)$$

Dans cette relation, λ_p désigne la longueur d'onde du laser de pompe soit 244 nm. L'alignement des optiques et la position angulaire de référence ($\theta=0$) du miroir sont optimisés par autocollimation. Les mouvements de rotation du miroir et de la lentille cylindrique sont commandés au moyen d'une unité de contrôle électronique.

Le contrôle de l'inscription des réseaux

L'efficacité des réseaux est mesurée en temps réel au cours de l'inscription par spectrométrie d'absorption ou de réflexion. A cet effet, le flux lumineux issu d'une source superluminescente à fibre dopée par des ions erbium est injecté dans la fibre lorsque nous y inscrivons des réseaux accordés à une longueur d'onde de Bragg située dans la fenêtre $1,55 \mu\text{m}$. Lorsque les réseaux sont inscrits dans d'autres régions spectrales, la source superluminescente est remplacée par une source de lumière blanche ou une source à large spectre. Le flux lumineux transmis ou réfléchi dans la fibre est analysé au moyen d'un analyseur de spectre de résolution maximale 0,05 nm. Selon la résolution

recherchée, la durée de prise d'un spectre est de quelques secondes. Ainsi lorsque la longueur des réseaux est inférieure à 1 cm, le spectre du réseau est enregistré en forme « vraie ». Pour des réseaux de longueur supérieure à 1 cm, la résolution de l'analyseur de spectre s'avère insuffisante. Le facteur de réflexion est mesuré de façon approchée par valeur inférieure. Nous disposons au laboratoire d'un laser monomode accordable dont la longueur d'onde peut être modifiée pas à pas dans la gamme spectrale 1,48 μm - 1,57 μm (laser TUNICS de la société PHOTONETICS). Un pas correspond à une variation de longueur d'onde égale à 0,01 angstroem. Le contrôle de la réponse spectrale des réseaux peut être réalisé au moyen de cette source. Le temps de balayage de la source sur un intervalle de longueur d'onde de 2 nm avec la résolution maximale est de quelques minutes. L'utilisation de cette source permet d'accéder à des spectres en transmission de réseaux de Bragg acquis avec une résolution égale à 0,01 angstroem.

2.3.4 Exemples de réalisation : comparaison théorie-expérience

La courbe en trait plein tracée sur la figure II-9 représente le spectre d'un réseau inscrit dans la fibre de référence CNET ST447. Le réseau long de 5 mm a été réalisé selon un pas égale à 529 nm. La durée de l'insolation a été fixée à 30 secondes et l'irradiance moyenne du champ de franges à 20 W/cm². Afin de garantir un éclairage sensiblement uniforme du champ de franges le faisceau à structure gaussienne a été étendu avec le télescope de grandissement maximum 23, puis diaphragmé symétriquement par rapport à son axe, de façon à n'utiliser que la partie centrale du faisceau pour inscrire le réseau long de 5 mm. La réflectivité du réseau est égale à 80% et sa largeur spectrale entre les deux premiers zéro à 4 angstroems. L'amplitude de la modulation d'indice ($\Delta n = 2,2 \cdot 10^{-4}$) a été calculée à l'aide de la relation (2-14). Cette valeur numérique a été ensuite introduite dans les relations (2-13) de façon à obtenir la transmission $T(\lambda) = 1 - R(\lambda)$ du réseau en fonction de la longueur d'onde. Le graphe de $T(\lambda)$ est représenté par la courbe en pointillés sur la figure (II-9). L'accord entre cette courbe et la courbe expérimentale est satisfaisant compte-tenu des différentes hypothèses formulées pour établir les relations (2-13) et (2-14). Si les temps d'insolation sont prolongés au delà de quelques minutes ou si l'uniformité longitudinale du faisceau ultraviolet n'est pas assurée, les spectres des réseaux ne sont plus symétriques par rapport à un axe perpendiculaire à l'axe des abscisses passant par λ_B . Ces effets sont discutés dans le chapitre 3.

2.4 Comparaison entre les deux filtres sélectifs en fréquence

Le tableau 2-1 rassemble les propriétés des deux filtres sélectifs en fréquence. Il permet de bien discerner leur domaine d'application

Propriétés	Réseaux de Bragg	Filtres à couches diélectriques
Nature du réflecteur	distribuée (l=1 à 5 cm)	localisé en extrémité de fibre
Longueur d'onde de résonance	600nm à 2,1 µm (fibres germanosilicates)	400 nm à plus de 2 µm (quelle que soit la fibre)
Largeur spectrale	0,015 nm à 19 nm	qqn nm à 500 nm
Réflectivité	$10^{-3} < R < R_{max}$	$10^{-5} < R < 95\%$
accord spectral	- traction de la fibre - élévation thermique $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-5} \Delta T$	Difficile à réaliser car le filtre est déposé en extrémité de fibre
Anisotropie	dépend du type de fibre et des conditions de l'inscription	?
Pertes	Absorption : dépend de λ_B et des conditions de l'inscription Couplage vers les modes radiatifs : dépend du type de photosensibilité, de λ , des conditions d'inscription et des paramètres optogéométriques de la fibre	Absorption : Dépend des conditions de dépôt Pertes dues au couplage avec le mode contrapropagatif
Résistance à une élévation thermique	dépend des conditions d'inscription du réseau, de l'histoire du réseau et de la nature de la fibre	dépend des matériaux déposés
Résistance à une irradiation lumineuse	dépend des conditions d'insolation	quelques 4MW/cm ²

Résistance à une irradiation γ	excellente (50 Mrad)	?
---	-------------------------------	----------

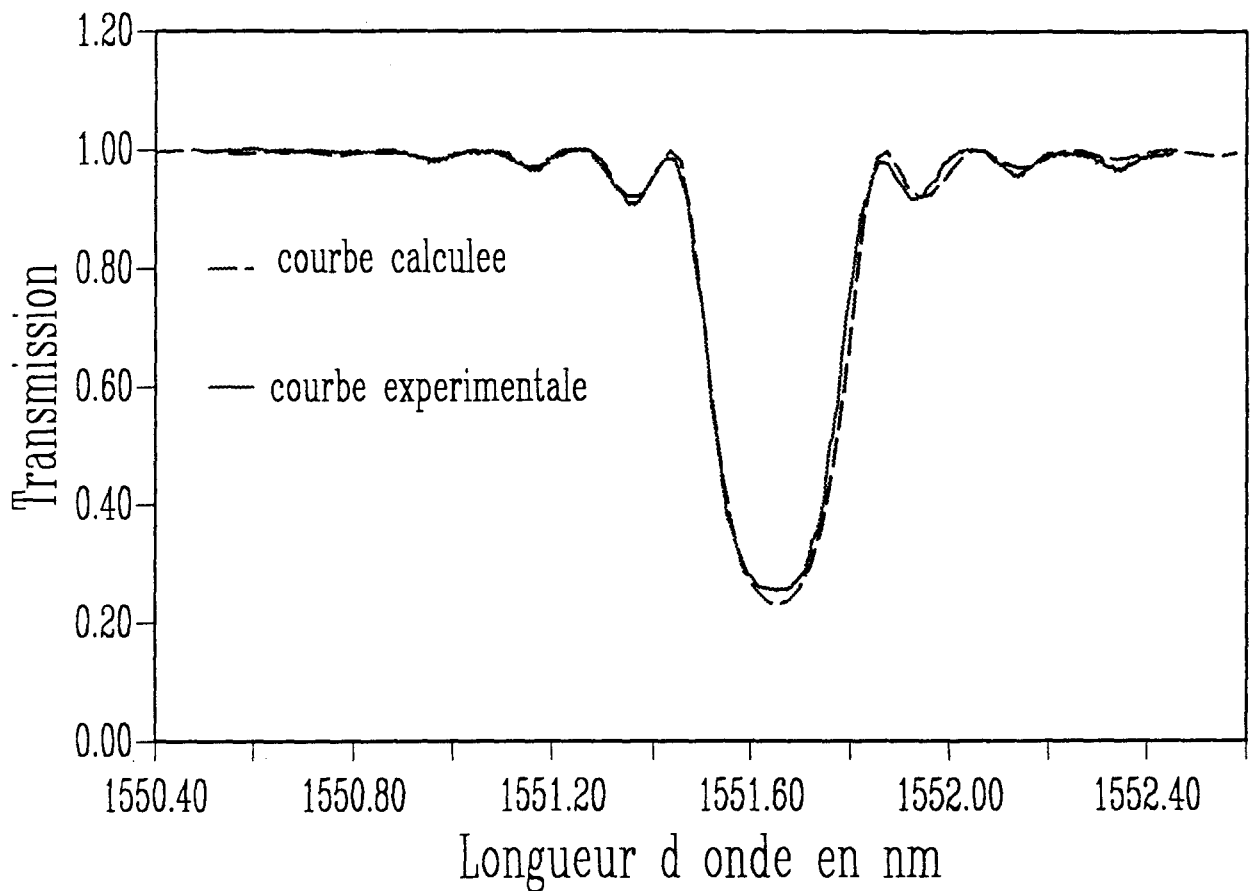


Figure II-9 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg.
 Comparaison modèle-expérience ($L=5\text{mm}$, temps de pose = 30 s et
 irradiance = 20 W/cm^2)

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, deux dispositifs de filtrage en fréquence ont été présentés avec les méthodes de fabrication développées au CNET. Des modèles simplifiés ont permis d'en comprendre le principe et de définir quelques règles simples d'ingénierie. Il convient de noter que les réseaux de Bragg sont des filtres très sélectifs en fréquence, de conception récente et qui intéressent fortement les personnes travaillant dans le domaine des composants pour les télécommunications. Les faibles pertes d'insertion et des facteurs de réflectivité élevés font du réseau de Bragg un composant passif idéal pour le filtrage sélectif. Ce filtre va permettre de réaliser un grand nombre de composants plus complexes et ainsi de compléter la gamme des composants passifs et actifs pour les télécommunications. Le chapitre suivant développe des avancées dans ce domaine.

Références

- [1] P. Ferdinand, « Capteurs à fibres optiques et réseaux associés », Technique et documentation, Ed. Lavoisier, 1992
- [2] M.J.F. Dignonnet and B.Y. Kim, « Optical fiber sensors », Ed. J. Dakin et B. Culshaw, Artech, 1988
- [3] H.A. Macleod, « Thin -film optical filters », Ed. Adam Hilger Ltd
- [4] O. Vasseur, « Calcul et réalisation de traitements optiques multicouches pour diodes laser. Etude de l'influence des défauts de structure des couches sur les performances des diodes traitées. », thèse de doctorat à l'Université d'Aix-Marseille, 1990
- [5] S. Legoubin, « Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photoinscrits dans des fibres optiques », thèse de doctorat présentée à l'USTL en octobre 1994
- [6] B. Poumellec et al., « UV induced densification during Bragg gratings inscription », Opt. Mat., Vol.4, pg. 441-449
- [7] W.X. Xié et al., « Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres », Opt. Comm., Vol.104, N°1, pg. 185-195, 1993
- [8] D.K. Lam and B. Garside, « Characterization of single mode optical fiber filters », Appl. Opt., Vol.20, N°3, pg. 440-445, 1981
- [9] D. Gloge, « Weakly guiding fibers », Appl. Opt., Vol.10, pg. 2252-2258, 1971
- [10] C. Vassallo, « Optical waveguide concepts », Ed. ELSEVIER, 1991
- [11] K.O. Hill et al., « Photosensitivity in optical waveguides : application to reflection filter fabrication », Appl. Phys. Lett., Vol.32, N°10, pg. 647-649, 1978

[12] G. Meltz et al., « Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method », Optics Lett., Vol.14, N°15, pg. 823-825, 1989

[13] K.O. Hill et al., « Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings », Electron. Lett., Vol.26, N°16, pg. 1270-1272, 1990

CHAPITRE 3 : LES DISPOSITIFS PASSIFS

3.1 Introduction

Dans les systèmes à fibre optique expérimentaux et industriels, les dispositifs passifs sont nombreux. Il s'agit, entre autres, des coupleurs, des connecteurs, des contrôleurs de polarisation, des multiplexeurs et démultiplexeurs... Les réseaux de Bragg peuvent être introduits dans des dispositifs passifs car ils possèdent des propriétés utiles pour diverses applications dans le domaine des télécommunications optiques. Ainsi, les réseaux de Bragg ne modifient pas seulement le spectre en amplitude des ondes transmises ou réfléchies, ils perturbent également le spectre de phase. Cette propriété se traduit par une dispersion de la vitesse de groupe. On conçoit donc qu'un réseau de Bragg puisse être utilisé pour compenser la dispersion de vitesse de groupe introduite par la propagation d'un mode dans la fibre à la condition qu'elle soit de signe contraire à celle introduite par le réseau. Nous montrons que le réseau de Bragg à pas effectif variable le long de son axe permet d'apporter une solution au problème de la limitation de capacité résultant de la dispersion chromatique des fibres.

La seconde partie du chapitre s'attache à présenter le problème du filtrage en fréquence dans les nouvelles architectures des réseaux de télécommunication. Les réseaux de Bragg photoinscrits apportent une solution simple à ces problèmes. Cependant, la fabrication de réseaux de Bragg à forte variation d'indice a montré que des pertes en excès sont susceptibles d'apparaître sur une large bande spectrale. Il s'agit d'un problème sérieux pour une éventuelle utilisation de ces filtres dans le réseau de télécommunication. Un modèle est développé pour comprendre l'apparition de ces pertes et pour les limiter. Une solution théorique est présentée ainsi que la solution expérimentale qui en découle. Les résultats obtenus sont ensuite commentés.

Dans la troisième partie du chapitre, une autre application est exposée. Il s'agit de la maintenance des réseaux optiques de distribution. La technique développée fait intervenir un autre type de réseaux de Bragg: les réseaux à traits inclinés. La principale fonction de ces réseaux consiste à dissiper l'énergie des ondes incidentes. Les résultats d'un modèle sont commentés et le comportement de ce type de composants est étudié.

3.2 La compensation de dispersion

Le problème de la dispersion chromatique dans les fibres des télécommunications est présenté dans ce paragraphe. De nombreuses solutions théoriques et expérimentales existent : remplacer la fibre dispersive G652 par la fibre G653 à dispersion nulle dans la troisième fenêtre des télécommunications, ajouter un tronçon de fibre à dispersion négative pour compenser la dispersion positive des fibres déjà installées. L'utilisation des réseaux de Bragg constitue également une des solutions. Nous nous proposons d'explicitier dans ce qui suit cette affirmation en l'illustrant par nos premières réalisations.

3.2.1 Le problème de la dispersion chromatique en régime de propagation monomode

La propagation d'impulsions brèves est affectée par le phénomène de dispersion chromatique. Les différentes composantes spectrales associées à l'impulsion se propagent dans la fibre avec différentes vitesses de phase. En régime de propagation linéaire l'impulsion s'élargit. Mathématiquement, l'effet de la dispersion peut être pris en compte en développant la constante de propagation β du mode fondamental en série de Taylor autour de la pulsation ω_1 de la porteuse [1]. La relation 3-1 représente ce développement arrêté à l'ordre 2 :

$$\beta = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_1) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_1)^2 + \varepsilon \quad (3-1)$$

L'enveloppe de l'impulsion se propage avec la vitesse de groupe $V_g = \frac{1}{\beta_1}$ le temps de propagation de groupe τ par unité de longueur étant défini par la relation 3-2 :

$$\tau = \beta_1 = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)_{\omega_1} = \frac{1}{V_g} \quad (3-2)$$

Le paramètre $\beta_2 = \left(\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right)_{\omega_1}$ qui rend compte de la dispersion de vitesse de groupe est responsable de l'élargissement de l'impulsion.

Dans le domaine des communications sur fibre optique on utilise le paramètre de dispersion chromatique D de préférence à β_2 :

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d\tau}{d\omega} \quad (3-3)$$

D s'exprime en ps/nm/km. Lorsque D est positif les composantes « basse fréquence » appartenant au spectre de l'impulsion se propagent moins vite que les composantes « haute fréquence ». Elles sont donc associées au front descendant alors que les composantes « bleues » sont associées au front montant.

Il y a deux origines physiques à la dispersion: la contribution du matériau via la dépendance en λ de l'indice du diélectrique et la dispersion modale via la dépendance en λ de l'indice effectif du mode. La longueur d'onde pour laquelle la dispersion est nulle se note λ_0 . Pour la fibre standard télécom G652 cette valeur est voisine de 1300 nm.

Un grand nombre de fibres ont été installées sur le réseau afin de transmettre l'information dans la seconde fenêtre des télécommunications, soit à 1,3 μm . La question s'est posée d'utiliser ces fibres pour transmettre l'information sur une longueur d'onde située dans la troisième fenêtre des télécommunications, soit à 1,55 μm . Les fibres installées, de standard télécom, ont une dispersion nulle à 1,3 μm mais pas à 1,55 μm . A 1,55 μm , la dispersion, égale à 17 ps/(nm.km), dans la fibre G652 est positive. En conséquence, la dispersion chromatique élevée va limiter le produit débit par longueur d'une liaison. Une solution à ce problème consiste à réaliser un réseau de Bragg dont le pas effectif $n_{\text{eff}} \Lambda$ est variable le long du réseau. Le réseau est alors utilisé en réflexion. La figure III-1 présente le schéma de principe de cette solution.

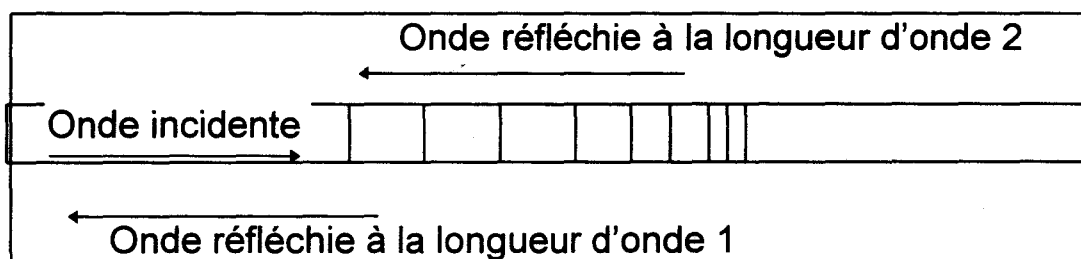


Figure III-1 : Le réseau de Bragg pour la compensation de dispersion chromatique

Dans un réseau à pas effectif variable, les différentes composantes formant le spectre du signal ne sont pas réfléchies au même endroit dans le réseau. Dans le cas de la figure III-1, la composante spectrale de longueur d'onde 2 (inférieure à la longueur d'onde 1) est réfléchiée à l'extrémité du réseau pour laquelle le pas effectif (donc la longueur d'onde de Bragg) est inférieur à celui qui correspond à la partie du réseau qui réfléchit la composante spectrale de longueur d'onde 1. Les deux composantes spectrales ne subissent donc pas le même retard de phase. La composante spectrale de longueur d'onde 2 effectue une distance supplémentaire de l'ordre de deux fois la longueur du réseau. En adaptant judicieusement les longueurs d'onde de Bragg et la longueur d'un réseau, il est possible de créer une dispersion chromatique négative qui compense la dispersion chromatique positive des fibres du réseau de télécommunications. Pour mettre ce principe en application, il est nécessaire de développer une modélisation des réseaux à pas effectif variable : $\Lambda_{eff}(z) = n_{eff}(z)\Lambda(z)$ le long de l'axe de la fibre.

3.2.2 Le modèle des réseaux à profil d'indice pseudo-sinusoidal

Le modèle présenté ici a été développé par M. Yamada et K. Sakuda [2]. Le réseau à pas effectif variable est modélisé par une somme de réseaux élémentaires à pas effectif fixe. Les réseaux élémentaires ont une même longueur. Celle-ci est déterminée de façon à ce que la variation du pas effectif sur cette longueur soit négligeable, soit $\frac{d(n_{eff}^j \Lambda)}{dz} \ll 1$. L'accord de phase est respecté d'un réseau j au suivant $j+1$.

Il faut considérer un réseau à pas effectif fixe dont la perturbation créant le couplage est de la forme $\Delta n_j \cos(p_j z + \phi_j)$. ϕ_j désigne la phase du réseau à l'origine du réseau ($z=0$). C_1, C_2 sont les amplitudes respectives des modes co et contra propagatif. Les équations aux modes couplés sont alors (chapitre 2) :

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{dz} &= -i\kappa_j e^{2i\Delta_j z} e^{-i\phi_j} C_2(z) \\ \frac{dC_2}{dz} &= i\kappa_j e^{-2i\Delta_j z} e^{i\phi_j} C_1(z) \end{aligned} \quad (3-4)$$

Pour des raisons de simplicité de notation, l'indice j est omis sur les amplitudes des modes C_1, C_2 .

avec
$$\Delta_j = (\beta_1 + \beta_2 - p_j) / 2 = \beta_\lambda - \beta_{B_j} \quad (3-5)$$

et
$$\beta_\lambda = \frac{2\pi n_{eff}^j}{\lambda} \quad \text{et} \quad \beta_{B_j} = \frac{2\pi n_{eff}^j}{\lambda_{B_j}} \quad (3-6)$$

$$p_j = \frac{2\pi}{\Lambda_j} \quad \text{et} \quad \kappa_j = \frac{\pi \Delta n_j \Gamma_j}{\lambda_{B_j}} \quad (3-7)$$

Λ_j désigne le pas réel du réseau, Γ_j le facteur de recouvrement entre le mode fondamental et la surface transverse sur laquelle le réseau a été inscrit (le coeur de la fibre dopée au germanium le plus souvent). κ_j désigne le facteur de couplage entre les modes, il est exprimé en fonction des paramètres de la fibre et du réseau dans la relation (3-7). La longueur d'onde de Bragg est définie par $\lambda_{B_j} = 2n_{eff}^j \Lambda_j$

La résolution de ces équations donne pour $C_1(z)$:

$$C_1(z) = (Ae^{s_j z} + Be^{-s_j z})e^{i\Delta_j z} \quad (3-8)$$

avec $s_j = \sqrt{\kappa_j^2 - \Delta_j^2}$ et A et B des constantes dépendant des conditions aux limites.

Les équations précédentes ne tiennent pas compte des déphasages induits par la propagation des champs dans le réseau. Pour en tenir compte, il suffit de poser $C'_1(z) = C_1(z)e^{-i\beta_1 z}$ pour le mode co propagatif et $C'_2(z) = C_2(z)e^{i\beta_2 z}$ pour le mode contra propagatif. En prenant l'origine de la phase de l'onde à $z=0$, on a :

$$\begin{aligned} C'_1(0) &= C_1(0) \\ C'_2(0) &= C_2(0) \\ C'_1(L) &= C_1(L)e^{-i\beta_1 L} \\ C'_2(L) &= C_2(L)e^{i\beta_2 L} \end{aligned} \quad (3-9)$$

Avec L la longueur d'un réseau élémentaire.

Il est possible de déduire des équations (3-8) et (3-9) :

$$\begin{pmatrix} C_1(0) \\ C_2(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1(L) \\ C_2(L) \end{pmatrix} \quad (3-10)$$

avec

$$\begin{aligned} f_{11} &= (\cosh(s_j L) + i\Delta_j \sinh(s_j L) / s) e^{i\beta_{sj} L} \\ f_{12} &= (i\kappa_j \sinh(s_j L) / s_j) e^{-i\beta_{sj} L} e^{-i\phi_j} \\ f_{21} &= f_{12}^* \\ f_{22} &= f_{11}^* \end{aligned} \quad (3-11)$$

Un réseau quelconque peut être considéré comme une suite de réseaux élémentaires (Figure III-2) de même longueur.

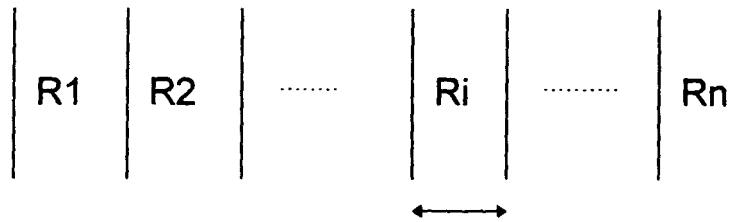


Figure III-2 : Les réseaux élémentaires

Chaque réseau élémentaire possède une longueur L et la phase du j ème réseau à l'interface avec le $j+1$ ème réseau est de ϕ_j . L'accord de phase entre le $j-1$ ème réseau et le j ème est de :

$$\phi_j = \phi_{j-1} + \frac{2\pi L}{\Lambda_j} \quad (3-12)$$

avec Λ_j la période du j ème réseau.

Le calcul de la matrice permettant de rendre compte du réseau complet s'obtient alors en multipliant les matrices des réseaux élémentaires dans l'ordre de la propagation de l'onde incidente (Figure III-2). Soit :

$$F = \prod_{j=1}^n F_j \quad (3-13)$$

Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission complexes est alors :

$$r = \frac{f_{21}}{f_{11}} \text{ et } t = \frac{1}{f_{11}} \quad (3-14)$$

avec f_{ij} les termes de la matrice F . Les facteurs de transmission et de réflexion en intensité sont ensuite calculés en prenant le module au carré de r et t . L'évolution de la phase se déduit de la phase des nombres complexes r et t .

Ce calcul permet de connaître la fonction de transfert de tout type de réseau en réflexion et en transmission à condition toutefois que l'évolution du pas effectif soit suffisamment lente pour que la décomposition en réseaux élémentaires conserve un sens. Les variations de l'indice effectif, du pas et de la modulation d'indice le long du réseau peuvent être prises en compte par le modèle.

Soient les fonctions de transfert du réseau en transmission ou en réflexion en fonction de la pulsation ω :

$$t(\omega)e^{-i\phi(\omega)}, r(\omega)e^{i\phi(\omega)} \quad (3-15)$$

le temps de propagation de la composante spectrale ω réfléchi par le réseau s'écrit $\tau = \frac{d\phi}{d\omega}$, transmise $\tau = \frac{d\phi'}{d\omega}$

La figure III-3 présente le calcul de la transmission et du temps de propagation théorique à la traversée d'un réseau de Bragg à pas effectif fixe. Le réseau a une longueur égale à 1.5 cm ($\kappa L=3$). Le réseau perturbe le temps de propagation du mode dans la fibre.

Le modèle a été créé pour simuler l'utilisation de réseaux de Bragg à pas effectif variable. La variation du pas effectif le long du réseau se traduit par une variation de la longueur d'onde de Bragg des réseaux élémentaires.

La figure III-4 présente un résultat de calcul du retard introduit par la réflexion sur un réseau à longueur d'onde de Bragg locale variable. La variation de la longueur d'onde de Bragg locale est linéaire selon z . La différence entre la longueur d'onde de Bragg locale à une extrémité du réseau et celle à l'autre extrémité est de 2,8 angstoems. Le facteur de couplage κ est égale à 200. La droite représentée en traits pointillés correspond à un retard de 130 ps pour une variation de fréquence égale à 10 GHz. Il s'agit du retard qu'il est nécessaire d'introduire pour compenser la dispersion chromatique des fibres du réseau de télécommunication sur 100 km. La courbe en trait plein représente le retard induit par un réseau à longueur d'onde de Bragg locale variable. Ce réseau possède une longueur de 1.5 cm. Cet exemple montre que

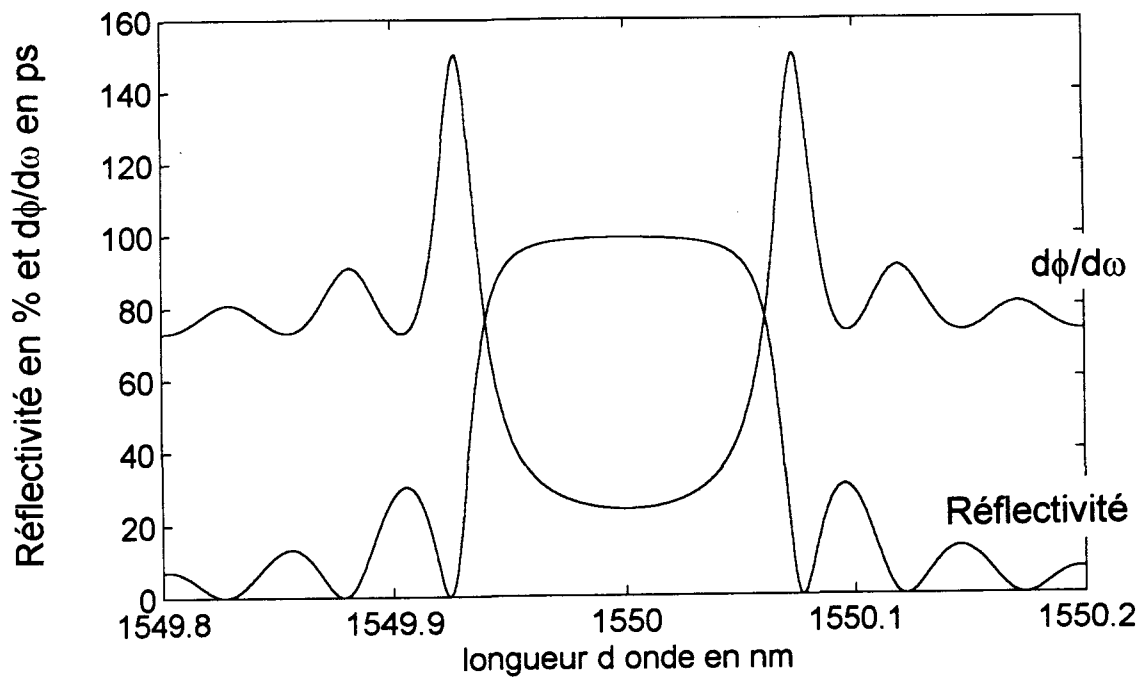


Figure III-3 : $d\phi/d\omega$ et spectre en réflexion calculés d'un réseau de Bragg

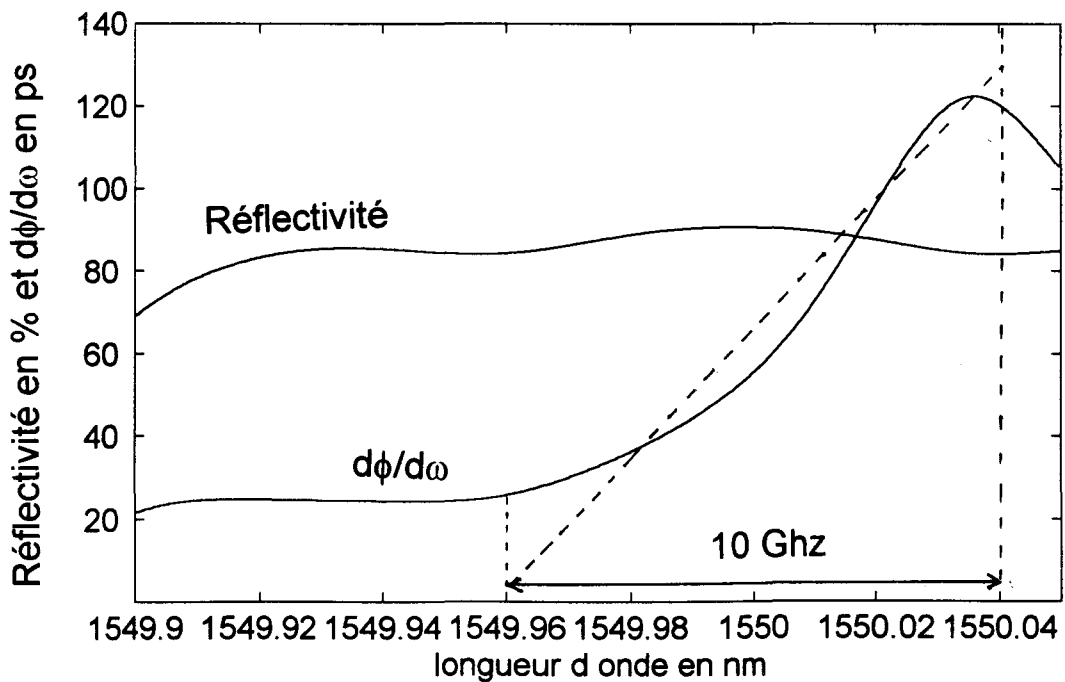


Figure III-4 : $d\phi/d\omega$ et spectre en réflexion calculés d'un réseau à pas effectif variable

les réseaux à longueur d'onde de Bragg locale variable peuvent théoriquement résoudre le problème de la dispersion chromatique. Il est important que le réseau réfléchisse l'onde incidente de manière significative de façon à introduire le moins de perte possible dans le processus de compensation et le moins de distorsion du signal réfléchi. La réflexion du réseau est tracée sur la même figure. Cette réflexion est égale à 90%.

La solution théorique présentée dans ce paragraphe montre que les réseaux de Bragg peuvent apporter une solution au problème de la dispersion chromatique. Il convient maintenant d'exposer les techniques qui permettront de fabriquer les réseaux compensateurs.

3.2.3 Un début de solution expérimentale

Plusieurs procédés permettent de réaliser des réseaux à pas effectif variable. Le pas effectif dépend de deux paramètres qui sont : la période du réseau et l'indice effectif du mode. En conséquence, une variation de l'un de ces paramètres (ou les deux) le long de l'axe de la fibre introduit une variation du pas effectif suivant le même axe.

Une première solution consiste donc à utiliser un réseau de pas physique variable le long de l'axe de la fibre. Cette variation du pas peut être créée soit en insolant la fibre par une figure d'interférences adaptée, soit en modifiant localement le pas d'un réseau préalablement inscrit selon un pas fixe [3].

Une seconde solution consiste à faire évoluer l'indice effectif du mode sur la longueur du réseau. L'exemple qui suit montre que cette évolution peut être réalisée de manière simple. Un réseau à pas fixe est inscrit dans le coeur d'une fibre. Des insulations localisées réalisées à l'aide d'un faisceau UV d'éclairement uniforme permettent d'élever l'indice effectif du mode [4]. Cet indice est modifié localement. De ce fait, le pas effectif est modifié suivant l'axe de la fibre.

La méthode qui a été retenue au CNET pour fabriquer des réseaux à pas effectif variable consiste à faire évoluer l'indice effectif du mode de propagation le long du réseau. A cet effet, nous avons choisi de faire évoluer le diamètre du coeur de la fibre. Ainsi sur une fibre conique, l'indice effectif varie continûment suivant l'axe de la fibre. Il s'agit donc d'inscrire un réseau sur une partie conique de fibre. La figure III-5 présente le schéma de principe du composant.

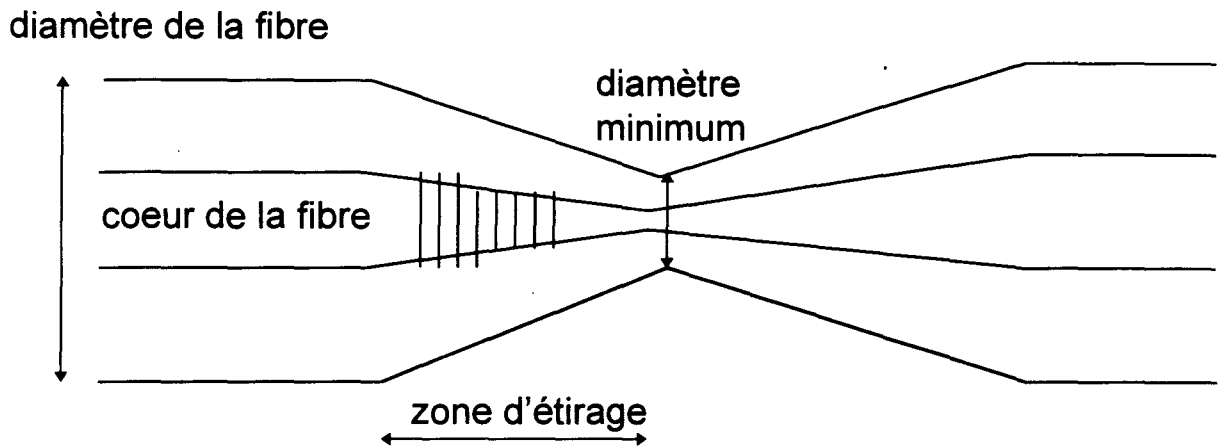


Figure III-5 : Exemple de réalisation de réseaux à longueurs d'onde de Bragg variable.

Pour obtenir les deux parties coniques présentées sur la figure III-5, la fibre est chauffée localement et, simultanément, une traction est effectuée sur les deux extrémités de la fibre [5]. De cette manière, le diamètre de la fibre ainsi que le diamètre de coeur sont réduits selon une loi d'homothétie. Ces composants ont été fabriqués au CNET par L. Rivoallan. Ils possèdent les caractéristiques suivantes. La fibre utilisée est la fibre référencée FPG492. La longueur d'un cône est égale à 2.5 cm et le diamètre extérieur varie de 125 μm à 80 μm . La figure III-6 présente le résultat du calcul de l'indice effectif suivant le diamètre extérieur de la fibre pour ces composants. L'indice effectif varie ainsi de 10^{-2} sur une longueur de 2.5 cm suivant l'axe de la fibre. La variation est linéaire ce qui va donc induire une variation linéaire du pas effectif du réseau.

Des réseaux de Bragg ont été photo-inscrits sur les parties coniques de la fibre. La figure III-7 présente la transmission spectrale en échelle linéaire d'un réseau de 5 mm de long. La longueur d'onde du rayonnement est portée sur l'axe des abscisses. La figure III-8 présente le même résultat simulé par le modèle précédent. Les transmissions spectrales des deux réseaux sont voisines. Pour aller plus loin dans la recherche sur les réseaux compensateurs de dispersion chromatique, il est nécessaire de se munir de moyens de mesures de la dispersion expérimentale introduite par ces réseaux. Malheureusement, le matériel

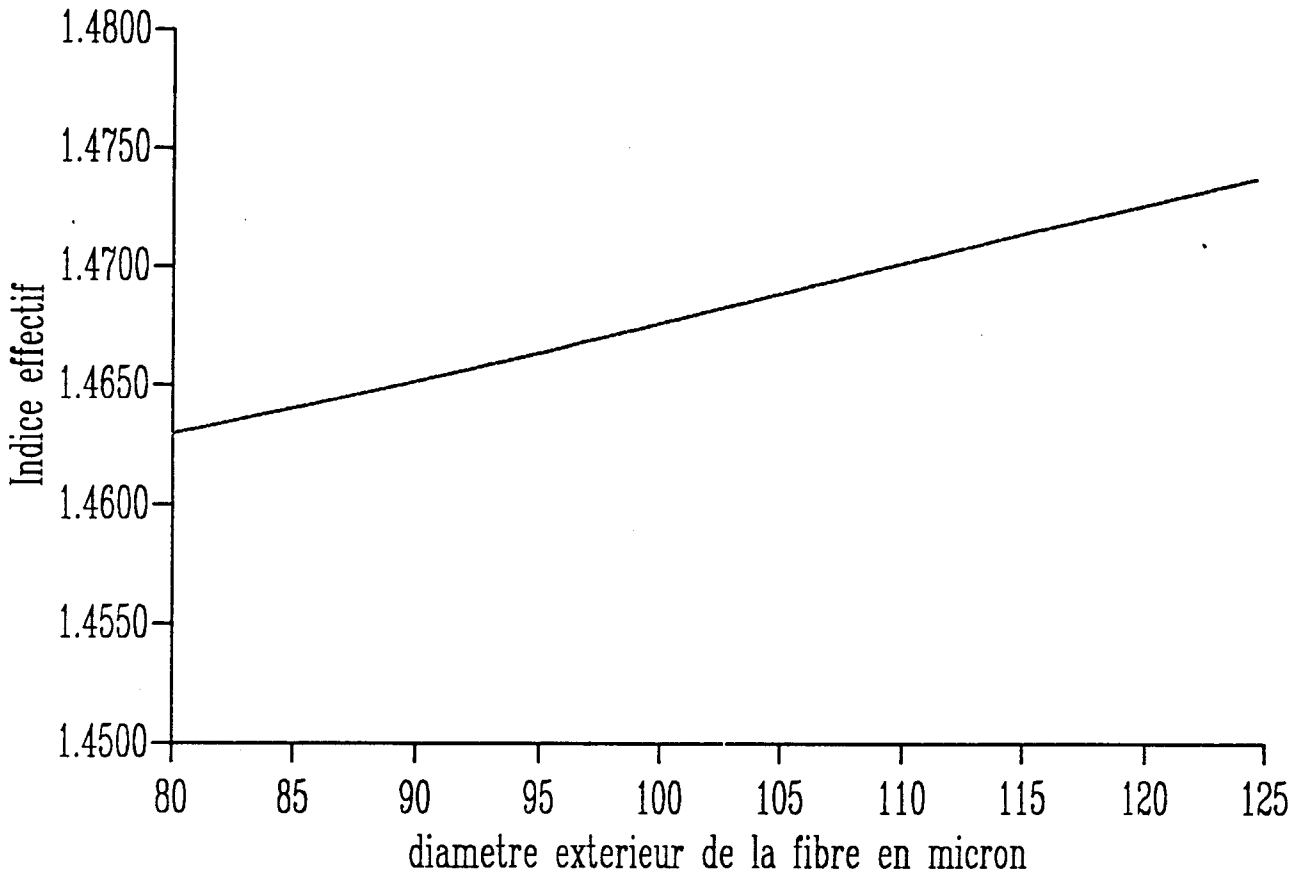


Figure III-6 : Evolution calculée de l'indice effectif du mode à 1.55 μm se propageant dans la fibre étirée.

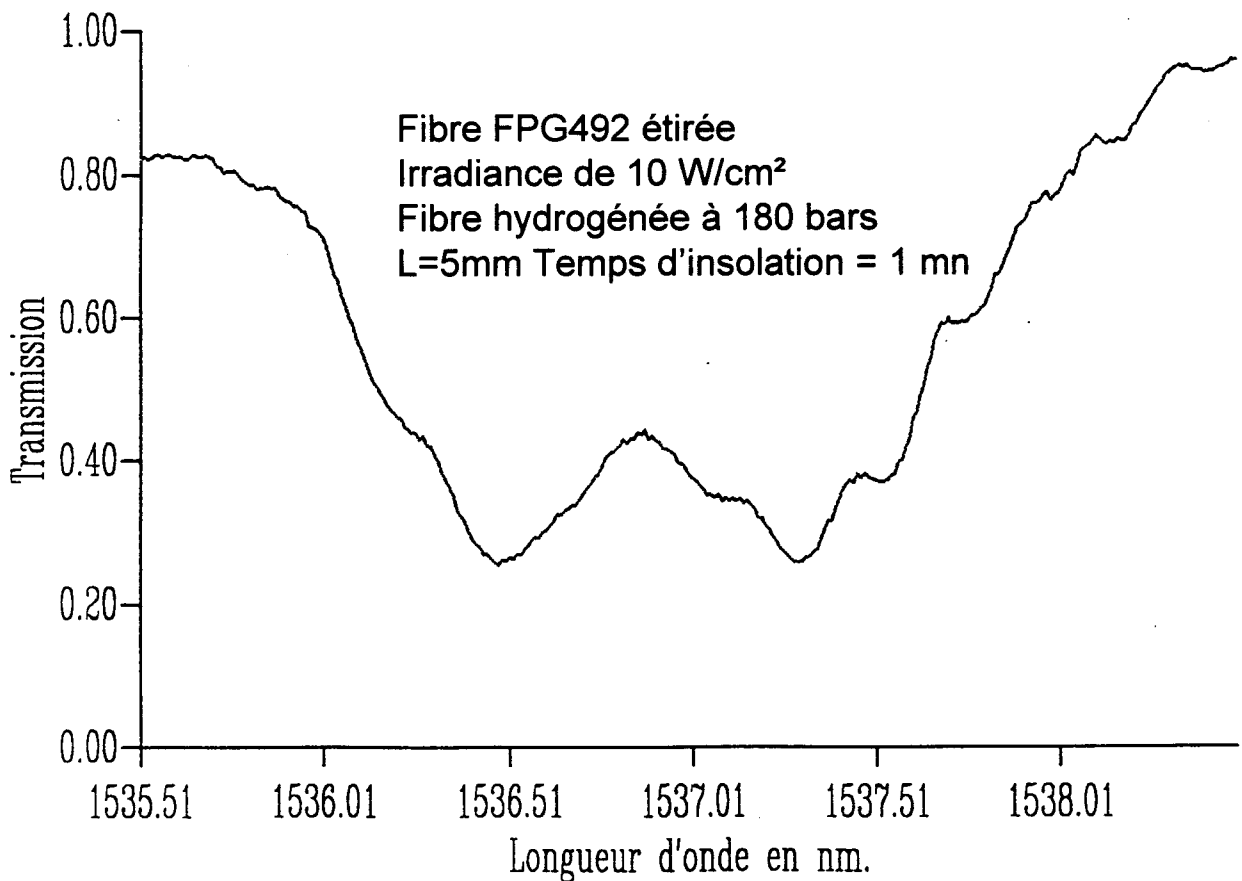


Figure III-7 : Spectre expérimental d'un réseau inscrit dans la partie conique de la fibre étirée.

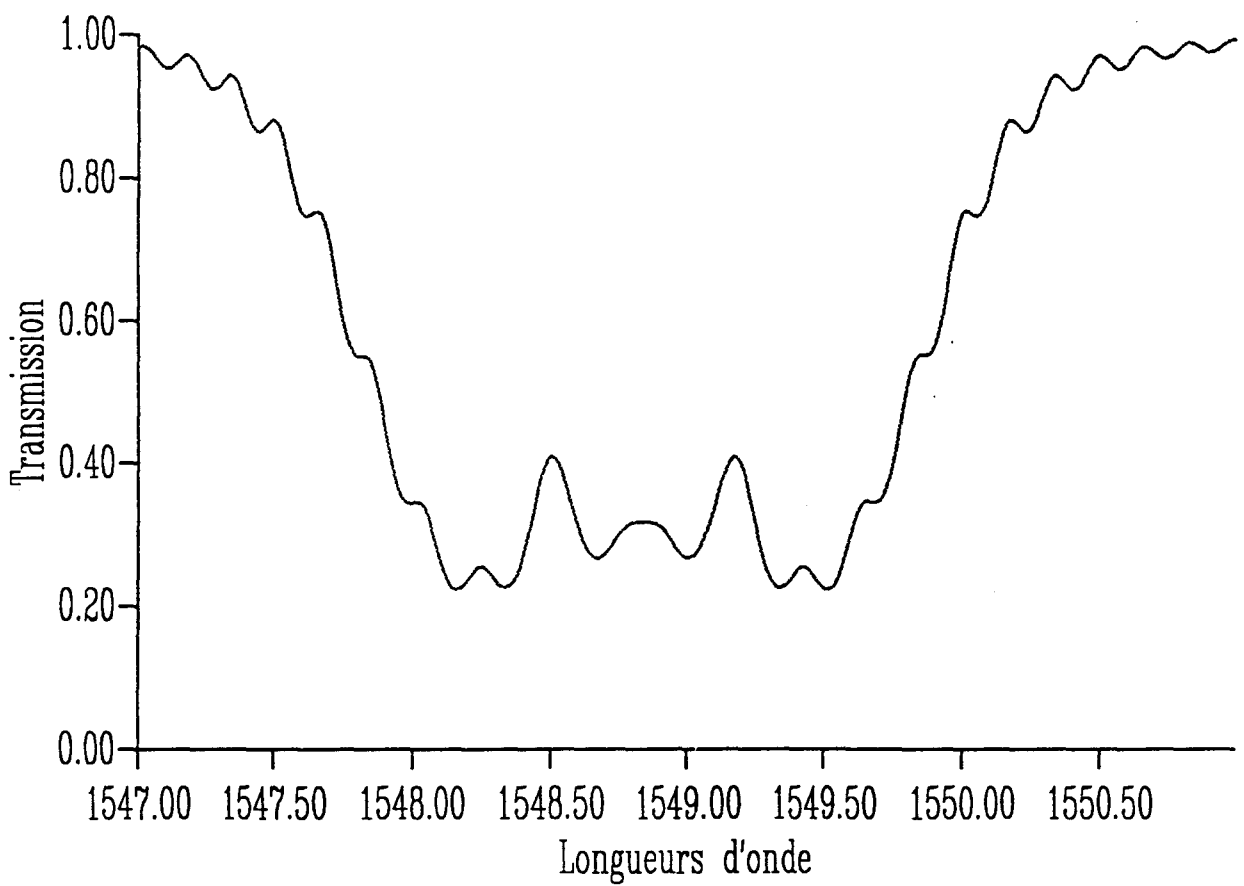


Figure III-8 : Spectre calculé du réseau de Bragg à pas effectif variable

n'a pas été disponible suffisamment tôt pour pouvoir présenter ici des résultats significatifs. Ce travail se poursuit au CNET.

3.2.4 Exemples de comparaison entre l'expérience et le modèle du réseau à profil d'indice pseudo-sinusoïdal

Le modèle qui a été précédemment développé peut être aisément généralisé au cas d'un réseau à profil d'indice pseudo-périodique. Il suffit pour cela de prendre en compte le fait que l'amplitude de la modulation d'indice est elle aussi susceptible d'évoluer si bien que le pas, l'indice effectif et l'amplitude de la variation d'indice sont fonction du numéro du réseau élémentaire.

En modifiant la répartition spatiale d'intensité U.V., suivant l'axe de la fibre, lors de l'inscription du réseau, certaines particularités apparaissent sur la forme de la réponse spectrale du réseau inscrit. Pour mettre en évidence ces phénomènes, la géométrie du faisceau issue du laser UV a été ajustée de façon à obtenir une répartition d'intensité décroissante sur l'axe de la fibre. La structure transverse du faisceau laser est gaussienne. La figure III-9 présente un exemple de répartition de l'intensité du faisceau laser sur la fibre lorsque celui-ci présente une structure transverse gaussienne. Pour obtenir un éclairage inhomogène, il convient d'inscrire un réseau long en ouvrant le diaphragme de champ au maximum.

Un réseau a été inscrit suivant la technique précédente. La figure III-10 présente le spectre en réflexion d'un réseau de Bragg obtenu. La mesure n'a pas réellement été faite en réflexion mais en transmission. Il a ensuite été supposé que l'inscription du réseau n'introduit pas de processus de pertes et donc que $R+T=1$. Le réseau a une longueur de 2 cm. Les oscillations vers les plus courtes longueurs d'onde sont significatives de la décroissance de la répartition d'intensité le long du réseau.

Pour rendre compte de ce comportement, le modèle décrit dans les paragraphes précédents a été utilisé. La variation de l'intensité d'irradiation provoque une variation de l'indice effectif et une variation de la modulation d'indice le long de cet axe. Les variations du pas provenant de la structure gaussienne de l'onde sont négligés dans ce cas. La figure III-11 présente une répartition d'indice gaussienne tronquée suivant l'axe de la fibre. La figure III-12 présente le spectre en

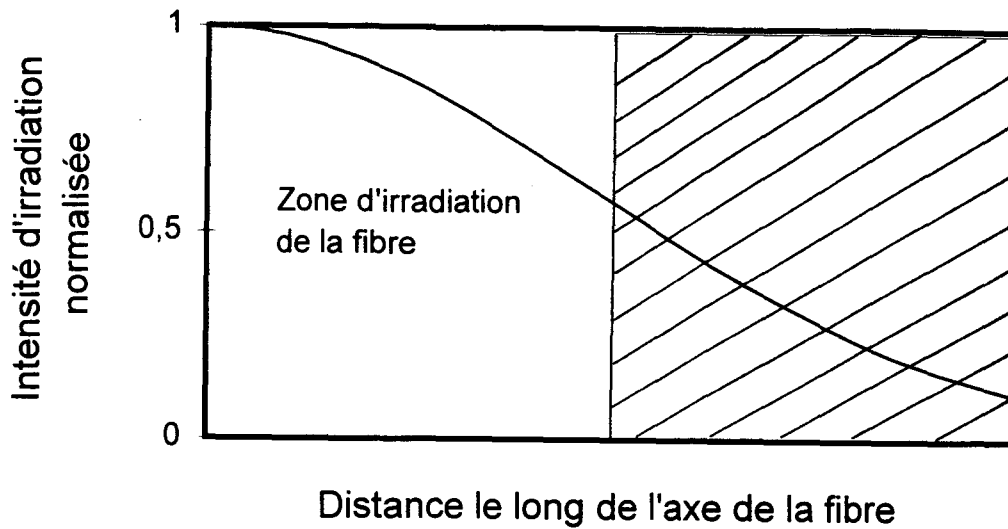


Figure III-9 : Exemple d'intensité d'irradiation d'un faisceau laser à structure transverse gaussienne

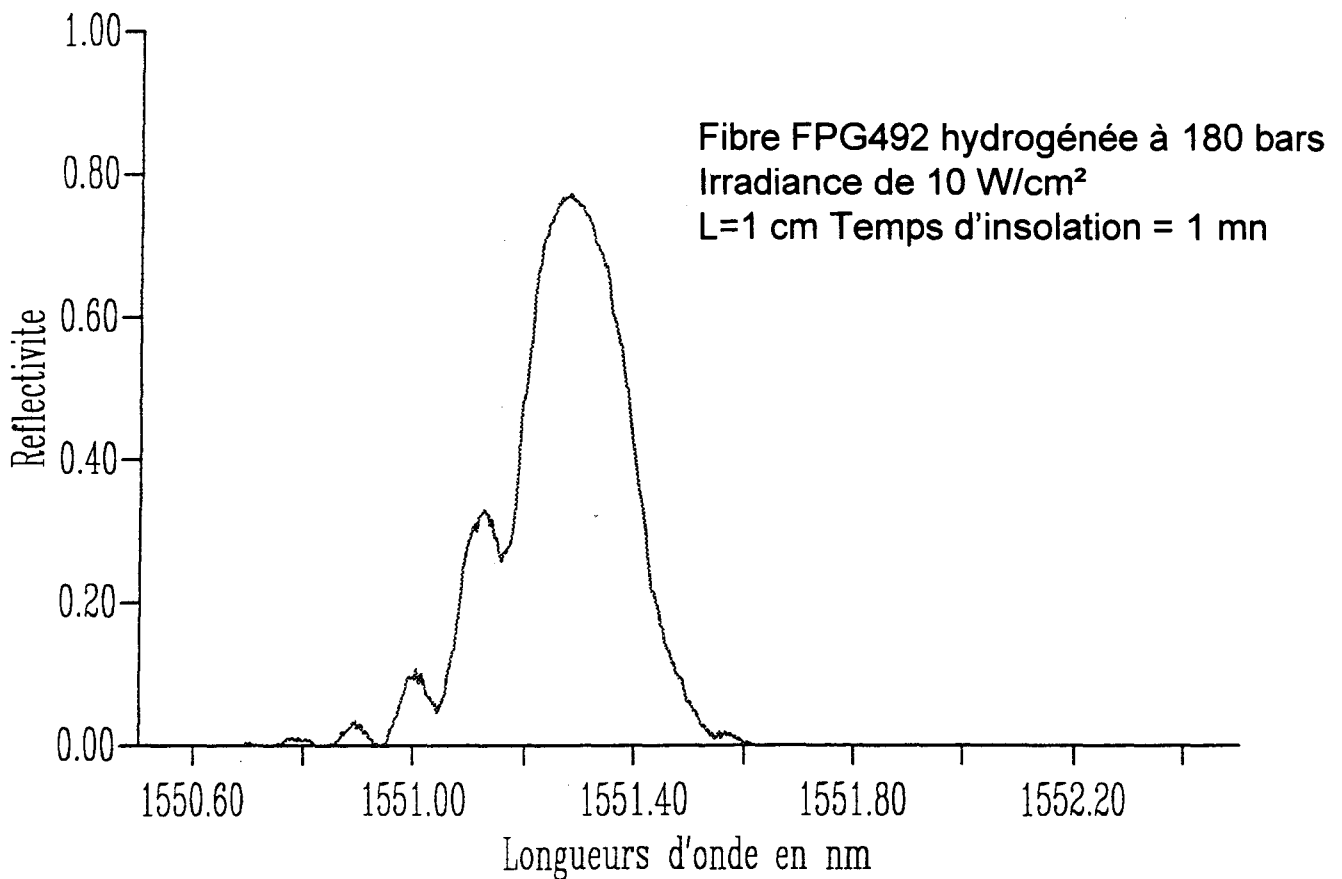


Figure III-10 : Spectre expérimental d'un réseau de Bragg inscrit avec une répartition gaussienne de l'intensité UV suivant l'axe de la fibre.

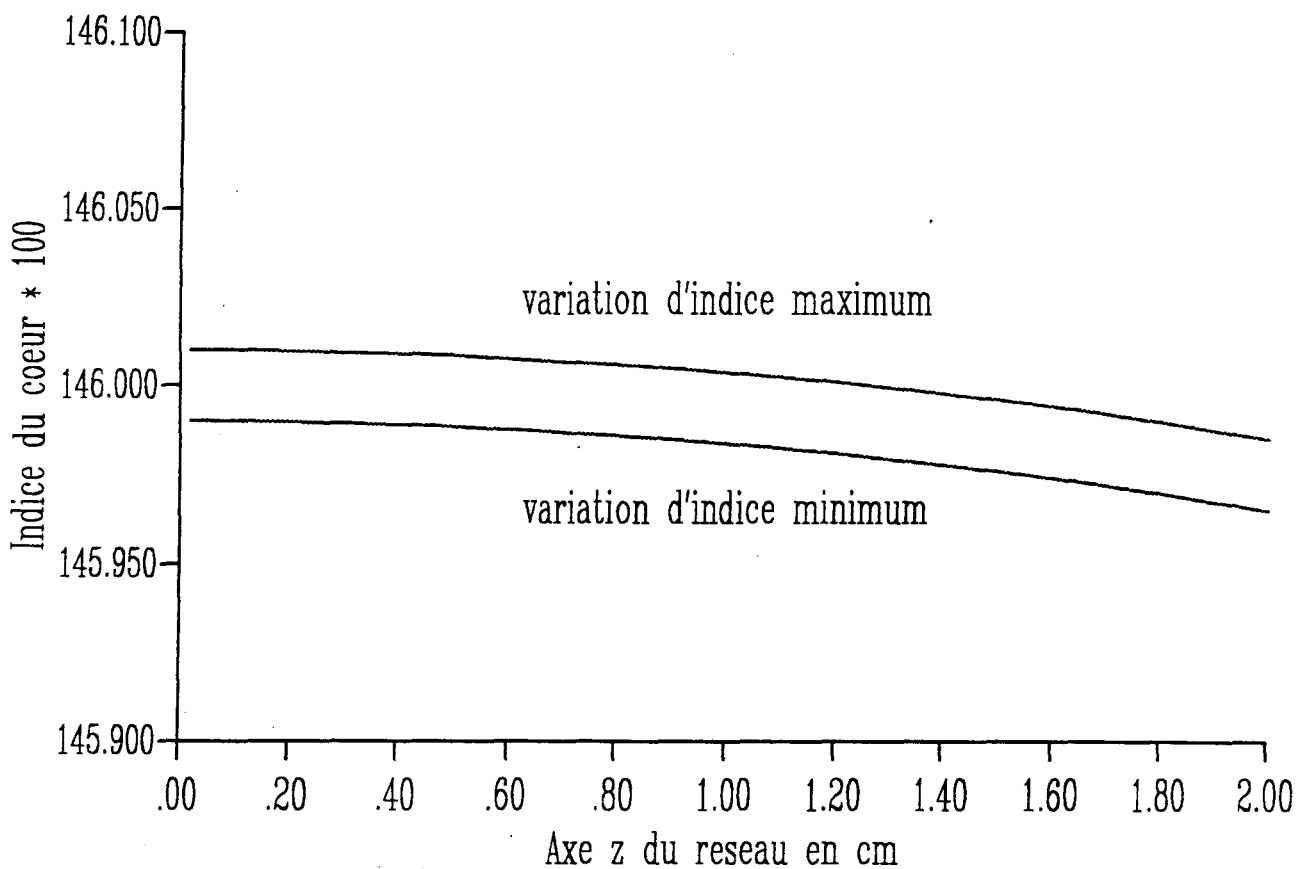


Figure III-11 : Amplitude longitudinale de la variation d'indice induite

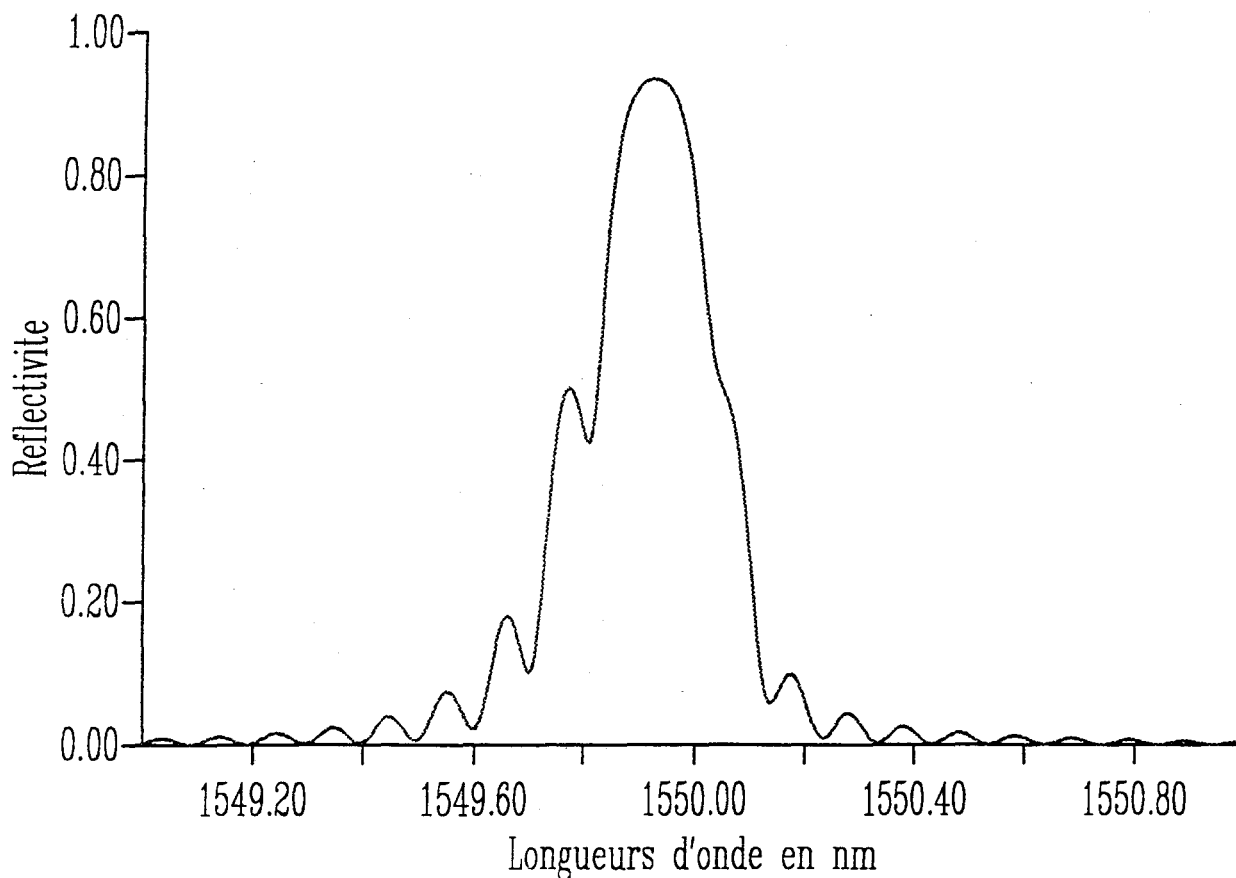


Figure III-12 : Spectre du réseau calculé suivant la répartition d'intensité présentée de la figure III-11

réflexion calculé du réseau, construit en partant de cette répartition d'indice. La comparaison de ce résultat de calcul à la figure III-10 montre que le modèle rend bien compte de ces phénomènes.

Suivant une remarque effectuée par V. Mizrahi, les oscillations observées du côté des courtes longueurs d'onde peuvent être interprétées comme provenant d'effets de type Fabry-Pérot [6]. En effet, en raison de la distribution gaussienne de l'intensité du faisceau d'écriture, la partie de la fibre située au voisinage de l'arête du miroir se comporte comme un réseau très efficace accordé à une longueur d'onde de Bragg λ_{B1} supérieure à la longueur d'onde de Bragg λ_{B2} de la partie du réseau inscrit loin de l'arête du miroir (photosensibilité de type I, pour laquelle la variation d'indice est une fonction croissante de l'irradiation). Les radiations de longueurs d'onde λ_{B2} sont encore réfléchies partiellement par le réseau inscrit près de l'arête du miroir et sont susceptibles d'interférer de façon constructives ou destructives avec les radiations réfléchies par la deuxième partie du faisceau.

La répartition d'intensité du faisceau U.V. permettant l'inscription d'un réseau doit être la plus homogène possible pour réaliser des réseaux symétriques. De faibles variations d'intensité le long de la fibre créent des déformations du spectre du réseau inscrit.

3.3 Les filtres sélectifs en fréquence

Une des premières applications des réseaux de Bragg est le filtrage en fréquence. Les réseaux ont une largeur spectrale qui peut être ajustée entre 0,02 nm et quelques nanomètres. Le taux de transmission peut être choisi entre 0 et -30 dB. Ce sont donc des filtres particulièrement intéressants pour les systèmes multicolores.

3.3.1 Les filtres dans les réseaux multicolores

L'utilisation du filtrage en fréquence constitue une donnée récente dans les communications optiques. En effet, les principaux systèmes de transport optique de l'information n'utilisent qu'une porteuse optique de longueur d'onde déterminée. Une augmentation du débit peut être réalisée en multiplexant des porteuses à différentes longueurs d'onde sur une même fibre. Dans la troisième fenêtre des télécommunications, les amplificateurs optiques à fibre dopée par des ions d'erbium ont une bande spectrale d'amplification de largeur égale à environ 30 nm. Ils permettent ainsi d'amplifier plusieurs porteuses de longueurs d'onde différentes et les faire se propager sur le même support à fibre optique.

Il convient alors de créer une nouvelle gamme d'éléments passifs et actifs qui permettront la gestion des signaux portés par les différents canaux. Les filtres en fréquence intégrés à la fibre font partie de ces nouveaux composants. Dans le domaine des filtres en fréquence, les techniques disponibles de filtrage d'un signal issu d'une fibre optique ont longtemps consisté à utiliser des couches minces ou des réseaux de diffraction en espace libre. Les réseaux de Bragg photoinscrits apportent une autre solution à ces problèmes.

Dans les réseaux de télécommunications multicolores, il est prévu d'utiliser la propagation simultanée de porteuses à différentes longueurs d'onde. Les différentes longueurs d'onde seront espacées de quelques nanomètres. Le filtrage consiste, dans ce cas, à atténuer ou réfléchir une onde sans perturber les autres. Les filtres doivent donc être spectralement fins (quelques angstroms de largeur à mi-hauteur), avec une réflectivité donnée et ils ne doivent pas induire de perte en excès à d'autres longueurs d'onde. En particulier, de façon idéale leur réponse spectrale doit être apodisée.

Dans la suite de ce paragraphe, nous montrons que les réseaux de Bragg peuvent introduire des atténuations en transmission importantes à des longueurs d'onde autres que la longueur d'onde de Bragg. Il s'agit donc là d'un grave inconvénient. Ce problème est introduit en présentant des résultats expérimentaux. Un modèle est ensuite présenté afin de rendre compte de nos observations. Des solutions théorique et expérimentale permettant de s'affranchir en partie de ce problème sont étudiées.

3.3.2 Les réseaux de Bragg et le couplage aux modes du continuum

Description du problème

Les inscriptions de réseaux de Bragg réalisées avec des modulations d'indice importantes conduisent à des réponses spectrales différentes de celles présentées sur la figure II-9. Il apparaît des pertes en transmission à des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg du réseau. La figure III-13 présente un exemple de spectre de transmission d'un réseau fortement réflecteur dans une fibre qui présente caractéristiques du standard télécom (G652). Ces atténuations peuvent être importantes (plusieurs dizaines de dB). Elles sont de plus caractérisées par une multitude de pics d'atténuation. Ces pertes apparaissent systématiquement dans les fibres à saut d'indice [7].

Fibre ST447 hydrogénée à 180 bars
Irradiance de 10 W/cm²
L=1 cm Temps d'insolation = 1 mn

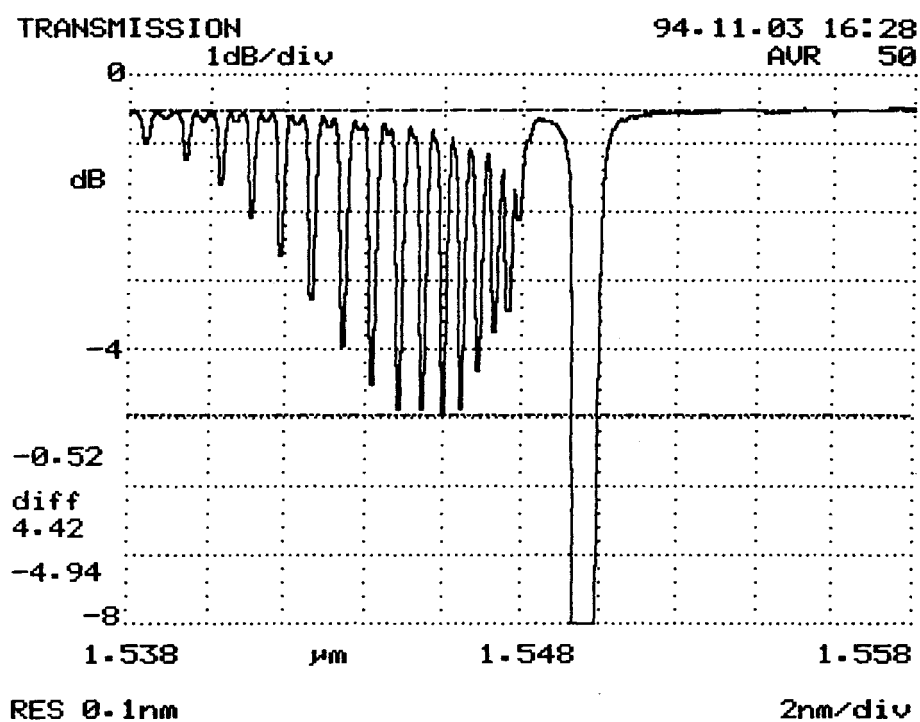


Figure III-13 : Spectre en transmission d'un réseau saturé. Exemple de couplage vers les modes rayonnants.

Interprétation du phénomène

Les atténuations décrites précédemment sont les conséquences d'un échange d'énergie entre le mode fondamental de propagation (LP01) et les modes rayonnants [6]. La figure III-14 présente le profil d'indice d'une fibre dénudée sur laquelle un réseau est photo-inscrit.

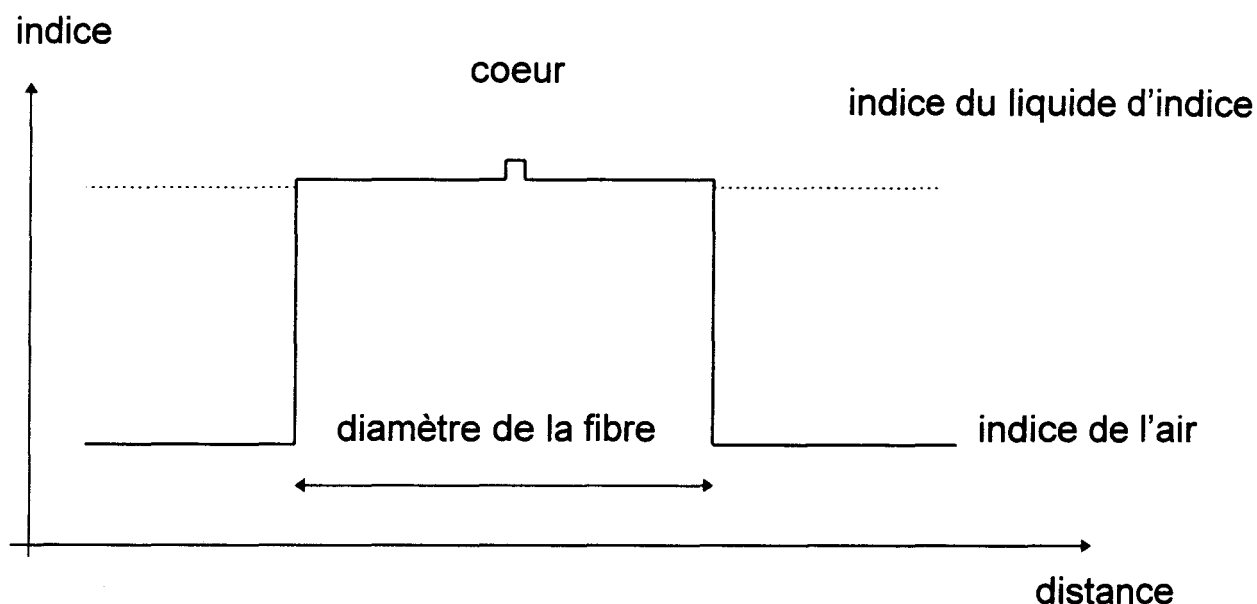
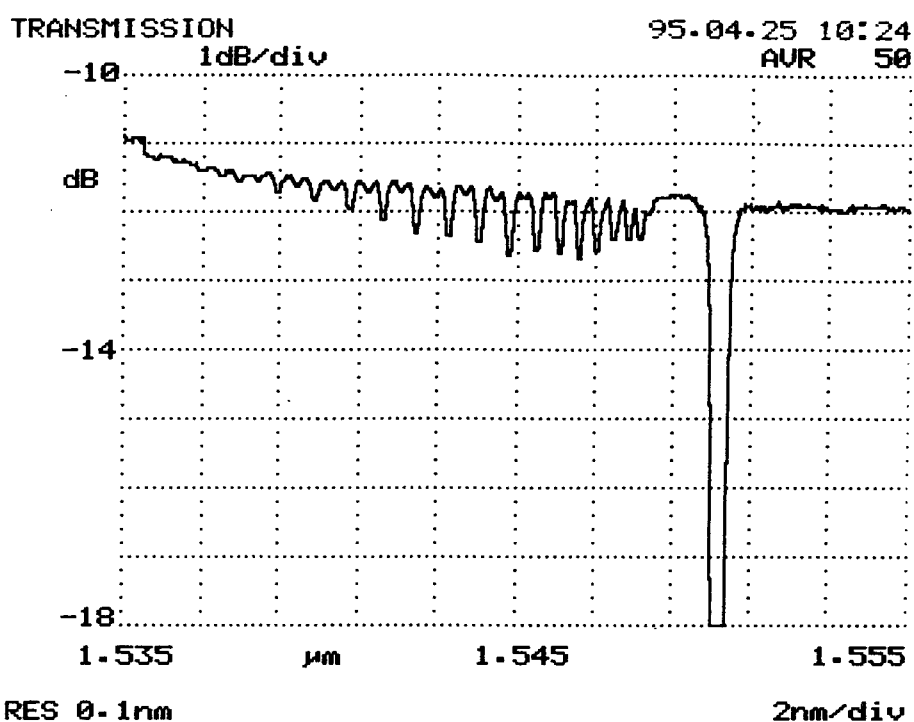


Figure III-14 : Profil simplifié d'indice d'une fibre dénudée

La perturbation d'indice créée dans le coeur de la fibre pour inscrire le réseau de Bragg provoque un couplage entre le mode fondamental et les modes rayonnants.

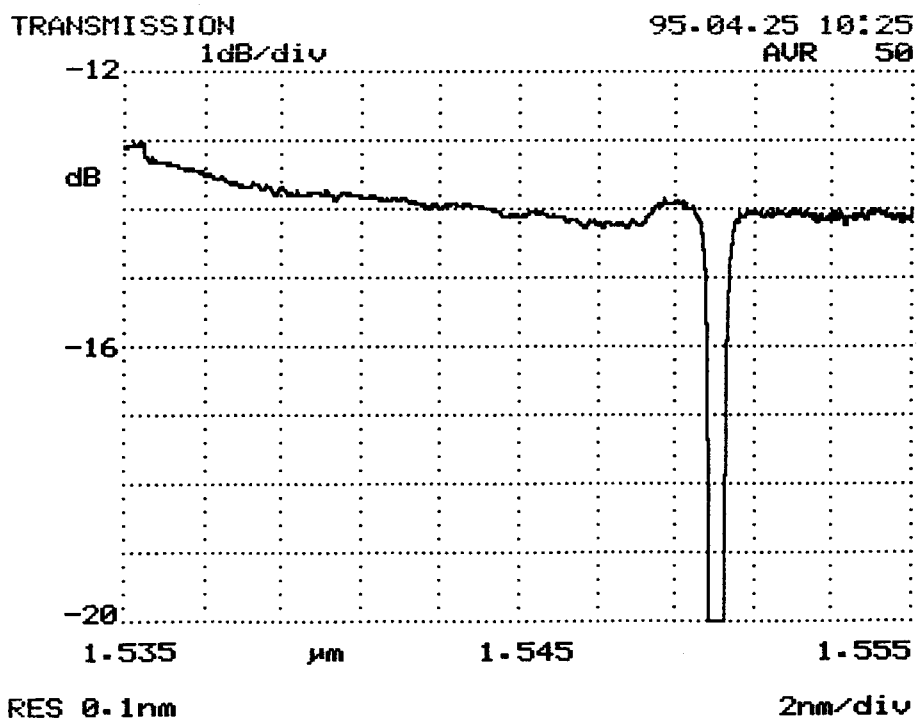
Lorsque la fibre est dénudée, c'est-à-dire sans revêtement extérieur, le profil d'indice de la fibre est présenté en trait plein sur la figure III-14. Il existe alors une discontinuité importante entre l'indice de l'air et celui des gaines optique et mécanique composées essentiellement de silice. Cette discontinuité de l'indice est distribuée selon un cylindre qui constitue une cavité transverse. Les modes propres de cette cavité sont quantifiés. Il peut donc s'établir un couplage entre le mode fondamental qui se propage dans le coeur de la fibre et les modes de la structure. Sur la figure III-13, chaque pic d'atténuation traduit un couplage avec un mode.

Lorsque la fibre sur laquelle est inscrit le réseau est plongée dans un liquide d'indice proche de celui de la silice, le profil d'indice de la fibre est présenté sur la figure III-14 en traits pointillés. Il n'y a alors plus de discontinuité due à l'interface silice-air. Il existe alors un continuum de



Fibre FPG385 hydrogénée à 180 bars
Irradiance de 10 W/cm^2
L=1 cm Temps d'insolation = 1 mn

sans liquide adaptateur d'indice



avec liquide adaptateur d'indice

Figure III-15 : Suppression du couplage vers les modes rayonnants discrets en plongeant la fibre dans du liquide adaptateur d'indice

modes rayonnants. Le couplage ne se fait plus entre le mode fondamental et des modes de la structure globale mais entre le mode fondamental et un continuum de modes rayonnants. En conséquence, les pics d'atténuations disparaissent. Néanmoins, le couplage entre modes existe toujours. Il y a donc toujours une atténuation dans la même région spectrale (Figure III-15).

L'atténuation due au couplage vers le continuum des modes rayonnants peut être très importante. Pour illustrer cette affirmation, la figure III-16 montre le spectre en transmission d'un réseau de Bragg correspondant à une forte élévation d'indice. La longueur d'onde de Bragg du réseau est de 1557.5 nm. La fibre sur laquelle a été inscrit le réseau est plongée dans un liquide d'indice. L'atténuation située de 1544 nm à 1555.5 nm est due au couplage vers le continuum. La valeur de l'atténuation est égale à 99%.

Modélisation

La modélisation complète est présentée dans l'annexe 1. Les principes de cette modélisation sont décrits dans ce paragraphe. Le couplage n'est pas possible à toutes les longueurs d'onde. L'indice effectif d'un mode rayonnant n_r est inférieur à l'indice de la gaine n_g . L'accord de phase entre un mode rayonnant contrapropagatif et le mode guidé s'écrit :

$$\beta_r + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (3-16)$$

avec $\beta_r = \frac{2\pi n_r}{\lambda}$ et $\beta_{01} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$ les constantes de propagation du mode rayonnant et du mode guidé.

On déduit de la relation (3-16) :

$$\lambda \leq \lambda_{\max} = \frac{\lambda_B}{2} \cdot \left(\frac{n_g}{n_{eff}} + 1 \right) \quad (3-17)$$

La relation (3-18) exprime l'écart entre la longueur d'onde de Bragg et la longueur d'onde maximale à laquelle le couplage peut avoir lieu :

$$\Delta\lambda = \lambda_B - \lambda_{\max} = \frac{\lambda_B}{2} \cdot \left(1 - \frac{n_g}{n_{eff}} \right) \quad (3-18)$$

Fibre ST447 hydrogénée à 180 bars
Irradiance de 30 W/cm²
L=1,5 cm Temps d'insolation = 10 mn

couplage vers le mode contra propag

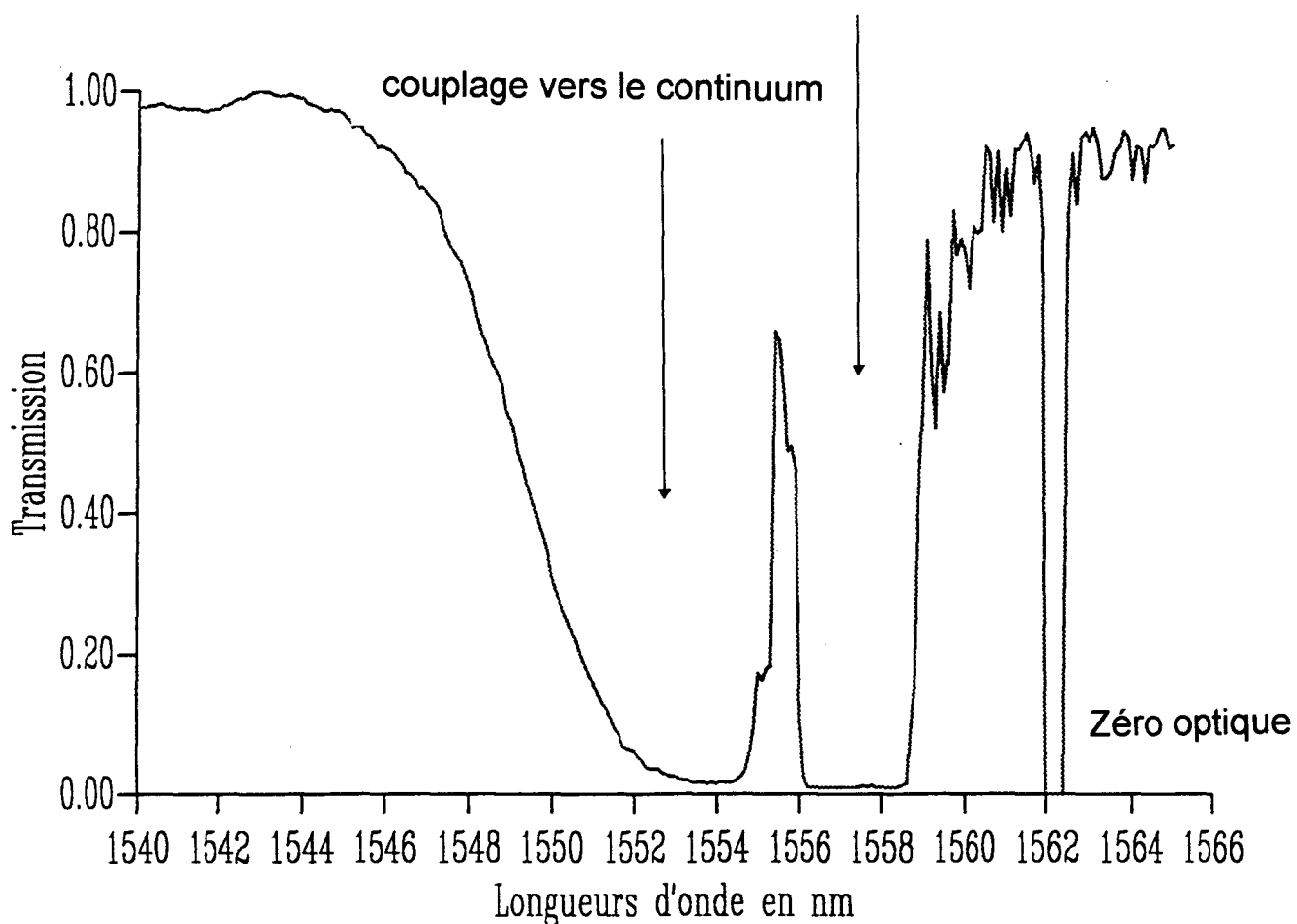


Figure III-16 : Exemple de couplage vers le continuum des modes rayonnants pour un réseau saturé

Pour une fibre à faible différence d'indice entre le coeur et la gaine ($5 \cdot 10^{-3}$), l'écart en longueur d'onde est de l'ordre de 2.5 nm tandis que pour une fibre à forte différence d'indice ($40 \cdot 10^{-3}$), cet écart peut être de quelques dizaines de nm.

En définissant les amplitudes des modes par $C_{01}(z)$ pour le mode guidé et par $C_\alpha(z)$ pour les modes rayonnants repérés par l'indice α , les équations de couplage entre les modes s'écrivent :

$$\frac{dC_{01}(z)}{dz} = i\kappa \int_{\alpha} g_{\alpha,01} C_\alpha(z) e^{-i\Delta_\alpha z}$$

et $\forall \alpha$

$$\frac{dC_\alpha(z)}{dz} = -i\kappa g_{\alpha,01} C_{01}(z) e^{i\Delta_\alpha z} \quad (3-19)$$

avec $\kappa = \frac{\omega \Delta n_{\max}}{2c}$ le coefficient de couplage, $g_{\alpha,01}$ l'intégrale de recouvrement entre le mode guidé et le mode rayonnant α et $\Delta_\alpha = \beta_\alpha + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda}$ l'accord de phase. La solution de ce système d'équations différentielles est présentée dans la référence [6].

La solution est alors :

$$\frac{dC_{01}(z)}{dz} = -\sigma C_{01}(z) \quad (3-20)$$

et

$$\sigma = \pi [g_{\alpha,01}^2 \kappa^2 D(\beta)]_{\Delta_\alpha=0} \quad (3-21)$$

avec $D(\beta)$ la densité de mode rayonnant, soit :

$$D(\beta) = \frac{dv}{d\beta} = \frac{\beta}{v} = \frac{\beta}{\sqrt{\beta_g^2 - \beta^2}} \quad (3-22)$$

avec $\beta_g = \frac{2\pi n_g}{\lambda}$.

L'expression de $g_{\alpha,01}$ est fournie dans l'annexe 1. Avec ce modèle, seul le couplage vers le continuum des modes rayonnants est pris en compte. Le résultat du calcul est le spectre en transmission du mode fondamental.

Fibre	Diamètre de coeur en microns	Différence d'indice coeur-gaine
1	8.5	$5.5 \cdot 10^{-3}$
2	6.3	$10 \cdot 10^{-3}$
3	4.5	$20 \cdot 10^{-3}$
4	3.6	$30 \cdot 10^{-3}$
5	3	$45 \cdot 10^{-3}$

Tableau 1 : Paramètres des fibres

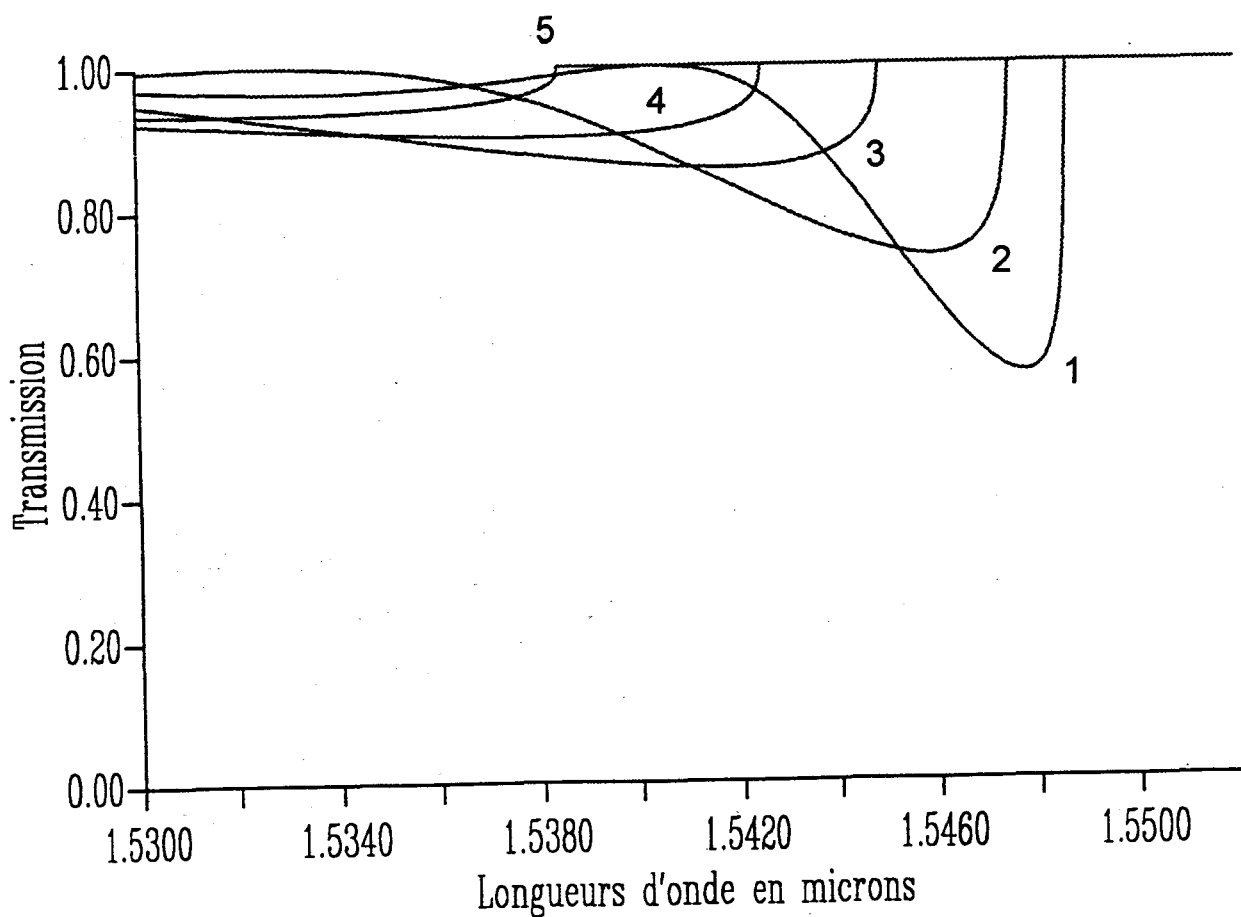


Figure III-17 : Couplage vers le continuum des modes rayonnants sur les fibres 1, 2, 3, 4 et 5 pour un réseau dont les traits sont perpendiculaires à la fibre

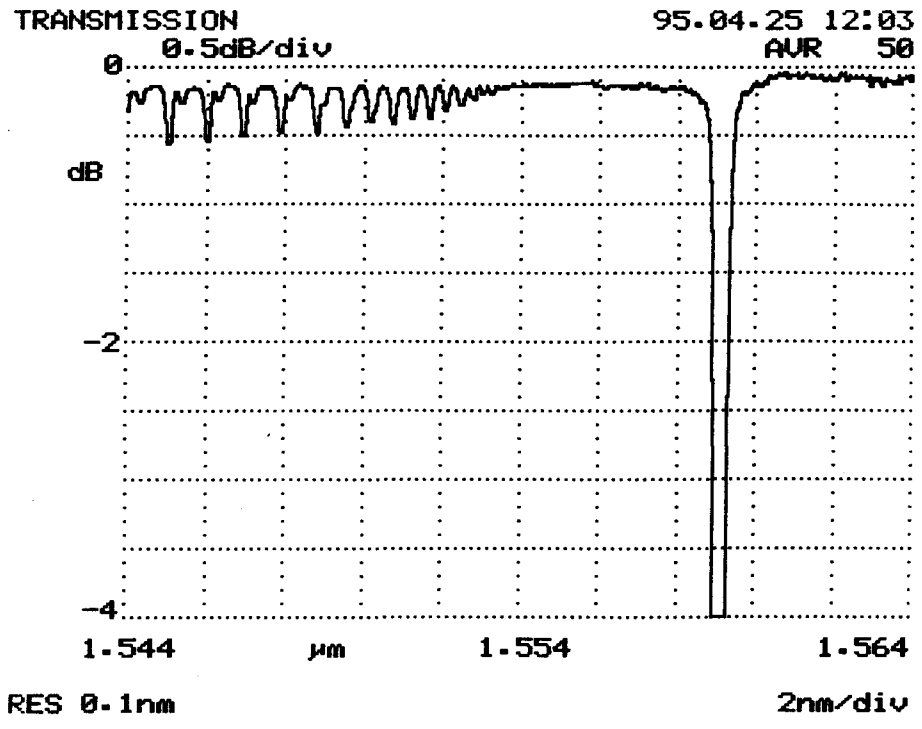
Résultats et interprétations

La figure III-17 présente le résultat d'une simulation numérique de spectres en transmission d'un réseau de longueur 1 cm et d'amplitude maximale de variation d'indice de 10^{-3} . Le réseau est supposé être photo-inscrit dans plusieurs fibres. Le réseau possède une longueur d'onde de Bragg de $1.55 \mu\text{m}$. Le tableau 1 présente les diamètres de coeur et la différence d'indice coeur-gaine des différentes fibres. Le choix de ces paramètres a été effectué en considérant qu'à $1.55 \mu\text{m}$ la fréquence normalisée est la même pour toutes les fibres. Dans ce cas, $V=2.2$. Le couplage vers le mode contrapropagatif guidé n'est pas représenté sur cette figure.

L'examen de la figure III-17 montre que la longueur d'onde à laquelle le couplage vers le continuum est permis est plus éloignée de la longueur d'onde de Bragg du réseau pour une fibre à forte différence d'indice que pour une fibre à faible différence d'indice. Il s'agit du résultat attendu. Il est intéressant de noter que l'atténuation due au continuum possède une largeur spectrale qui augmente avec la différence d'indice coeur-gaine des fibres. De plus, la valeur maximale d'atténuation est plus élevée pour une fibre à faible différence d'indice que pour une fibre forte différence d'indice. Une interprétation physique de ce phénomène revient à dire que dans les fibres à forte différence d'indice le mode LP₀₁ est « fortement » guidé. Dans les fibres à faibles différence d'indice le mode LP₀₁ est « faiblement » guidé. Le couplage aux modes rayonnants est plus efficace.

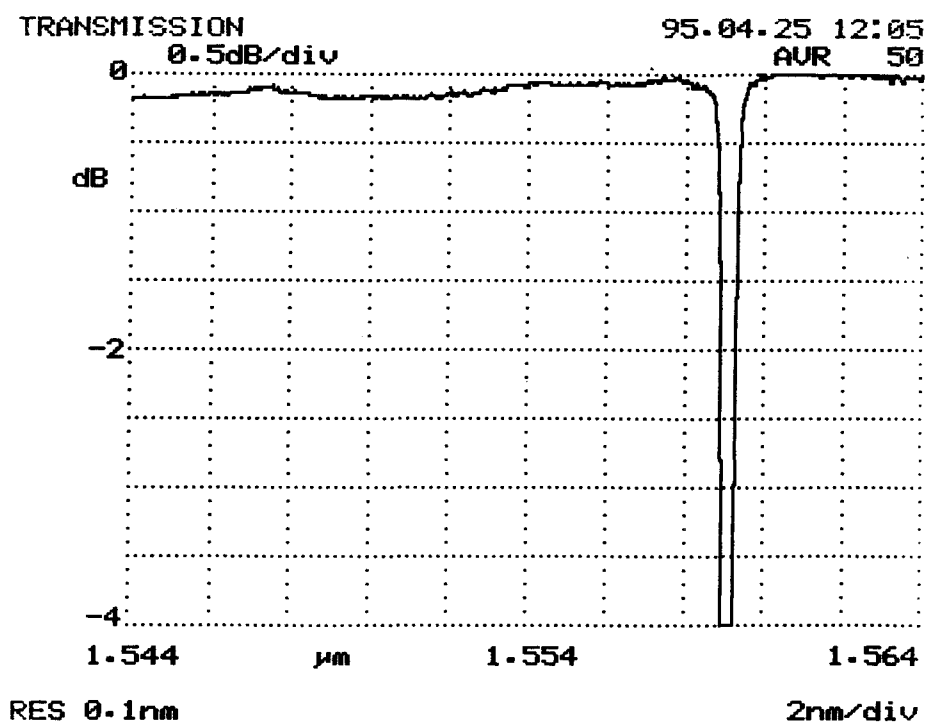
Ce résultat est vérifié expérimentalement. La figure III-18 présente le spectre en transmission d'un réseau inscrit dans une fibre à forte différence d'indice ($\Delta n=45 \cdot 10^{-3}$ FPG492). Le couplage vers les modes rayonnants est observé pour la fibre nue et pour la fibre plongée dans un liquide d'indice. Le calcul de l'amplitude de la modulation d'indice donne une valeur de $2.2 \cdot 10^{-4}$ pour ce réseau. La valeur maximale de l'atténuation résultant du couplage vers les modes rayonnants est égale à 10%. La figure III-15 présente le spectre en transmission d'un réseau inscrit dans une fibre à faible différence d'indice coeur-gaine ($\Delta n=7 \cdot 10^{-3}$ fibre FPG385). L'amplitude de la modulation d'indice réalisée pour inscrire le réseau est égale à $2 \cdot 10^{-4}$. La valeur maximale de l'atténuation est égale à 20%.

Le comportement spectrale du couplage du mode guidé vers les modes rayonnants observé expérimentalement est en bon accord avec les résultats du modèle.



sans liquide adaptateur d'indice

Fibre FPG492 hydrogénée à 180 bars
 Irradiance de 30 W/cm²
 L=1 cm Temps d'insolation = 10 mn



avec liquide adaptateur d'indice

Figure III-18 : Couplage vers les modes rayonnants dans une fibre à forte différence d'indice (FPG492)

3.3.3 Les solutions théorique et expérimentale

La validité du modèle permet de proposer une solution au problème des pertes induites par un réseau de Bragg à forte amplitude de la modulation d'indice.

La solution théorique

Les équations (3-19), (3-20), (3-21) montrent que le couplage entre le mode guidé et les modes rayonnants dépend de l'intégrale de recouvrement de ces modes dans le coeur de la fibre.

Cette intégrale se déduit de la relation (3-23) :

$$g_{\alpha,01} = \frac{\int \varphi_{\alpha} \cdot \varphi_{01} dS}{\sqrt{\int_{\infty} \varphi_{\alpha}^2 dS \cdot \int_{\infty} \varphi_{01}^2 dS}} \quad (3-23)$$

avec φ_j l'amplitude normalisée transverse du mode j et A l'aire transverse sur laquelle la perturbation permettant le couplage a lieu.

L'orthogonalité des modes s'exprime par :

$$\int_{\infty} \varphi_{\alpha} \cdot \varphi_{01} dS = 0 \quad (3-24)$$

Naturellement, il semble intéressant d'augmenter la surface de l'aire A de façon à rendre l'intégrale de recouvrement la plus faible possible. Pour cela, il faut augmenter la surface transverse sur laquelle la perturbation d'indice est produite.

La figure III-19 présente le spectre en transmission correspondant au couplage vers le continuum introduit par un réseau inscrit dans une fibre. Le calcul est effectué à l'aide du modèle précédent. La fibre a une différence d'indice de $5.5 \cdot 10^{-3}$ et un diamètre de $8.5 \mu\text{m}$ (fibre ST447). Cette fibre a été choisie en raison de ses caractéristiques qui sont les plus proches du standard télécom. Le réseau possède une longueur d'onde de Bragg de $1.55 \mu\text{m}$ et une longueur de 1 cm . La variation d'indice du réseau est de 10^{-3} . Le calcul du facteur de recouvrement entre modes est effectué en calculant l'intégrale (3-23) sur 1 fois, 1.5 fois, 2 fois et 3 fois le diamètre du coeur de la fibre. A 3 fois le diamètre de coeur, l'atténuation est pratiquement nulle. Augmenter la surface d'intégration n'est alors plus intéressant. La répartition du mode guidé

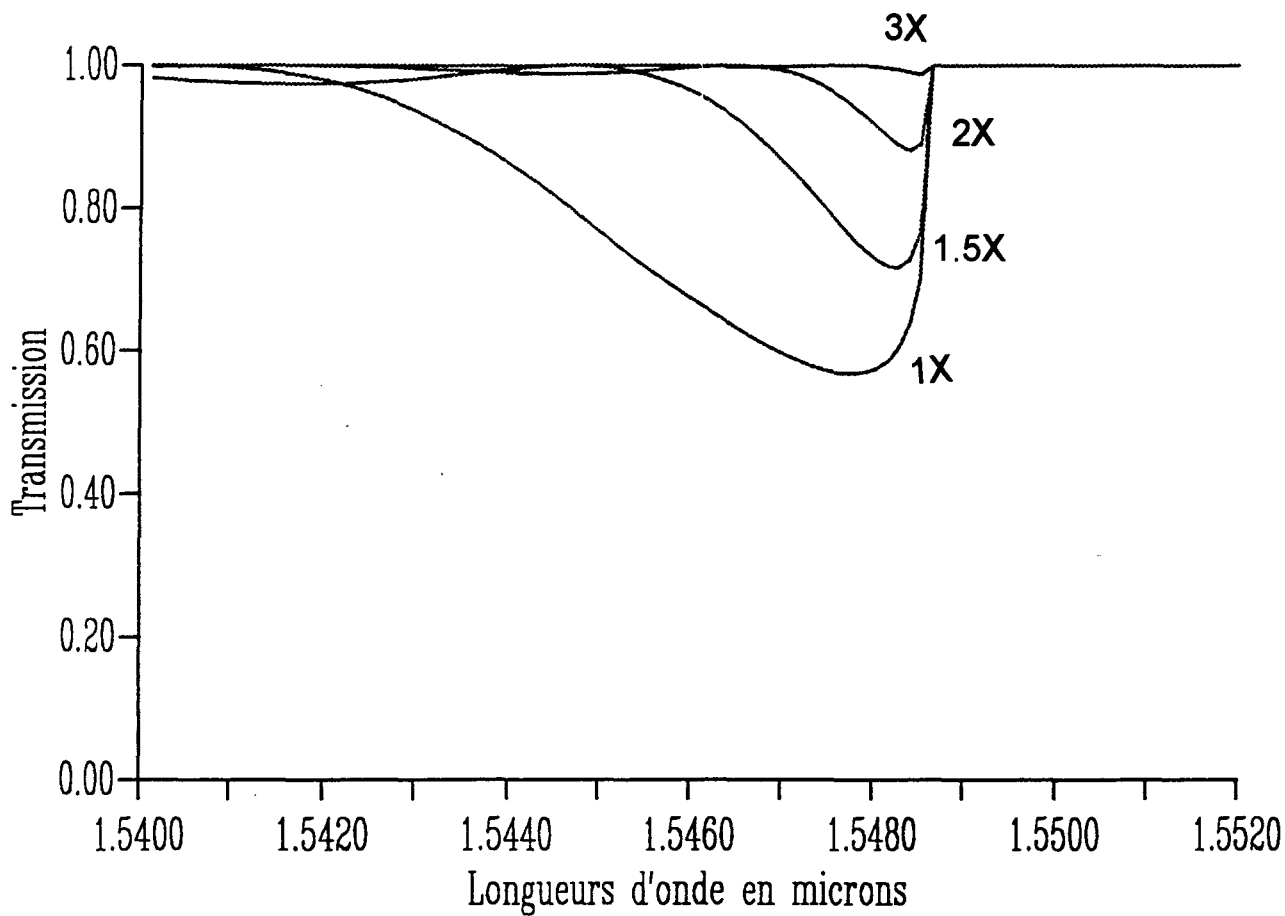


Figure III-19 : Couplage vers le continuum des modes rayonnants avec un facteur de recouvrement entre modes calculé sur 1 fois, 1,5 fois, 2 fois et 3 fois le diamètre de coeur

dans la fibre montre qu'à une distance de trois fois le rayon du coeur, le mode ne véhicule plus qu'une faible partie de son énergie dans la gaine.

La solution expérimentale

Pour mettre en application les résultats théoriques présentés dans le paragraphe ci-dessus, J.F. Bayon, ingénieur au CNET a fabriqué une fibre photosensible dans le coeur et dans la gaine. D'après la modélisation, il n'est pas nécessaire d'étendre la surface photosensible à tout le diamètre de la fibre. Les résultats du paragraphe précédent montre qu'il suffit que la surface transverse photosensible soit environ neuf fois plus grande que la surface du coeur. Cependant, il faut faire en sorte que la perturbation d'indice créée par l'insolation ultraviolette soit uniforme dans la section photosensible de la fibre. La figure III-20 présente le profil d'indice attendu avant et après irradiation.

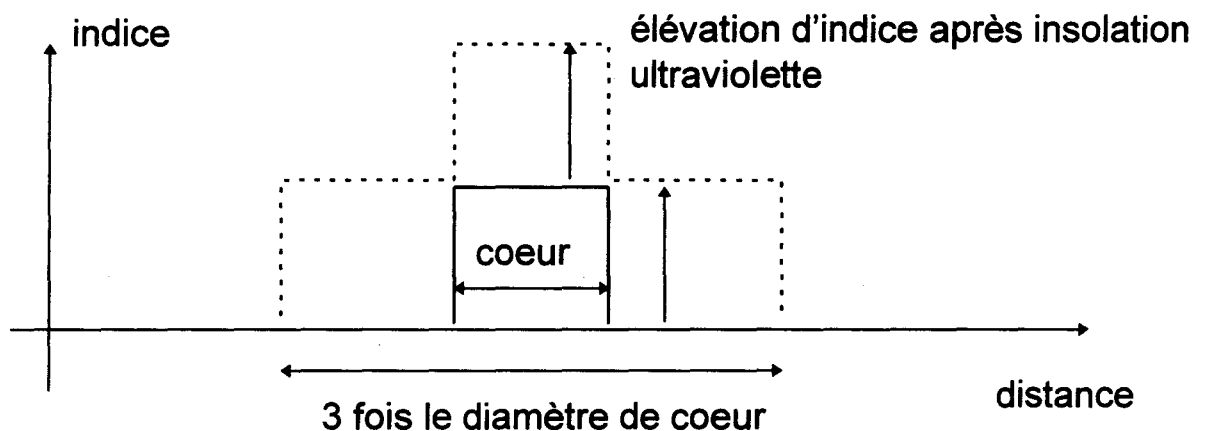


Figure III-20 : Profil d'indice photoinduit permettant de limiter le couplage du mode guidé vers le continuum

Le profil d'indice de la fibre avant son insolation par un faisceau ultraviolet est présenté en trait plein. L'indice de base est l'indice de la silice. Le profil d'indice après irradiation est présenté en traits pointillés. De façon idéale il faut que l'élévation d'indice après irradiation soit identique dans le coeur et dans la gaine photosensible.

Il est donc nécessaire de réaliser une fibre dont une partie de la gaine est rendue photosensible. Un procédé qui peut être utilisé pour photosensibiliser la gaine optique consiste à y introduire de l'oxyde de germanium. Dans une fibre classique, l'élévation d'indice du coeur par rapport à la gaine optique est réalisée grâce au dopage du coeur par de

l'oxyde de germanium. Il faut donc maintenir un niveau de dopage constant en germanium dans le coeur et dans la partie de la gaine qui doit être photosensible sans pour autant élever l'indice de la gaine. Une structure multimode serait dans ce cas créée. La solution expérimentale est présentée dans la figure III-21.

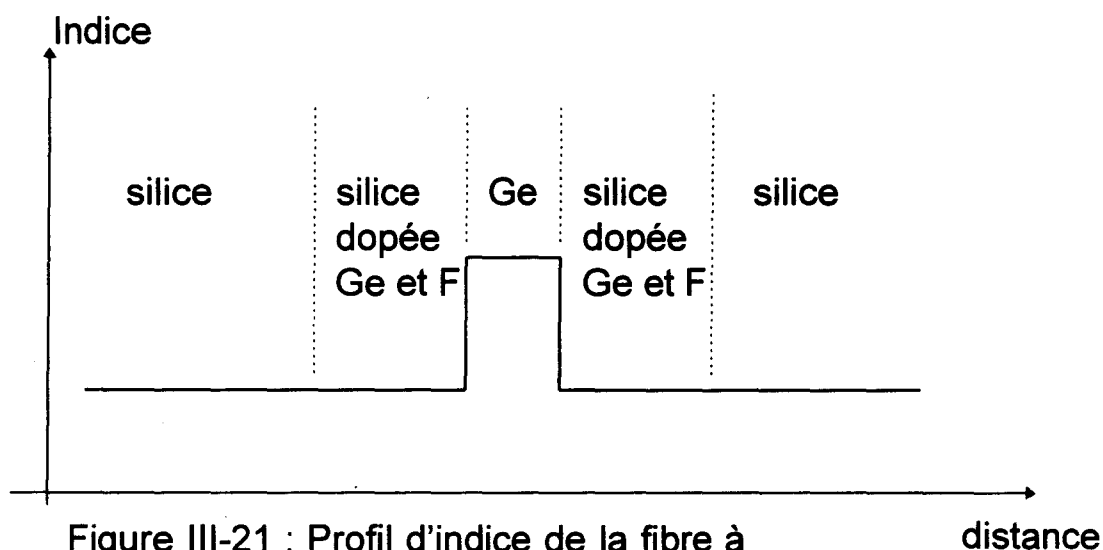
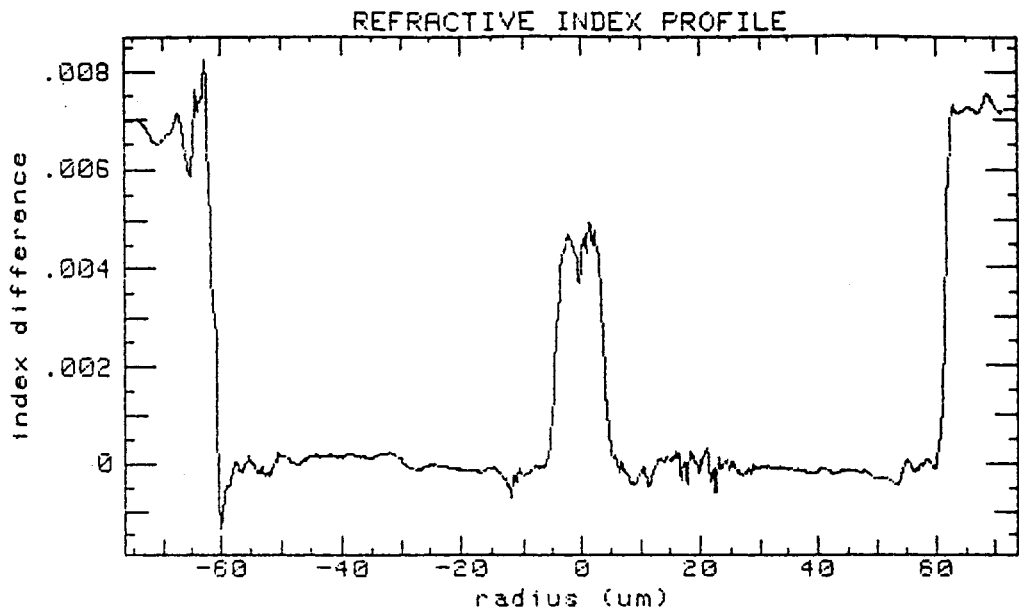


Figure III-21 : Profil d'indice de la fibre à gaine photosensible

Le dopage de la silice en fluor permet d'abaisser l'indice du matériau. Le dopage en germanium permet d'augmenter l'indice du verre. En codopant la silice de la gaine optique en fluor et en germanium, l'indice reste identique à celui de la silice pure. Néanmoins, la gaine devient photosensible grâce à la présence de germanium. La validité de cette solution repose sur l'hypothèse que l'introduction de fluor ne modifie pas la photosensibilité d'un verre germano-silicate. Dans notre procédé, les concentrations en germanium dans le coeur et dans la gaine sont sensiblement identiques. Sous réserve de validité de l'hypothèse formulée précédemment, il est donc raisonnable de penser que le coeur et la gaine possèdent la même photosensibilité.

Résultats

La figure III-22 présente le profil d'indice de la fibre fabriquée selon la technique exposée au paragraphe précédent (FPG 581). La fibre n'a pas été irradiée. La différence d'indice coeur-gaine est égale à $5 \cdot 10^{-3}$ et le diamètre de coeur est égale à $8 \mu\text{m}$. La gaine optique photosensible est composée de silice dopée avec une concentration en oxyde de

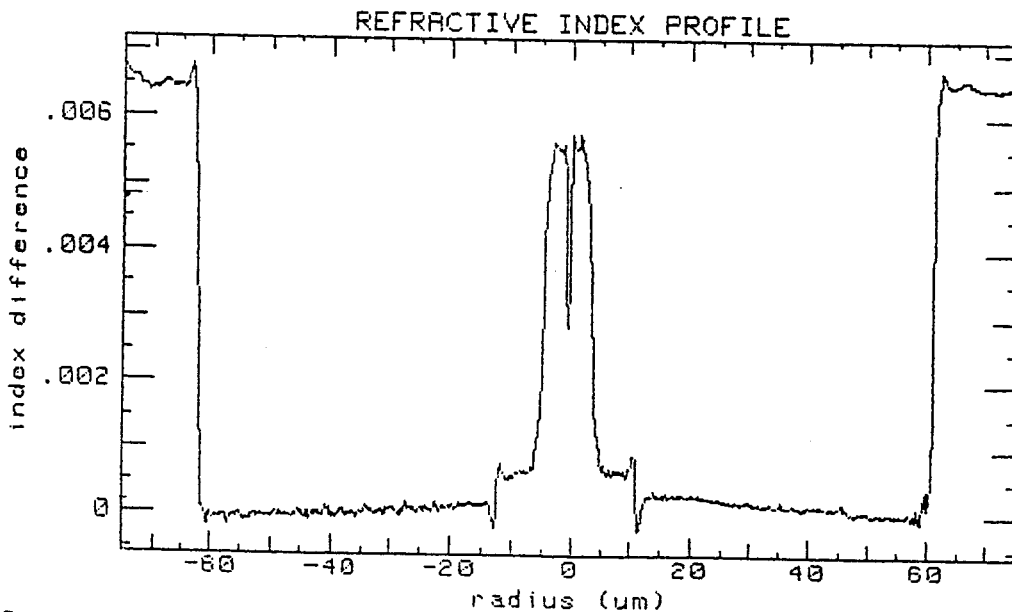


Sample: FG 581 BOUT A
S14: 3027

File: BS 01
10:03:14 17 JAN 95

Figure III-22 : Profil d'indice de la fibre FPG581 avant non irradié

Fibre hydrogénée 150 bars
Irradiance de 30 W/cm²
Temps d'insolation = 3 mn



Sample: Fibre 581 Deuteree 15'
S14: 3027

File: BS 01
08:27:07 7 FEB 95

Figure III-23 : Profil d'indice de la fibre FPG581 après insolation UV.

germanium égale à 3.5% et avec une concentration en fluor égale à 0.6%.

La figure III-23 présente le profil d'indice de la même fibre après insolation par un faisceau ultraviolet d'éclairement uniforme. La fibre FPG581 a été photosensibilisée par un séjour de 15 jours dans une enceinte à 150 bars d'hydrogène. L'irradiance est égale à 10 W/cm^2 . La fibre a été insolée sur quelques centimètres pendant 10 mn. L'indice a augmenté dans une partie de la gaine correspondant à trois fois le diamètre de coeur. L'élévation d'indice est égale à $9 \cdot 10^{-4}$ dans le coeur et à $7 \cdot 10^{-4}$ dans la gaine photosensible.

Un réseau a été inscrit dans la fibre ST447 correspondant au standard télécom (figure III-24). La réflectivité du réseau est égale à 99.4% et sa longueur est égale à 1 cm. Le calcul de l'amplitude de la modulation d'indice conduit à une valeur égale à $2 \cdot 10^{-4}$. L'atténuation maximale due au couplage vers le continuum est égale à 70%.

La figure III-25 présente le spectre d'un réseau en transmission inscrit dans la fibre à gaine photosensible (FPG 581). Le réseau a une réflectivité égale à 99.7% et une longueur égale à 1 cm. L'amplitude de la modulation d'indice calculée est de l'ordre de $2.2 \cdot 10^{-4}$. L'atténuation maximale due au couplage vers le continuum est égale à 5%.

Discussions

A amplitude de modulation d'indice identique, le réseau inscrit dans la fibre FPG 581 présente un couplage vers le continuum plus faible qu'un réseau semblable inscrit dans une fibre standard. L'atténuation provoquée par le couplage vers le continuum est réduite (5%) pour le réseau inscrit dans la fibre FPG 581 mais existe toujours. L'examen de la figure III-23 fournit une explication à cette constatation.

Pour que le couplage vers le continuum soit limité, l'insolation doit produire une élévation d'indice uniforme sur la section transverse. Une perturbation non uniforme de l'indice sur la section irradiée provoque un couplage plus efficace vers le continuum et donc des atténuations plus fortes. La figure III-23 montre que l'élévation photoinduite d'indice n'est pas parfaitement identique dans le coeur et dans la gaine photosensible ($7 \cdot 10^{-4}$ contre $9 \cdot 10^{-4}$). Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer cette différence. La première consiste à supposer que la concentration en oxyde de germanium est différente dans la gaine codopée avec du fluor de celle du coeur. La seconde hypothèse revient à supposer que le fluor diminue la photosensibilité. Des études plus avancées devraient fournir une réponse à ces questions.

Fibre ST447 hydrogénée à 180 bars
 Irradiance de 10 W/cm²
 L=1cm Temps d'insolation = 3 mn

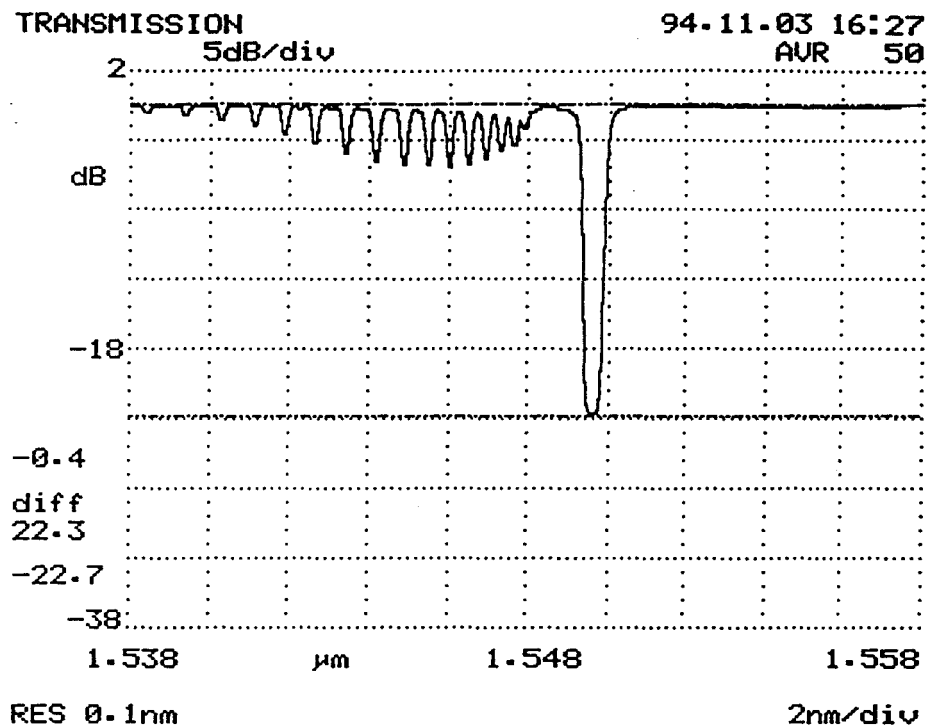
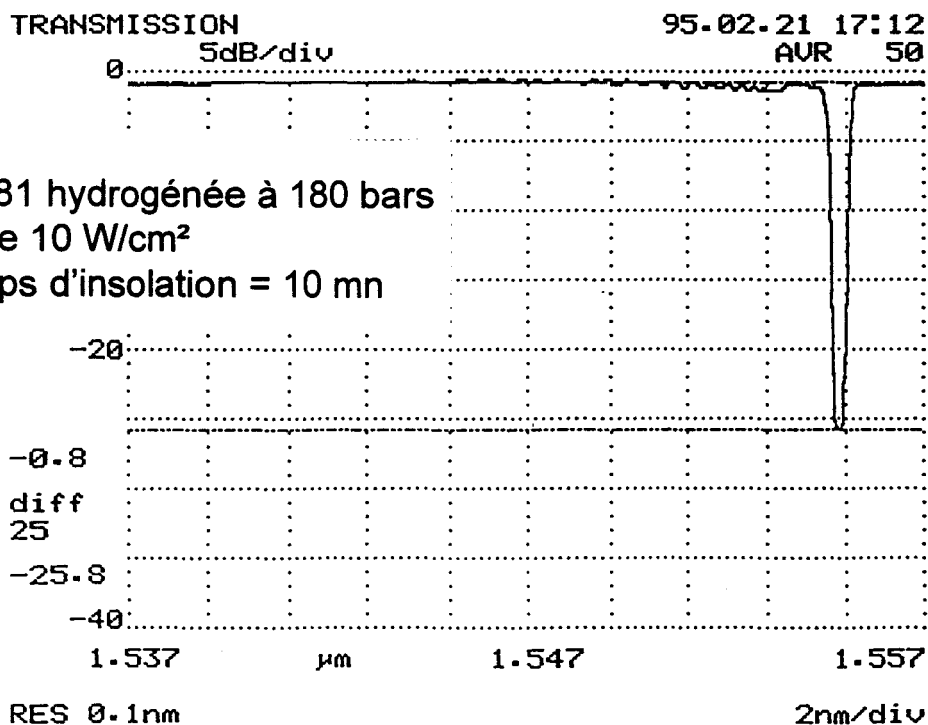


Figure III-24 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg saturé inscrit dans la fibre ST447



Fibre FPG581 hydrogénée à 180 bars
 Irradiance de 10 W/cm²
 L=1cm Temps d'insolation = 10 mn

Figure III-25 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg saturé inscrit dans une fibre FPG 581

Il est intéressant de remarquer que le spot du faisceau ultraviolet obtenu dans notre montage est trop petit pour couvrir parfaitement la zone photosensible. Le faisceau doit être légèrement défocalisé pour permettre une élévation uniforme de l'indice dans le coeur et dans la gaine photosensible.

En conclusion, la fibre FPG581 présente des caractéristiques proches du standard télécom. Elle a été conçue pour limiter fortement les atténuations dues au couplage vers le continuum de modes rayonnants. Bien que des optimisations puissent encore être apportées sur la photosensibilité du coeur et de la gaine, les premiers résultats très encourageants, montrent que la réalisation d'une gaine photosensible permet d'atténuer fortement les pertes dues au couplage vers les modes rayonnants.

3.4 La maintenance des réseaux de distributions par fibres optiques

La mise en place de réseaux de distributions par fibres optiques est à l'étude à France Télécom. La fibre optique a longtemps été réservée aux liaisons point à point. Cependant, la diminution des coûts des composants (fibre optique, lasers émetteurs, diode de réception...) permet d'envisager que la fibre optique puisse aussi remplacer les câbles de cuivre des réseaux locaux. Le réseau de distribution par fibre optique est un réseau arborescent schématisé sur la figure ci-dessous. Le TNRO (Tête Numérique du Réseau Optique) communique dans les deux sens avec les différents NADO (Noeuds d'Accès de Distribution Optique) (figure III-26).

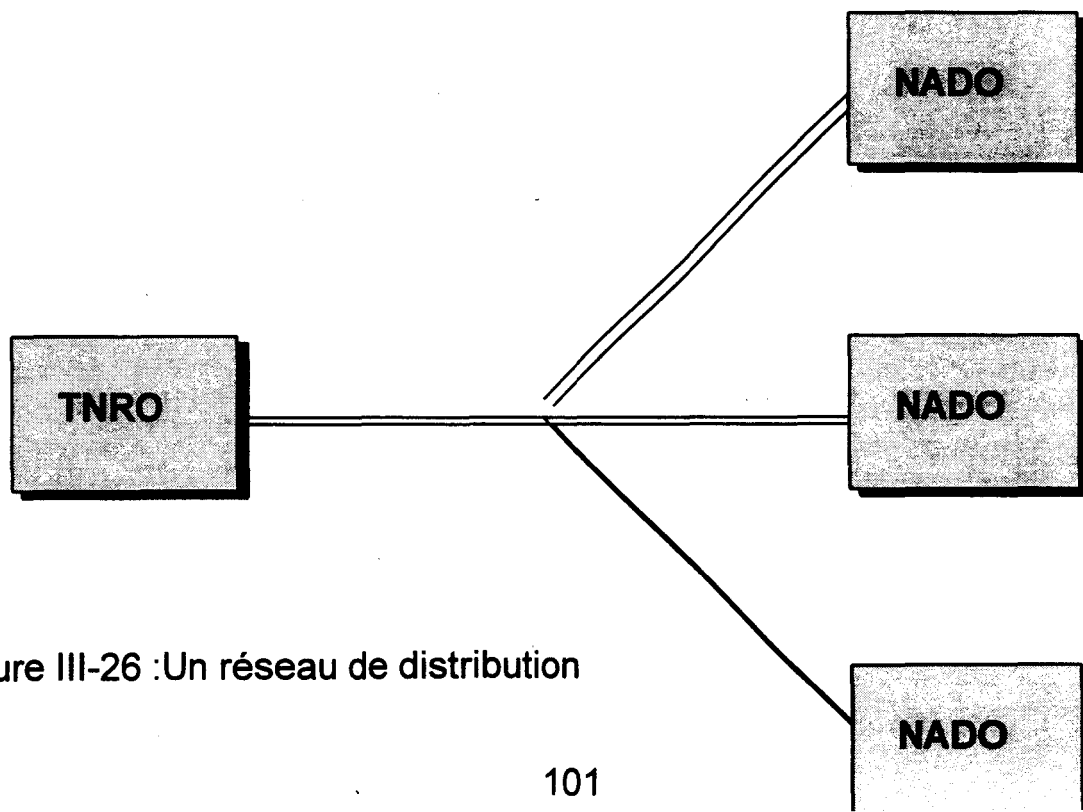


Figure III-26 :Un réseau de distribution

Les réseaux de distributions sont des réseaux d'accès qui se situent, sur le terrain, dans des zones à risques (sous le trottoirs, dans des bornes sur les trottoirs ...). A l'heure actuelle, il n'existe pas de système de surveillance des lignes optiques. Dans le cas des réseaux de distributions, il semble important donc d'imaginer un système permettant la surveillance des lignes.

Une solution faisant intervenir les réseaux de Bragg a été conçue au CNET grâce à la collaboration de deux départements. Le projet propose un système de surveillance des réseaux de distributions en trafic. La surveillance ne perturbe pas les communications tout en s'effectuant sur la ligne du trafic.

Ce système fait l'objet d'une demande de brevet. Il n'est donc pas possible d'expliquer plus précisément son fonctionnement.

Ce travail a fait intervenir l'étude de filtres optiques dissipateurs.

3.4.1 Les réseaux de Bragg à traits non perpendiculaires à l'axe de la fibre ou le couplage vers les modes rayonnants

Parmi toutes les fonctions que peuvent remplir les réseaux de Bragg photo-inscrits dans des fibres de silice, une fonction particulière a peu été étudiée. Il semble intéressant de créer des filtres sélectifs en fréquences qui dissipent l'énergie lumineuse guidée et ceci sans introduire de réflexion résonnante à une longueur d'onde de Bragg.

Il existe deux moyens de dissiper l'énergie d'une onde guidée : par absorption ou par couplage vers les modes rayonnants. La seconde solution est mise en application dans ce paragraphe. Il a été montré dans le paragraphe 3.4 qu'un réseau de Bragg introduit un couplage non négligeable vers les modes rayonnants. Ce couplage conduit à des atténuations excessives pour certaines applications mais peut être exploité dans d'autres cas. Nous étudions dans ce paragraphe le moyen de limiter le couplage du mode guidé vers le mode contrapropagatif tout en conservant le couplage aux modes rayonnants.

Principe du modèle

L'efficacité du couplage vers le mode contrapropagatif dépend de l'inclinaison des traits du réseau par rapport à l'axe de la fibre [8]. Plus l'angle entre le vecteur d'onde caractérisant le réseau et l'axe de la fibre est important, moins le couplage avec le mode contrapropagatif est efficace. Le fait d'incliner les traits du réseau d'un angle θ permet

d'introduire un couplage entre le mode LP01 et des modes rayonnants à la condition que la relation d'adaptation des vitesses de phase soit vérifiée (voir annexe 2). Le couplage devient possible à $\lambda = 2n_{eff}\Lambda$, c'est-à-dire à la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de pas Λ , à traits perpendiculaires à l'axe si

$$\theta \geq \theta_{\min} = \arccos\left(\frac{\Lambda}{\lambda}(n_g + n_{eff})\right) \quad (3-25)$$

Plus la différence d'indice entre le coeur et la gaine est importante, plus l'angle θ est grand. Le fait d'incliner les traits du réseau déplace vers les grandes longueurs d'onde la longueur d'onde de Bragg correspondant au couplage entre le mode LP01 contradictifs et diminue l'efficacité de ce couplage.

Pour mieux comprendre le comportement de ces filtres, un modèle a été utilisé. Ce modèle est présenté en annexe 1. Comme il s'agit d'interpréter le couplage d'un mode guidé vers les modes rayonnants, la base du modèle est inspirée du modèle précédemment décrit. Quelques différences sont cependant à apporter :

- la variation d'indice du réseau dépend de la variable longitudinale z (axe de la fibre) ainsi que des variables transverses x et y .
- le couplage vers le continuum des modes rayonnants ne concerne plus seulement les modes de symétrie LP0 mais aussi ceux de symétrie LPn. Le calcul a été arrêté au continuum des modes de symétrie LP7.

Résultats

Le tableau 2 présente les paramètres des différentes fibres pour lesquelles le calcul du couplage vers le continuum de modes rayonnants a été effectué. Les fibres ont toutes la même fréquence normalisée à $1.55 \mu\text{m}$, soit $V=1.85$. Le pas du réseau est égal à 530 nm , ce qui correspond à $\lambda_B=1,55 \mu\text{m}$

La figure III-27 présente le résultat du calcul d'un spectre en transmission d'un réseau incliné de 6° , 8° , 10° et 12° dans les fibres 1, 2, 3 et 4 respectivement. L'angle d'inclinaison est augmenté avec la différence d'indice entre le coeur et la gaine de la fibre de façon à diminuer le couplage vers le mode contrapropagatif dans chaque cas. Le réseau a une longueur de 1 cm et une élévation maximale d'indice induite de 10^{-3} .

La figure III-28 présente le résultat du calcul du couplage du mode guidé vers le continuum des modes rayonnants pour des réseaux à

traits inclinés à différents angles d'inclinaison. Les caractéristiques opto-géométriques de la fibre ont été empruntées à la fibre de standard télécom ST447. L'angle d'inclinaison varie de 8° à 14° . La modulation d'indice est de 10^{-3} et la longueur des réseaux est égale à 1 cm. L'amplitude maximale du couplage vers le continuum des modes rayonnants diminue lorsque l'angle d'inclinaison des traits du réseau augmente au delà d'une certaine valeur. Nous pouvons remarquer que la largeur spectrale du couplage vers le continuum augmente avec l'angle d'inclinaison. Le choix de l'angle d'inclinaison des traits d'un réseau se fait selon un compromis entre un couplage vers le mode contrapropagatif faible (angle important) et un couplage vers le continuum des modes rayonnants fort (angle faible mais supérieur à θ_{\min}).

La figure III-29 présente le couplage entre le mode guidé et le continuum des modes rayonnants pour des réseaux de longueurs différentes, inscrits sur la même fibre avec une modulation d'indice égale à 10^{-3} . Le couplage vers le continuum des modes rayonnants augmente avec la longueur du réseau inscrit. Cependant, nous pouvons remarquer que les largeurs à mi hauteur des bandes d'atténuations sont sensiblement les mêmes.

Discussions

La figure III-27 montre que la largeur spectrale de l'atténuation n'est pas la même dans chaque fibre. Elle dépend essentiellement de la différence d'indice coeur-gaine de la fibre. Plus cette différence d'indice est élevée, plus la largeur spectrale de l'atténuation du réseau à traits inclinés est importante. Cette largeur spectrale est de l'ordre de plusieurs dizaines de nanomètres. Il est intéressant de remarquer que ce comportement est identique à celui du couplage vers le continuum des modes rayonnants dans le cas d'un réseau à traits perpendiculaires à l'axe de la fibre. Plus la différence d'indice coeur-gaine de la fibre est faible, plus la largeur spectrale de l'atténuation est faible. Les ordres de grandeurs sont identiques pour les deux types de couplage.

Un autre comportement similaire doit être noté. Dans le cas d'un réseau dont le vecteur d'onde n'est pas incliné par rapport à l'axe de la fibre, le maximum d'atténuation dû au couplage diminue lorsque la différence d'indice coeur-gaine de la fibre augmente. Un comportement identique est prévu par le modèle relatifs aux réseaux à traits inclinés. L'amplitude de l'atténuation est plus importante (à modulation d'indice égale) pour les fibres à faible différence d'indice que pour les fibres à

Fibre	Diamètre de coeur en microns	Différence d'indice coeur-gaine	θ_{\min} en degrés
1	9,8	$3 \cdot 10^{-3}$	2,6
2	7,6	$5 \cdot 10^{-3}$	3,3
3	6,5	$7 \cdot 10^{-3}$	3,95
4	5,6	$9 \cdot 10^{-3}$	4,5

tableau 2 : paramètres des fibres

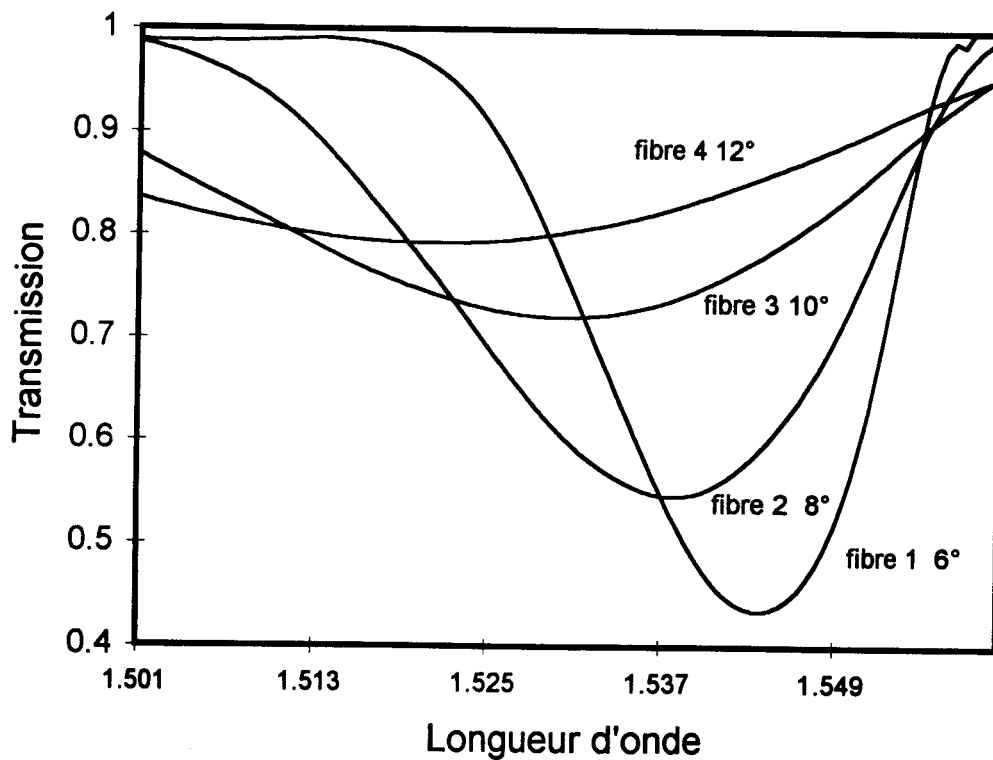


Figure III-27 : Couplage vers le continuum des modes rayonnants sur les fibres 1, 2, 3 et 4 pour un réseau à traits inclinés

Pas du réseau = 0,530 nm
L=2,5 cm
Modulation d'indice = 10^{-3}

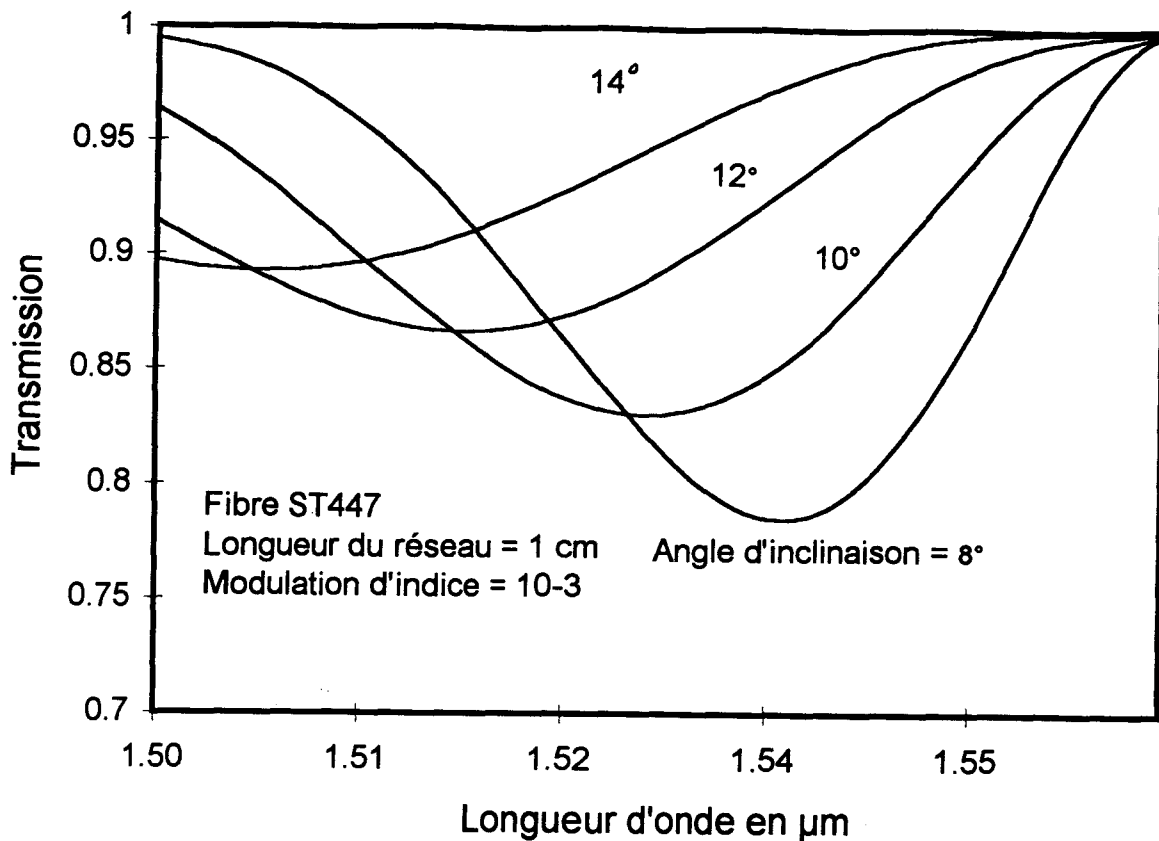


Figure III-28 : Couplage vers le continuum des modes rayonnants calculé pour des réseaux à traits inclinés. Le paramètre est l'angle d'inclinaison des réseaux.

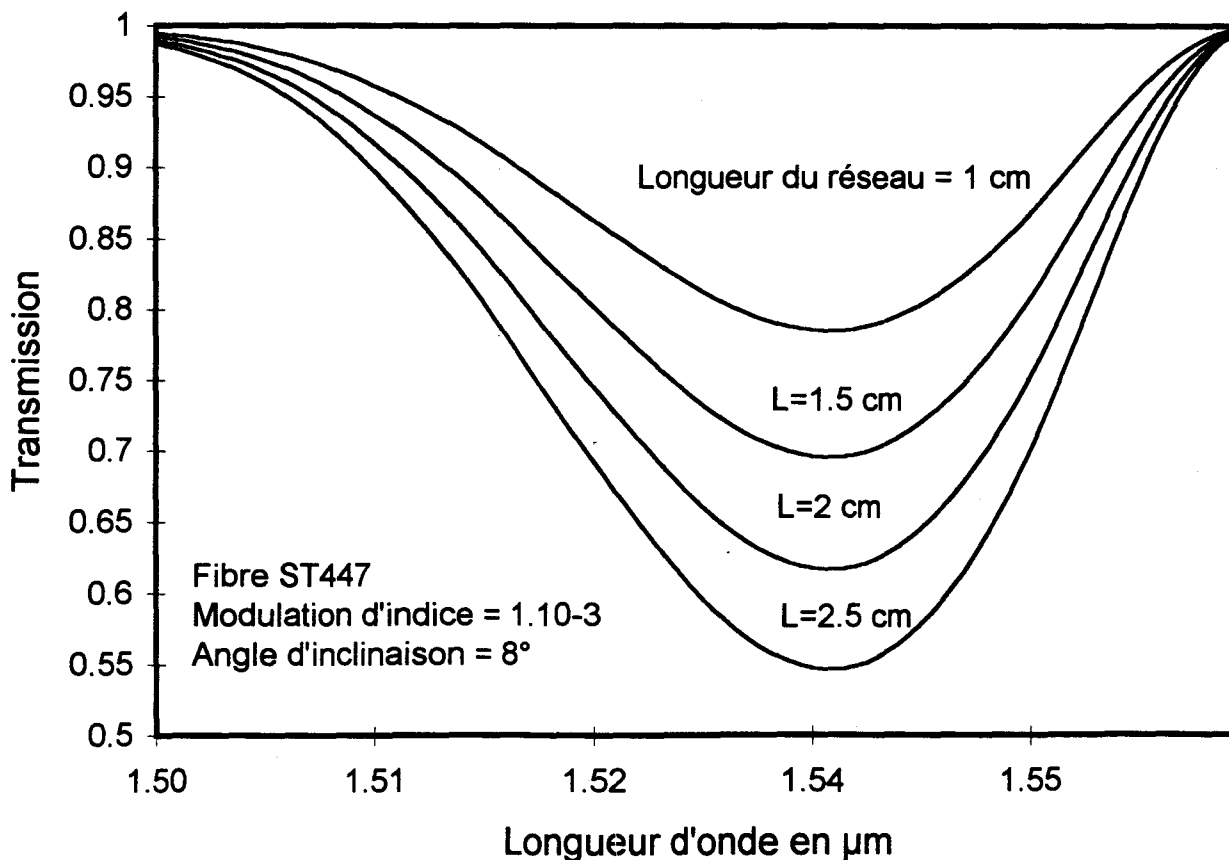


Figure III-29 : Couplage vers le continuum des modes rayonnants calculé pour des réseaux à traits inclinés de longueurs différentes

forte différence d'indice. La longueur du réseau influe sur l'amplitude de l'atténuation.

Le tableau 3 résume les différents comportements du spectre en transmission d'un réseau à traits perpendiculaires à l'axe de la fibre et d'un réseau à traits inclinés.

	<i>Réseau droit</i>	<i>réseau incliné</i>
<i>type de couplage</i>	mode contrapropagatif	continuum des modes rayonnants
<i>Influence de la longueur du réseau</i>	-amplitude de l'atténuation en transmission -largeur spectrale de l'atténuation	-amplitude de l'atténuation - largeur spectrale de l'atténuation
<i>Influence des paramètres de la fibres</i>	aucune	-amplitude de l'atténuation -largeur spectrale de l'atténuation
<i>Influence de l'amplitude de la variation d'indice induite</i>	-amplitude de l'atténuation	-amplitude de l'atténuation

Tableau 3 : Différence de comportement entre un réseau à traits perpendiculaires à l'axe de la fibre et d'un réseau à traits inclinés

3.4.2 Expériences

Les expériences permettant l'inscription de réseaux à traits inclinés sont présentées dans ce paragraphe. Les résultats les plus significatifs sont établis et commentés.

L'inscription de réseaux à traits inclinés

la figure III-30 montre le schéma de principe de l'expérience d'inscription de réseau à traits inclinés mise en place au CNET. Ce schéma est issu du montage décrit dans le chapitre 2. Il doit être comparé à celui de la figure II-8.

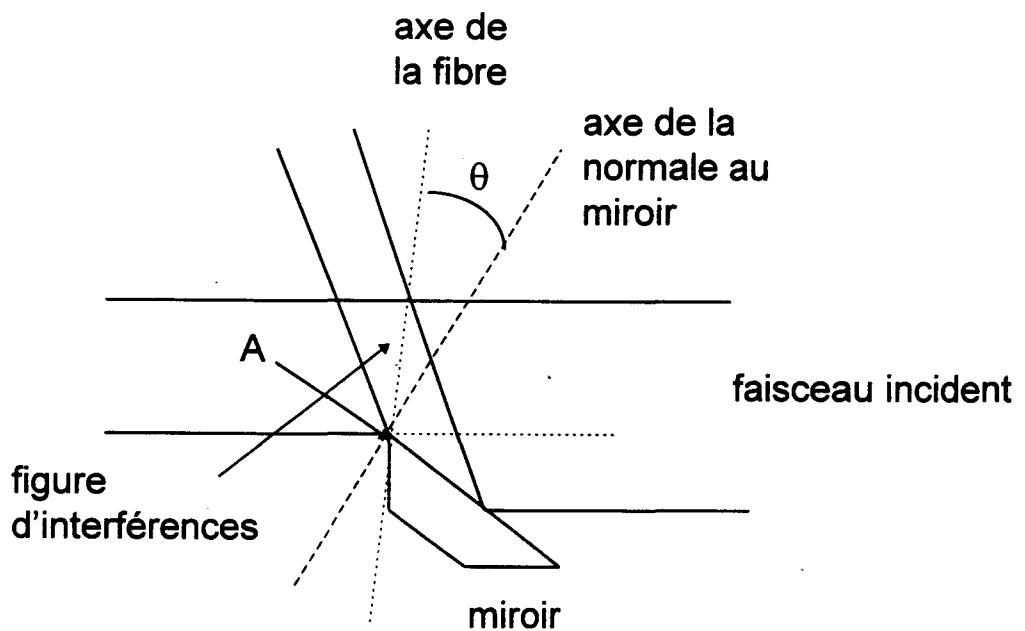


Figure III-30 : Principe d'inscription d'un réseau incliné

Nous avons vu que, dans le montage utilisant le miroir de Lloyd présenté dans le chapitre 2, l'axe de figure d'interférences créée par le faisceau incident et le faisceau réfléchi est parallèle à la normale au miroir. Après avoir fait tourner la fibre d'un angle θ autour d'un axe horizontal passant par A, les traits de la figure d'interférences ne sont plus perpendiculaires à l'axe de la fibre. L'angle θ est contrôlé à l'aide

d'une platine goniométrique permettant de réaliser des rotations de la fibre autour de l'axe vertical passant par le point A.

Résultats

Les figures III-31-32-33 présentent des spectre de transmission de trois réseaux à traits inclinés inscrits dans trois fibres de caractéristiques différentes. Dans chaque cas, le spectre est présenté lorsque la fibre est à l'air libre et lorsque la fibre est plongée dans un liquide adaptateur d'indice.

La figure III-31 présente le spectre de transmission d'un réseau d'une longueur de 1 cm, incliné de 8° . La différence d'indice coeur-gaine est égale à 4.10^{-3} et le diamètre à $8.5 \mu\text{m}$ (FPG579). Dans le liquide d'indice, la largeur spectrale de l'atténuation est égale à 15 nm.

La figure III-32 présente le spectre de transmission d'un réseau long d'un cm et incliné de 10° . La fibre a une différence d'indice de $5.5.10^{-3}$ et un diamètre de coeur de $8.5 \mu\text{m}$ (ST447). La largeur spectrale est de l'ordre de 30 nm.

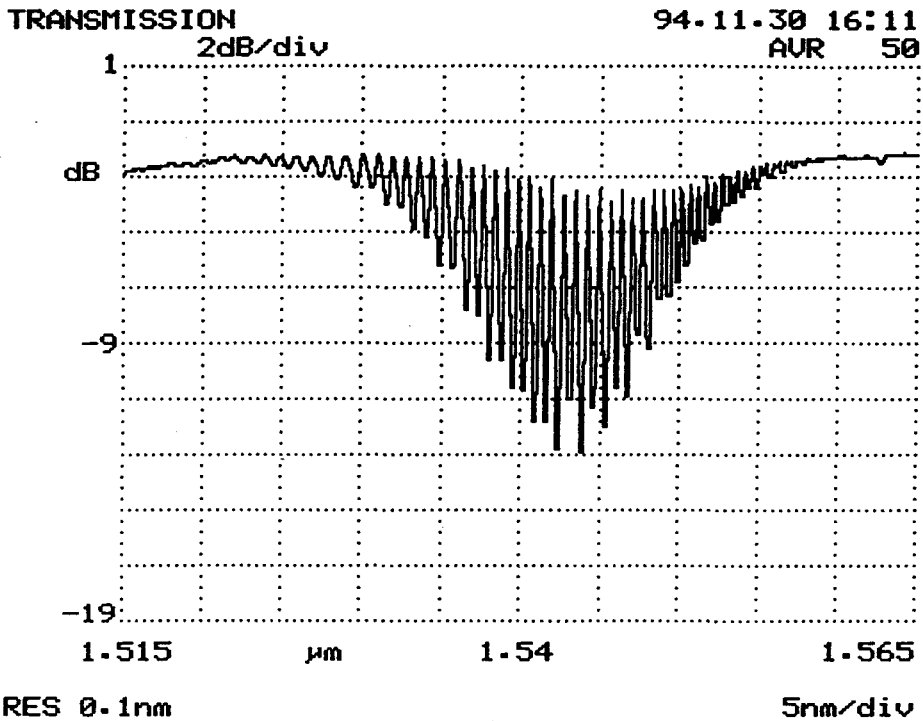
La figure III-33 présente le spectre de transmission d'un réseau long d'un cm et incliné de 12° . La différence d'indice coeur-gaine est égale à 7.10^{-3} et le diamètre de coeur à $6 \mu\text{m}$ (FPG385). La largeur spectrale de l'atténuation est supérieure à 45 nm.

Discussions

Dans nos expériences, l'amplitude de la modulation d'indice n'a pas été contrôlée. Il est difficile dans ces conditions de comparer nos résultats expérimentaux à ceux présentés sur la figure III-27. Il apparaît que la largeur spectrale de la courbe d'atténuation croît de la figure III-31 à la figure III-33, c'est-à-dire avec l'ouverture numérique de la fibre. Cette évolution a été prévue par notre modèle. S

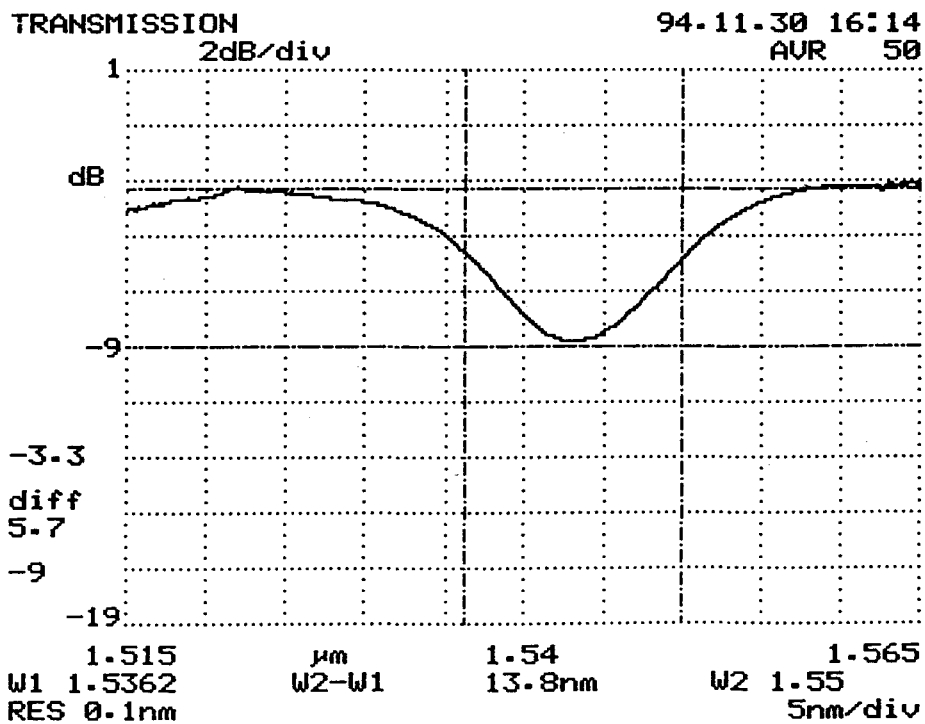
Sur la figure III-33, un pic d'atténuation apparaît vers les grandes longueurs d'onde ($1.56 \mu\text{m}$). Ce pic correspond au couplage vers le mode contrapropagatif. Une expérience annexe non décrite ici a montré que l'énergie lumineuse correspondant à ce pic est réfléchi dans la fibre. Cette observation laisse supposer que le réseau n'est pas assez incliné pour cette fibre. Le modèle développé ne prend pas en compte le couplage vers le mode contrapropagatif. L'angle pour lequel le couplage vers le mode contrapropagatif devient négligeable n'est donc pas déterminé précisément.

Les réseaux à traits inclinés constituent des filtres en fréquence. Sous certaines conditions, ils ne réfléchissent pas l'énergie de l'onde guidée mais la dissipe. En transmission, la largeur spectrale de l'atténuation est plus importante que pour les réseaux droits (quelques dizaines de nm contre quelques angstroms). Le couplage vers le continuum des modes rayonnants apparaît pour des modulations d'indice induite importantes (de l'ordre de 10^{-3}). L'obtention de cet ordre de grandeur demande donc l'utilisation de fibres à forte photosensibilité (fibres hydrogénées ou deutérées). Les propriétés spectrales des réseaux à traits inclinés sont présentées dans le tableau 3.



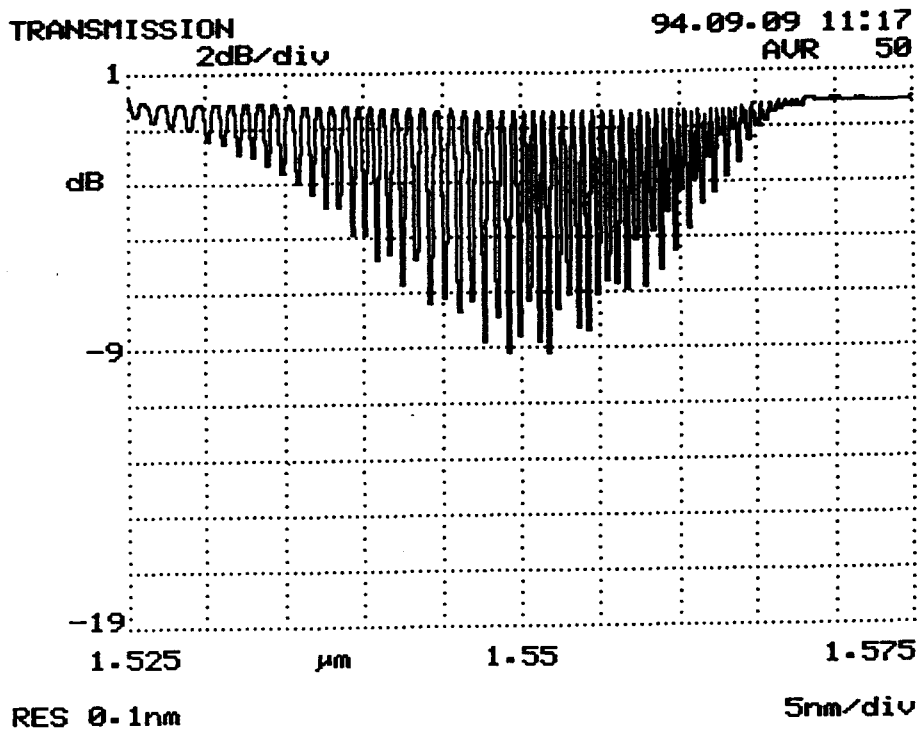
Fibre FPG579 hydrogénée à 180 bars
Irradiance de 10 W/cm^2
 $L=1\text{cm}$ Temps d'insolation = 3 mn
Angle d'inclinaison= 8°

sans liquide adaptateur d'indice



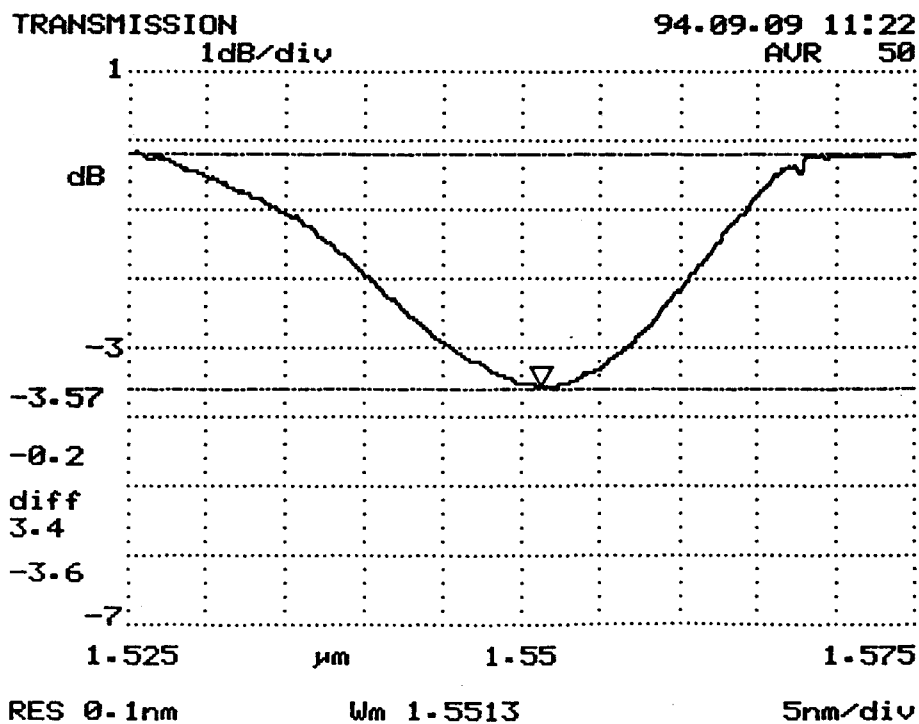
avec liquide adaptateur d'indice

Figure III-31 : Spectres de transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit dans la fibre FPG579



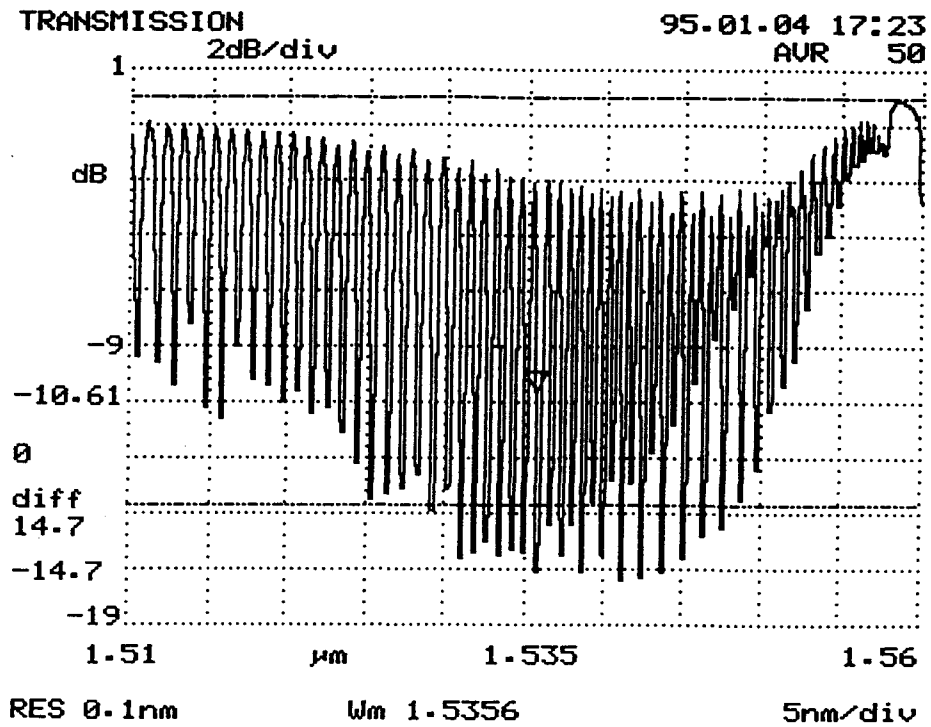
Fibre ST447 hydrogénée à 180 bars
Irradiance de 10 W/cm^2
L=1cm Temps d'insolation = 5 mn
Angle d'inclinaison= 10°

sans liquide adaptateur d'indice



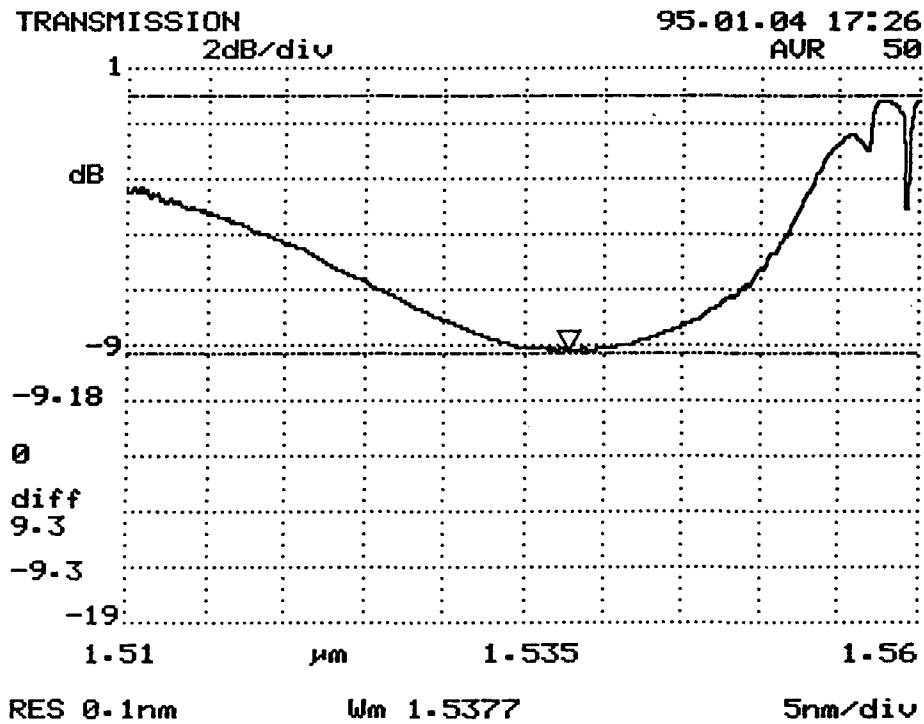
avec liquide adaptateur d'indice

Figure III-32 : Spectres de transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit dans la fibre ST447



Fibre FPG385 hydrogénée à 180 bars
 Irradiance de 10 W/cm^2
 $L=1\text{cm}$ Temps d'insolation = 30 mn
 Angle d'inclinaison = 12°

sans liquide adaptateur d'indice



avec liquide adaptateur d'indice

Figure III-33 : Spectres de transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit dans la fibre FPG385

3.5 Conclusion

Ce chapitre s'est consacré à l'exposé de trois problèmes relatifs aux communications par fibres optiques. Nous montrons que les réseaux de Bragg peuvent apporter des solutions à ces problèmes.

Pour ce qui concerne la compensation de la dispersion chromatique des fibres, nous avons proposé une solution utilisant la technique des réseaux de Bragg photoinscrits. Les premières modélisations et expériences réalisées sont commentées.

Nous avons traité le problème du filtrage sélectif en fréquence dans les réseaux multicolores. Nous avons mis en évidence l'apparition de pertes liées au couplage du mode guidé vers les modes rayonnants. Ces pertes constituent un handicap important dans l'utilisation des réseaux de Bragg dans ces applications. A l'aide d'une modélisation et de réalisations expérimentales, nous avons prouvé qu'il est possible de s'affranchir de ces pertes en utilisant une fibre adaptée.

Nous avons montré que les réseaux à traits inclinés constituent des composants sélectifs en fréquence qui permettent de dissiper l'énergie lumineuse du mode guidé. Ces réseaux seront donc utiles pour effectuer la maintenance des réseaux de distribution.

Dans le chapitre qui suit, d'autres applications des réseaux de Bragg et du dépôt de couches minces en extrémité de fibre sont présentés. Il s'agit de l'utilisation de ces composants réflecteurs à fibres pour la réalisation de lasers.

Références

- [1] G.P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », Academic Press, San Diego, 1991.
- [2] M. Yamada et al., « Analysis of almost periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach », Applied Optics, Vol.26, N°16, 1987.
- [3] D. Garthe, et al., « Practical dispersion equaliser based on fibre gratings with a bitrate length product of 1.6 TB/S.KM », ECOC'94, Post Deadline
- [4] K.O. Hill et al., « Chirped in-fibre Bragg grating dispersion compensators: Linearisation of dispersion characteristic and demonstration of dispersion compensation in 100 km, 10 Gbit/s optical fibre link », Electron. Lett., Vol.30, N°21, 1994
- [5] L. Rivoallan and C. Vassallo, « High performance wavelength filters with tapered filters », ECOC'93, MoP1.3, pg. 21-23
- [6] V. Mizrahi and J.E. Sipe, « Optical properties of photosensitive fiber phase gratings », Journal of lighthwave technology, Vol.11, N°10, 1993
- [7] B. Malo et al., « Photosensitivity in optical fiber and silica -on-substrate waveguides », Invited paper SPIE, Vol.2044, 1993
- [8] R. Kashyap et al., « Wideband gain flattened erbium fibre amplifier using a photosensitive fibre blazed grating », Electron. Lett., Vol.29, N°2, 1993

CHAPITRE 4 : LES DISPOSITIFS ACTIFS

4.1 Introduction

Les chapitres précédents ont montré l'intérêt des filtres en fréquence intégrés dans la fibre utilisée comme support de l'information. La fibre optique peut aussi se comporter comme un milieu amplificateur. Grâce à cette propriété, il a été possible de réaliser des lasers à fibre ainsi que des amplificateurs à fibre. Les filtres en fréquence intégrés dans la fibre constituent non seulement des filtres en transmission mais aussi des composants réflecteurs performants. Il semble donc intéressant de les utiliser comme miroirs de cavité laser à fibre. La rencontre des deux techniques que sont les fibres dopées aux ions de terres rares et les filtres intégrés à la fibre a permis la fabrication de lasers à fibre. Dans ce chapitre, nous présentons plusieurs réalisations de lasers à fibre. Ces lasers sont séparés en deux catégories selon le type des miroirs fermant la cavité : dépôt de couches minces ou réseau de Bragg.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons la réalisation de lasers à fibre en verre fluoré dont les cavités lasers sont fermées par des miroirs diélectriques déposés sur les extrémités des fibres. Les premiers lasers présentés émettent un rayonnement visible lorsqu'ils sont pompés par un laser de rayonnement infrarouge. Il s'agit du phénomène d'up-conversion. Pour chaque laser, les mécanismes du pompage optique sont décrits. Nous concluons cette partie par l'étude de laser à fibre de verre fluoré émettant dans une bande spectrale centrée autour de $2,05 \mu\text{m}$.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous abordons l'étude de lasers à fibres dont les cavités sont fermées par des réseaux de Bragg. Nous présentons l'étude de lasers à fibre émettant dans une bande spectrale centrée autour de $2 \mu\text{m}$. Le chapitre se termine par la présentation de la réalisation d'un laser à fibre en verre fluoré à réseau de Bragg photoinscrit.

4.2 Les sources lasers à cavité fermée par des couches minces

Les fibres en verre fluoré dopées par des ions de terres rares sont d'excellents milieux amplificateurs [1]. Les ions de terres rares possèdent un grand nombre de niveaux métastables lorsqu'ils sont

insérés dans une matrice en verre fluoré (annexe 2) [2]. Des phénomènes particuliers comme l'up-conversion prennent alors une grande importance et permettent d'accéder à de nouvelles émissions lasers dans les fibres. Depuis le premier laser en verre fluoré décrit par Brierley et France en 1987 [3], de nombreuses améliorations ont été apportées aux performances de la fibre [4]. Cependant la cavité de ces lasers n'a quant à elle pas subi beaucoup de modifications. La cavité est constituée alors de miroirs placés au contact des faces de la fibre perpendiculairement à son axe. Dans cette configuration certains problèmes subsistent : les instabilités mécaniques du laser et les pertes supplémentaires à l'interface fibre-miroir. Pour minimiser les pertes qui résultent de cette géométrie de cavité, d'autres solutions existent comme les boucles de Sagnac, les réseaux de Bragg ou le dépôt de couches minces sur les faces de la fibre. Bien que la démonstration ait été faite qu'il est possible d'inscrire des réseaux de Bragg dans des fibres en verre fluoré (chapitre 1), l'application à la réalisation de lasers à cavité fermée par des réseaux de Bragg pose des problèmes non encore résolus. En effet, la photosensibilisation des fibres en verre fluoré est obtenue grâce à un dopage par des ions cérium. L'insolation de la fibre réalisée pour inscrire le réseau crée un excès de pertes dans le visible qui peut atteindre selon les conditions de l'inscription plusieurs cm^{-1} à 500 nm. Ainsi pour réaliser des lasers fonctionnant dans le domaine visible, le dépôt de couches minces s'avère être la seule possibilité permettant d'obtenir des lasers performants. Ce paragraphe sera donc consacré à la fabrication de lasers à fibre de verre fluoré à cavité fermée par des miroirs à couches diélectriques.

4.2.1 Les lasers à up-conversion

Le phénomène d'up-conversion peut être défini comme la possibilité de convertir des photons de basse fréquence en des photons de plus haute fréquence. Plusieurs photons en provenance d'un laser pompe de basse fréquence sont absorbés par un ion. Par des processus divers, l'ion est excité dans un état d'énergie élevée et se désexcite en émettant un rayonnement de fréquence supérieure à celle du faisceau pompe. Dans le cas des fibres en verre fluoré dopées par des ions de terres rares, les ions insérés dans la matrice vitreuse sont responsables de ces phénomènes (annexe 2). Les processus d'absorption et de désexcitation dépendent des dopants et donc seront traités spécifiquement dans chaque cas.

Le laser à erbium émettant une radiation de longueur d'onde égale à 540 nm.

L'ion erbium, inséré dans une matrice de verre, possède une transition autour de la longueur d'onde 1.55 μm , troisième fenêtre des télécommunications. Par un pompage optique convenable, il est possible de réaliser un amplificateur optique fonctionnant sur cette transition à 1,55 μm . De nombreuses études ont donc été consacrées à cette application [5]. Ces études ont permis de mettre en évidence le phénomène d'up-conversion et l'importance d'une transition à 540 nm [6]. Cette transition peut conduire à une oscillation laser. Dans ce paragraphe, après une description du phénomène d'up-conversion propre à cet ion, des expériences de fonctionnement de laser à 540 nm sont présentées et commentées. Un modèle est ensuite développé afin d'optimiser le fonctionnement du laser.

La fluorescence par up-conversion des fibres en verre fluoré dopées par des ions d'Erbium.

Le milieu amplificateur de ce laser est une fibre en verre fluoré dopée par des ions erbium. Le faisceau issu d'un laser émettant à 800 nm est injecté dans le cœur de la fibre et une émission à 540 nm apparaît. La figure IV-1 présente le diagramme d'énergie d'un ion erbium dans une matrice de verre fluoré. Un photon à 800 nm est absorbé par un ion dans son état fondamental. Cet ion passe alors de l'état $^4I_{15/2}$ à l'état $^4I_{9/2}$. Par relaxation non radiative, l'ion se désexcite alors sur l'état $^4I_{11/2}$. Dans les verres fluorés, ce niveau est métastable. Sur cet état, l'ion absorbe à nouveau un photon à 800 nm et accède au niveau $^4F_{3/2}$. Toujours par relaxation non radiative, l'ion se désexcite sur le niveau $^4S_{3/2}$. L'émission à 540 nm apparaît alors lors de la désexcitation radiative de l'ion sur son état fondamental. Une partie des ions pompés dans l'état $^4F_{3/2}$ peuvent aussi se désexciter sur l'état $^4I_{13/2}$ en émettant une radiation à 850 nm. Cette transition est responsable d'une émission spontanée amplifiée qui peut osciller si les réflectivités des miroirs ne sont pas suffisamment faibles à cette longueur d'onde. Grâce à une autre absorption par état excité, l'ion sur le niveau $^4I_{13/2}$ accède à l'état $^2H_{11/2}$. Par désexcitation non radiative, l'ion passe à l'état $^4S_{3/2}$ qui permet l'émission à 540 nm.

Un autre schéma d'absorption et d'émission existe. En injectant un laser à 970 nm dans la fibre dopée, l'ion erbium passe de son état fondamental à l'état $^4I_{11/2}$, puis par absorption par état excité d'un autre photon, passe à l'état $^4F_{7/2}$. L'ion se désexcite non radiativement sur l'état $^4S_{3/2}$ et permet l'émission à 540 nm. Toutefois, comme précédemment

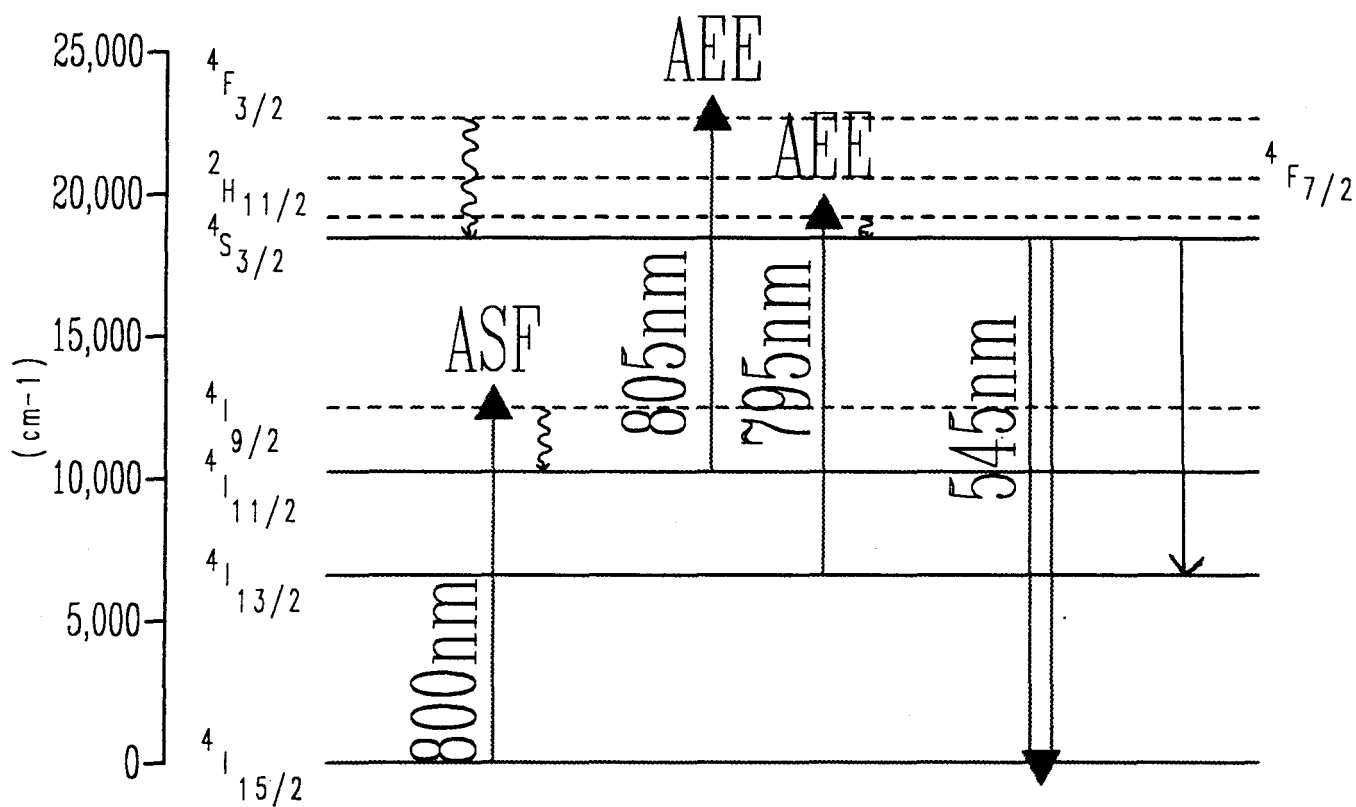


Figure IV-1 : Diagramme d'énergie de l'ion erbium

ASF : Absorption Sur le Fondamental

AEE : Absorption par Etat Excité

une partie des ions se désexcite sur le niveau intermédiaire $^4I_{13/2}$. La population des ions sur ce niveau augmentant, l'efficacité du processus d'up-conversion diminue.

Expérience.

La technique de fabrication des dépôts diélectriques exposée dans le second chapitre a été utilisée. Pour des raisons de commodité, dans cette expérience, les miroirs sont déposés simultanément sur les deux faces d'une même fibre. En conséquence, les miroirs déposés aux deux extrémités de la cavité laser présentent des caractéristiques identiques. Il est utile de noter les critères retenus pour la fabrication des miroirs à couches multiples : grande réflectivité à 540 nm pour permettre l'oscillation laser (>90%), un facteur de transmission proche de 100% à 800 nm pour être en mesure d'injecter le maximum de puissance de pompe et une réflectivité minimale à 850 nm pour éviter l'oscillation parasite à cette longueur d'onde. Un exemple de fabrication de filtre possédant ces caractéristiques est présenté dans le second chapitre (figure II-6).

Le milieu amplificateur est composé d'une fibre en verre fluoré dopée par des ions erbium. La fibre est une fibre de composition ZBLAN élaborée au CNET par H. Poignant. Des miroirs ont été déposés sur les extrémités de la fibre. Le laser de pompe fournissant la puissance optique à 800 nm est un laser titane-saphir pompé lui-même par un laser à argon ionisé. Le faisceau laser de pompe est injecté dans la fibre à travers le miroir à couches multiples avec une efficacité de l'ordre de 50%. En sortie de fibre, le signal à 540 nm est séparé du faisceau de pompe résiduel par un miroir dichroïque.

Deux types de fibre ont été utilisés. La première fibre possède un diamètre de coeur égale à 3 μm , une différence d'indice coeur-gaine égale à $25 \cdot 10^{-3}$ et une concentration en dopant égale à 1000 ppm poids d'ions erbium. La deuxième fibre possède un diamètre de coeur égale à 2,5 μm , une différence d'indice égale à $40 \cdot 10^{-3}$ et avec la même concentration en dopant. Les longueurs d'onde de coupure des deux fibres sont respectivement 1,3 μm et 1,38 μm pour la première et la seconde fibre. Les fibres sont donc multimodes aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Le tableau I résume les différents paramètres des lasers fabriqués.

Résultats

Les résultats obtenus avec ces trois lasers sont présentés dans ce paragraphe. Il faut noter que la réalisation de ces lasers s'avère délicate

d'un point de vue technologique. En effet, la fibre en verre fluoré est fragile et ses caractéristiques peuvent varier longitudinalement. Pour ces raisons, seuls les résultats plus significatifs sont présentés.

La figure IV-2 présente l'évolution de la puissance optique émise à 540 nm en fonction de la puissance de pompe incidente à 800 nm. Les puissances optiques incidentes qui correspondent aux seuils d'oscillations des lasers sont respectivement égales à 110 mW, 57 mW et 38 mW; les rendements différentiels (définis comme étant égaux à la pente de la partie linéaire de la caractéristique $P_{\text{signal}}/P_{\text{pompe}}$ du laser) atteignent 1%, 2% et 1%.

Discussion

Les puissances optiques émises aux deux extrémités du laser à fibre sont identiques en raison de l'identité des caractéristiques des miroirs. La puissance laser réellement disponible est donc le double de celle mesurée à une extrémité. De plus, en tenant compte de l'efficacité de couplage de la puissance optique de pompe dans la fibre (50%), le rendement réel est quatre fois celui calculé à partir de la courbe de la figure IV-2. Il est possible alors de calculer le rendement quantique défini comme le rapport de conversion d'un nombre de photons de pompe en un nombre de photons de signal. Ce dernier est donc égal à environ 5,4% pour le laser 2. Ce rapport doit être inférieur à 50% puisqu'il s'agit d'un phénomène d'up-conversion qui consomme dans l'exemple traité deux photons pour en émettre un seul d'énergie supérieure. Les pertes intrinsèques à la fibre limitent le rendement quantique. Ces pertes sont évaluées à 0.5 dB/m à 540 nm dans les fibres utilisées pour fabriquer les lasers. Il est intéressant de noter que le laser 2 est six fois plus long que le laser 3. L'absorption à 540 nm dans ces fibres est importante et limite donc la longueur acceptable de fibre. La transmission de la pompe par le miroir à couches n'est pas aussi élevée pour la fibre 2 que celle relevée pour la fibre 3, 83% à comparer avec 95%. En conséquence, la puissance qui correspond au seuil d'émission du laser 2 est supérieure à celle du laser 3. Notre objectif consiste à réaliser des lasers à fibre à faible puissance de seuil. En effet, la réalisation de lasers compacts à fibre passe par l'utilisation de diodes lasers de pompe émettant des puissances faibles. Les caractéristiques du laser 1 semblent très différentes de celles des deux autres lasers. La raison principale de cette différence provient de la fibre. En effet, le diamètre de coeur de la fibre 2 est plus petit que celui de la fibre 1. Le gain des fibres dopées augmente lorsque la surface active du guide diminue tous les autres paramètres de pompage étant

Lasers	fibres	Rsignal	Tpompe	T850nm	Longueurs(cm)
Laser 1	1	94%	83%	84%	60
Laser 2	2	94%	83%	84%	120
Laser 3	2	86%	95%	90%	20

Tableau 1 : Paramètres des cavités lasers ($R_1=R_2$)

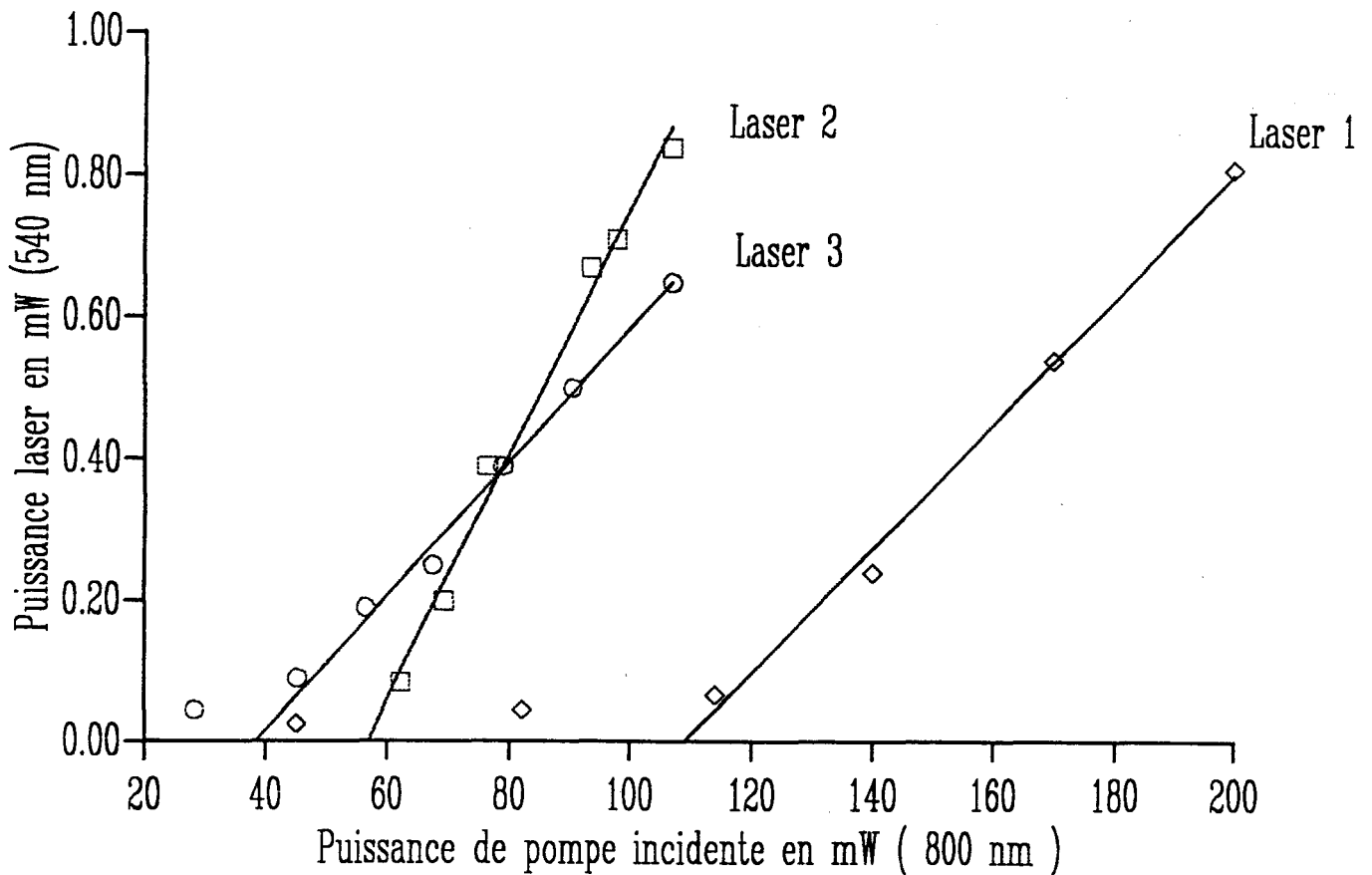


Figure IV-2 : Puissance laser en fonction de la puissance incidente de pompe

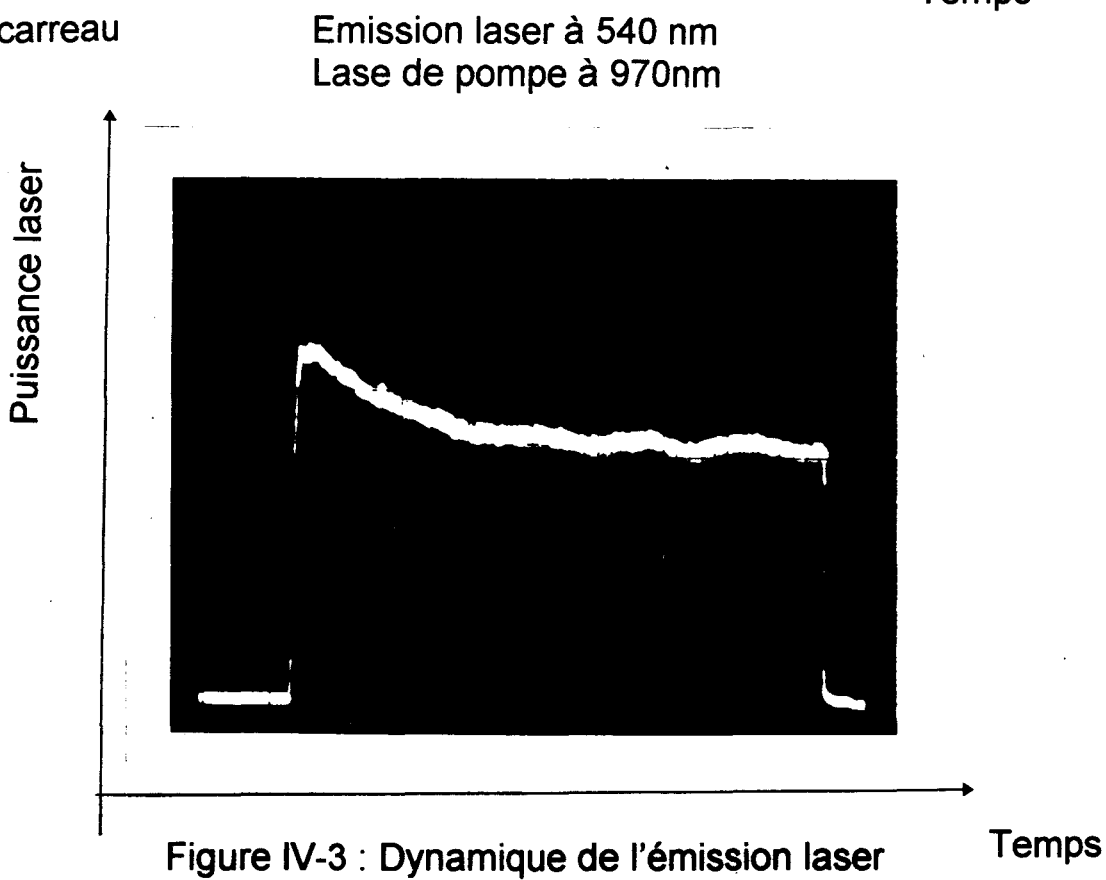
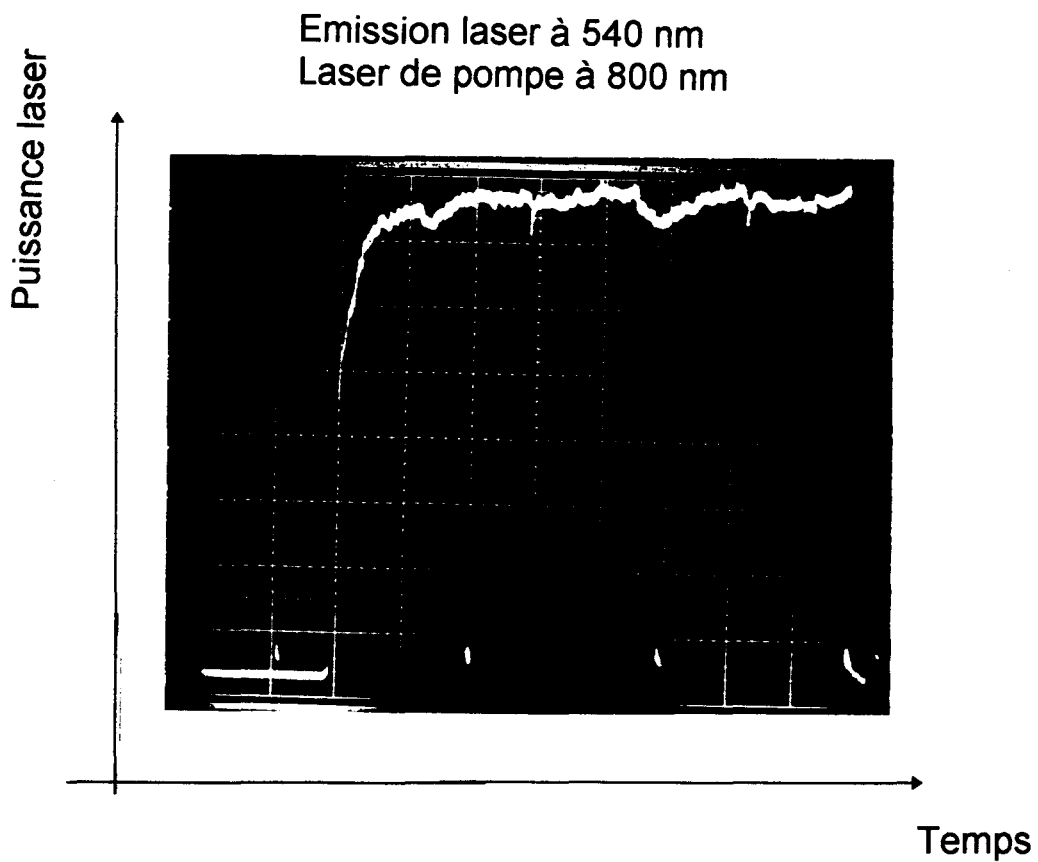


Figure IV-3 : Dynamique de l'émission laser

par ailleurs fixés [7]. En conséquence, le diamètre de coeur des fibres dopées influe grandement sur les performances du laser. Il apparaît clairement que des améliorations pourraient être apportées à ces lasers en diminuant le diamètre de coeur et les pertes intrinsèques de la fibre.

Les couches minces qui ont été déposées sur la fibres ont supporté des puissance optiques continues égales à $4\text{MW}/\text{cm}^2$ à 800 nm sans subir de modification apparente de leurs caractéristiques. Ce résultat se déduit de la bonne reproductibilité des mesures des caractéristiques des lasers effectuées à intervalle de temps régulier.

En modulant en amplitude la puissance de pompe, la construction dans le temps de l'émission laser a pu être observée. Lors de l'utilisation d'un laser de pompe émettant à 800 nm , l'émission laser augmente régulièrement jusqu'à atteindre sa valeur stationnaire. En utilisant un laser de pompe à 970 nm , le mécanisme est sensiblement différent. L'émission laser à 540 nm atteint une valeur maximale puis décroît lentement (en quelques ms) vers une valeur stationnaire (figure IV-3). Ce comportement peut s'expliquer en considérant l'influence du niveau ${}^4I_{13/2}$ dans le mécanisme d'excitation des ions erbium. Lorsque la longueur d'onde du laser de pompe est égale à 970 nm , le niveau ${}^4I_{13/2}$ est vide au démarrage du laser, puis se peuple petit à petit jusqu'à ce que sa population atteigne une valeur d'équilibre. Il s'agit d'une confirmation d'un phénomène prévu lors de la description simplifiée du mécanisme de fonctionnement du laser.

Un grand nombre de paramètres intervient dans la compréhension et donc l'optimisation de ces lasers. Pour pouvoir définir plus précisément les valeurs des paramètres à optimiser, il est nécessaire de s'aider d'un modèle.

Le modèle

Devant l'intérêt suscité par ces nouveaux lasers visibles [4,8], un modèle simple a été construit pour optimiser le profil de la fibre. Dans ce paragraphe, le modèle ainsi que les résultats qu'il permet d'obtenir sont présentés.

Les hypothèses et les équations

Les hypothèses sont les suivantes : seuls les niveaux ${}^4I_{15/2}, {}^4I_{13/2}, {}^4I_{11/2}, {}^4S_{3/2}$ sont considérés. Les désexcitations non radiatives des niveaux ${}^4I_{9/2}, {}^4F_{3/2}, {}^2H_{11/2}$ sont supposées instantanées. La figure IV-4 présente les différents paramètres nécessaires au modèle. $\sigma_a^1, \sigma_a^2, \sigma_a^3$ sont les sections efficaces d'absorption à 800 nm des niveaux ${}^4I_{15/2}, {}^4I_{11/2}, {}^4I_{13/2}$ respectivement.

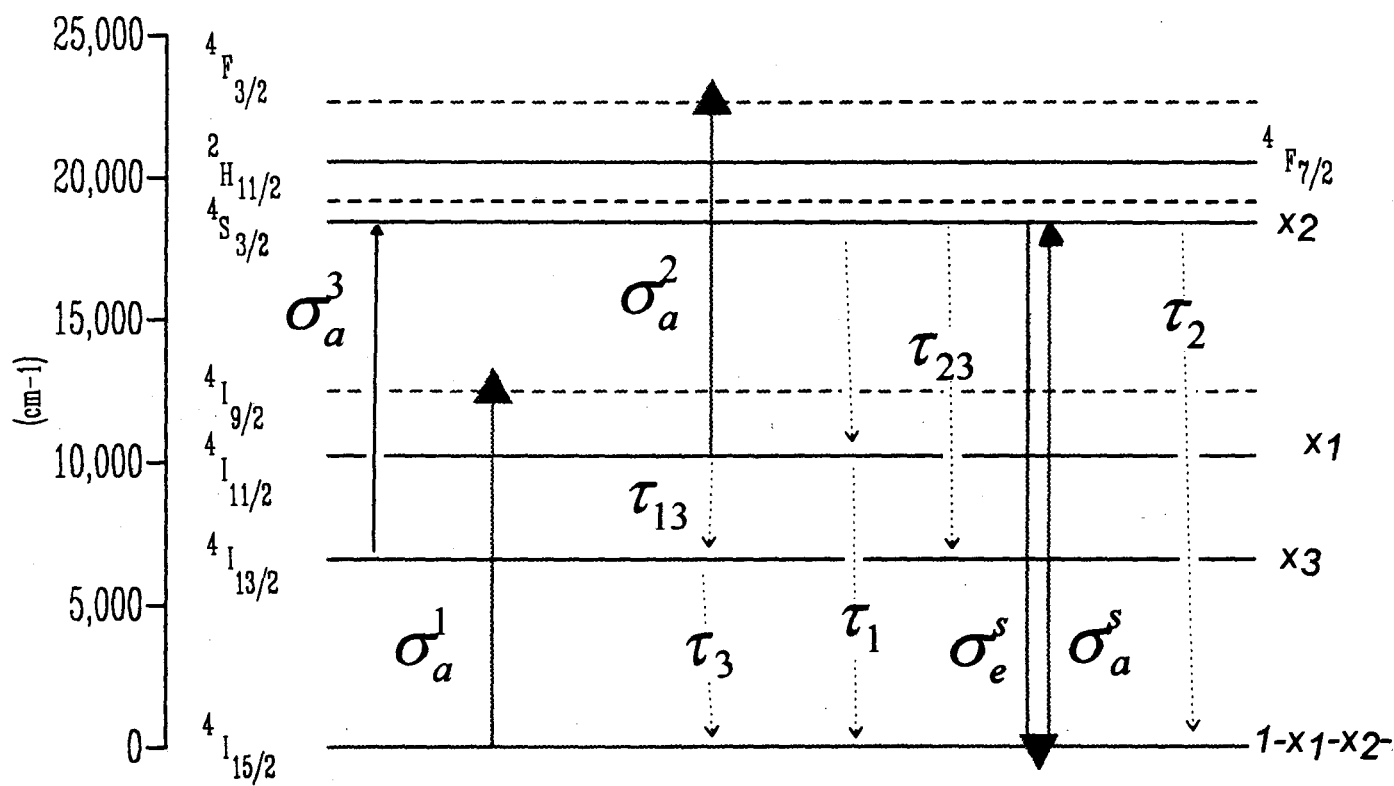


Figure IV-4 : Paramètres du modèle

σ_e^s, σ_a^s sont les sections efficaces d'émission et d'absorption à 540 nm des niveaux $^4S_{3/2}$ et $^4I_{15/2}$ respectivement. τ_1, τ_2, τ_3 sont les temps de désexcitation radiative des niveaux $^4I_{11/2}, ^4S_{3/2}, ^4I_{13/2}$ sur le niveau fondamental. Connaissant les rapports de branchement théoriques [9], il est possible d'en déduire les temps de désexcitations des différents niveaux énoncés ci-dessus sur des niveaux intermédiaires. Γ_s, Γ_p sont les facteurs de recouvrement entre le mode fondamental LP_{01} à la longueur d'onde du signal et de pompe respectivement et le coeur dopé de la fibre. N, Nx_1, Nx_2, Nx_3 représentent les populations des ions erbium sur les niveaux $^4I_{11/2}, ^4S_{3/2}, ^4I_{13/2}$ respectivement. P_p, P_s les flux de photons de pompe et de signal (en nombre de photons par seconde). A est la surface du coeur dopé. $\frac{1}{\tau_{13}}, \frac{1}{\tau_{23}}$ sont les probabilités par seconde de transition respectivement des niveaux $^4I_{11/2}$ sur $^4I_{13/2}$ et $^4S_{3/2}$ sur $^4I_{13/2}$.

En considérant la variation de population des ions, on obtient :

$$\begin{aligned}
 N \frac{dx_1}{dt} &= \sigma_a^1 N \Gamma_p \frac{P_p}{A} (1 - x_1 - x_2 - x_3) - \sigma_e^2 x_1 N \Gamma_p \frac{P_p}{A} - \frac{Nx_1}{\tau_1} \\
 N \frac{dx_2}{dt} &= \sigma_a^2 x_1 N \Gamma_p \frac{P_p}{A} + \sigma_a^3 x_3 N \Gamma_p \frac{P_p}{A} + (\sigma_e^s (1 - x_1 - x_2 - x_3) - \sigma_e^s x_2) N \Gamma_s \frac{P_s}{A} - \frac{Nx_2}{\tau_2} \\
 N \frac{dx_3}{dt} &= \frac{Nx_1}{\tau_{13}} + \frac{Nx_2}{\tau_{23}} - \sigma_a^3 N \Gamma_p \frac{P_p}{A} - \frac{Nx_3}{\tau_3}
 \end{aligned} \tag{4-1}$$

En régime permanent $\frac{dx_1}{dt} = \frac{dx_2}{dt} = \frac{dx_3}{dt} = 0$, ces équations mènent aux fonctions des populations normalisées des ions après la résolution du système de Kramer :

$$\begin{aligned}
 x_1(P_s, P_p) \\
 x_2(P_s, P_p) \\
 x_3(P_s, P_p)
 \end{aligned}$$

Les équations régissant les variations des flux de photons sont :

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_s}{dz} &= (\sigma_e^s x_2 - \sigma_a^s (1 - x_1 - x_2 - x_3)) N \Gamma_s P_s \\
 \frac{dP_p}{dz} &= (-\sigma_a^1 (1 - x_1 - x_2 - x_3) - \sigma_a^2 x_1 - \sigma_a^3 x_3) N \Gamma_p P_p
 \end{aligned}$$

Les solutions $P_s(z), P_p(z)$ de ce système d'équations sont calculées au moyen d'un programme informatique. Le modèle décrit à ce stade le milieu amplificateur à fibre pompé à 800 nm et amplifiant un signal à 540 nm. Pour décrire maintenant le fonctionnement du laser il faut considérer la propagation du signal et de la pompe. Le signal se propage dans les deux sens de la fibre alors que le faisceau pompe se propage dans un seul sens si l'on admet que le facteur de réflexion des miroirs est nul à λ_p (figure IV-5).

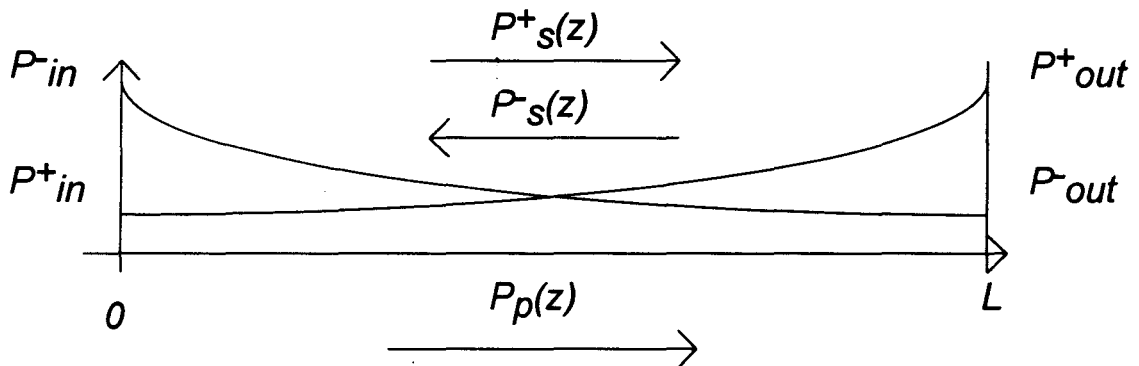


Figure IV-5

Le miroir situé sur l'extrémité de la fibre par laquelle le faisceau du laser de pompe est injecté dans la fibre est nommé miroir d'entrée. Il possède une réflectivité R_{in} à la longueur d'onde du signal. Le miroir situé sur l'autre extrémité de la fibre est nommé miroir de sortie. Il possède lui une réflectivité égale à R_{out} et une transmission égale à T_{out} à la longueur d'onde du signal. Une hypothèse peut être formulée dans ce type de laser. Elle consiste à supposer que la somme des puissances co et contra propagatives de signal ne varie pas beaucoup le long de la fibre lorsque le laser fonctionne. On en déduit :

$$\frac{dP_s^-}{dz} = -\frac{dP_s^+}{dz}$$

Les évolutions de $P_s^+(z)$ et de $P_s^-(z)$ sont déterminées à l'aide des équations donnant les variations des flux de photons en fonction des paramètres du milieu amplificateur, de la puissance de pompe et des puissances signal initiales respectivement P_{in}^+ et P_{in}^- . Les populations normalisées x_1, x_2 sont calculées en fonction de P_s^+, P_s^-, P_p . Pour chaque valeur de P_{in}^+ fixée, un calcul simple fournit $P_{in}^- = P_{in}^+ / R_{in}$. En utilisant le programme de calcul, on obtient P_{out}^+ et P_{out}^- . Un sous programme d'optimisation va alors permettre de déterminer la valeur de

P_{in}^+ pour laquelle $P_{out}^- = P_{out}^+ \cdot R_{out}$. La puissance laser en sortie de fibre est donc égale à $T_{out} \cdot P_{out}^+$.

Lorsque la recherche n'aboutit pas, les conditions ne permettent pas l'établissement d'un régime laser dans la cavité et le laser est en dessous de son seuil.

La détermination des sections efficaces

L'utilisation du modèle nécessite la connaissance de certaines données numériques comme les sections efficaces d'absorption et d'émission aux différentes longueurs d'onde. Les sections efficaces d'émission à 540 nm sont déterminées par la normalisation du spectre d'émission spontanée grâce à la relation (A2-7) de l'annexe 2. Les sections efficaces d'absorption sont calculées par la théorie de Mac Cumber sur la base d'un spectre expérimental d'émission spontanée [10]. Les figures IV-6 et IV-7 présentent les évolutions des sections efficaces d'émission et d'absorption en fonction de la longueur d'onde. Sur la figure IV-6, il est possible de remarquer l'influence de l'émission provenant du niveau $^2H_{11/2}$. Ce niveau est peuplé thermiquement à partir du niveau métastable $^4S_{3/2}$.

Les sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde du laser de pompe sur le niveau fondamental et sur des niveaux métastables ont été déterminées en mesurant la transmission de la fibre en fonction de la puissance pompe absorbée. En effet, il a été montré que la mesure de la transmission d'une fibre à la longueur d'onde de pompe [11] permet de déterminer les sections efficaces d'absorption à cette longueur d'onde.

$$\ln\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) = f(P_{in} - P_{out})$$

La valeur de la transmission P_{out}/P_{in} mesurée à l'origine permet d'estimer la valeur de la section efficace d'absorption du niveau fondamental à l'aide de la relation [11] :

$$\ln(T_0) = -\sigma_a^1 N \Gamma_p L$$

La figure IV-8 présente des abaques expérimentales correspondant à ces mesures. Le logarithme de la transmission de la pompe est représenté en fonction de la puissance de pompe absorbée, le paramètre des abaques étant constitué par la longueur d'onde de pompe. Pour un système à deux niveaux d'énergie, la transmission de la

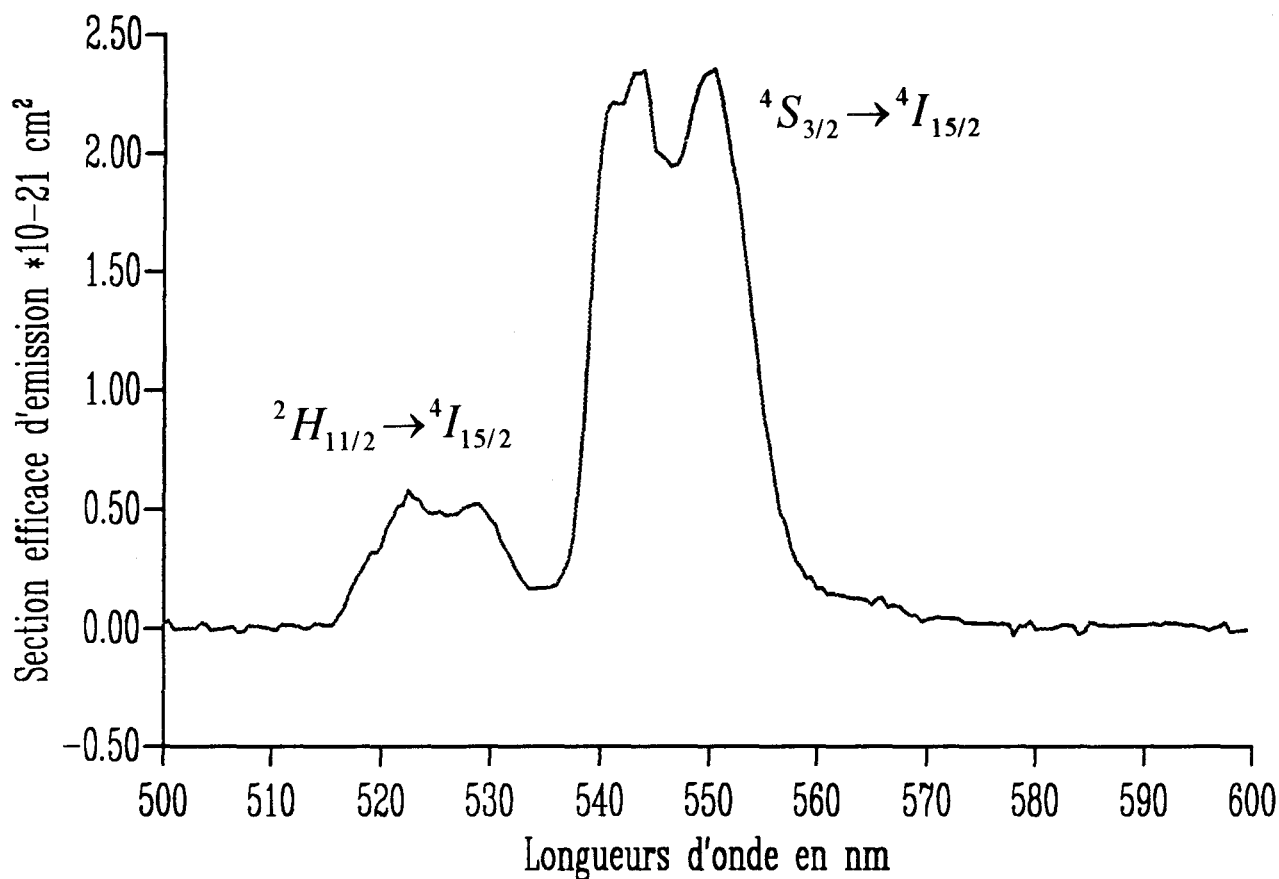


Figure IV-6 : Section efficace d'émission de l'erbium dans le ZBLAN

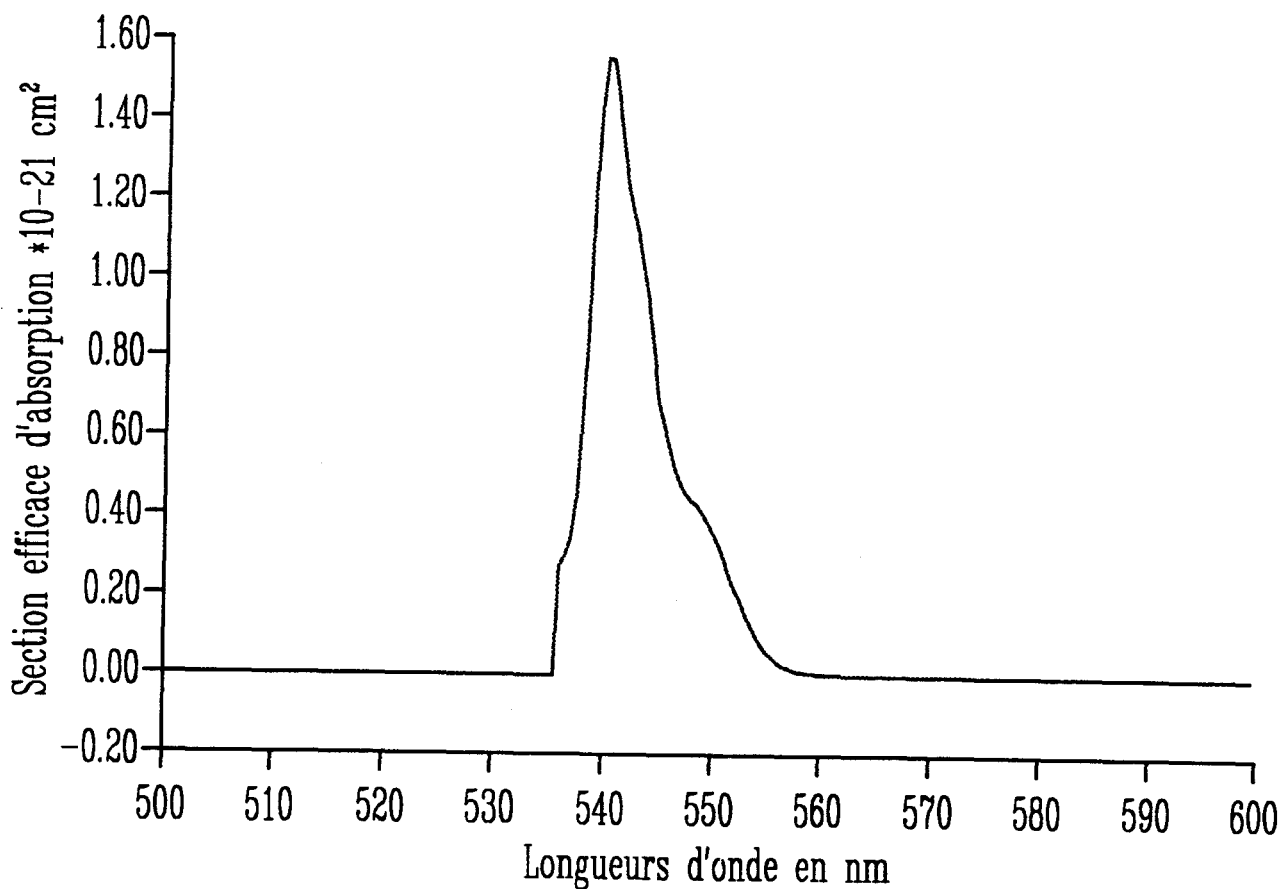


Figure IV-7 : Section efficace d'absorption de l'erbium dans le ZBLAN

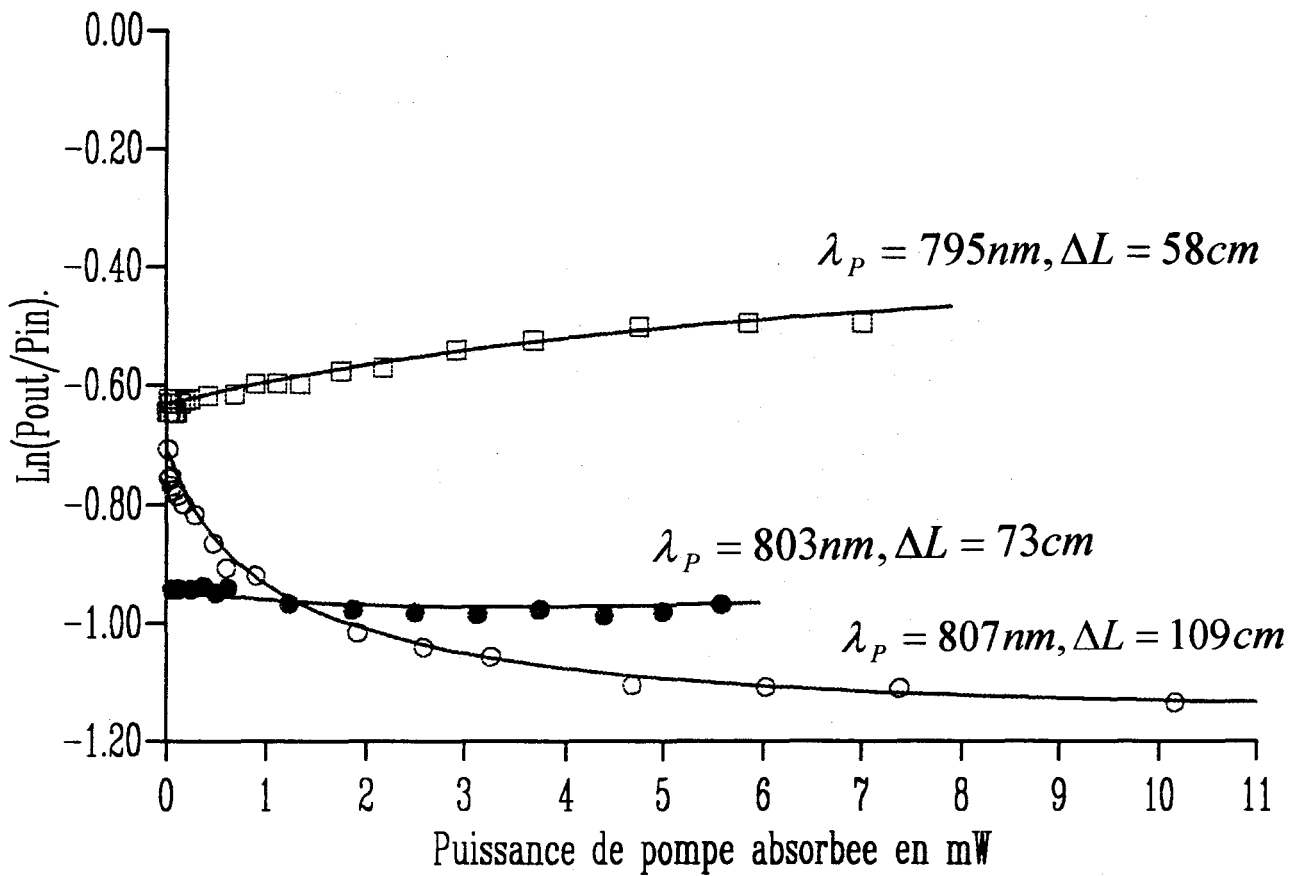


Figure IV-8 : Courbes de transmission de la fibre dopée à différentes longueurs d'onde

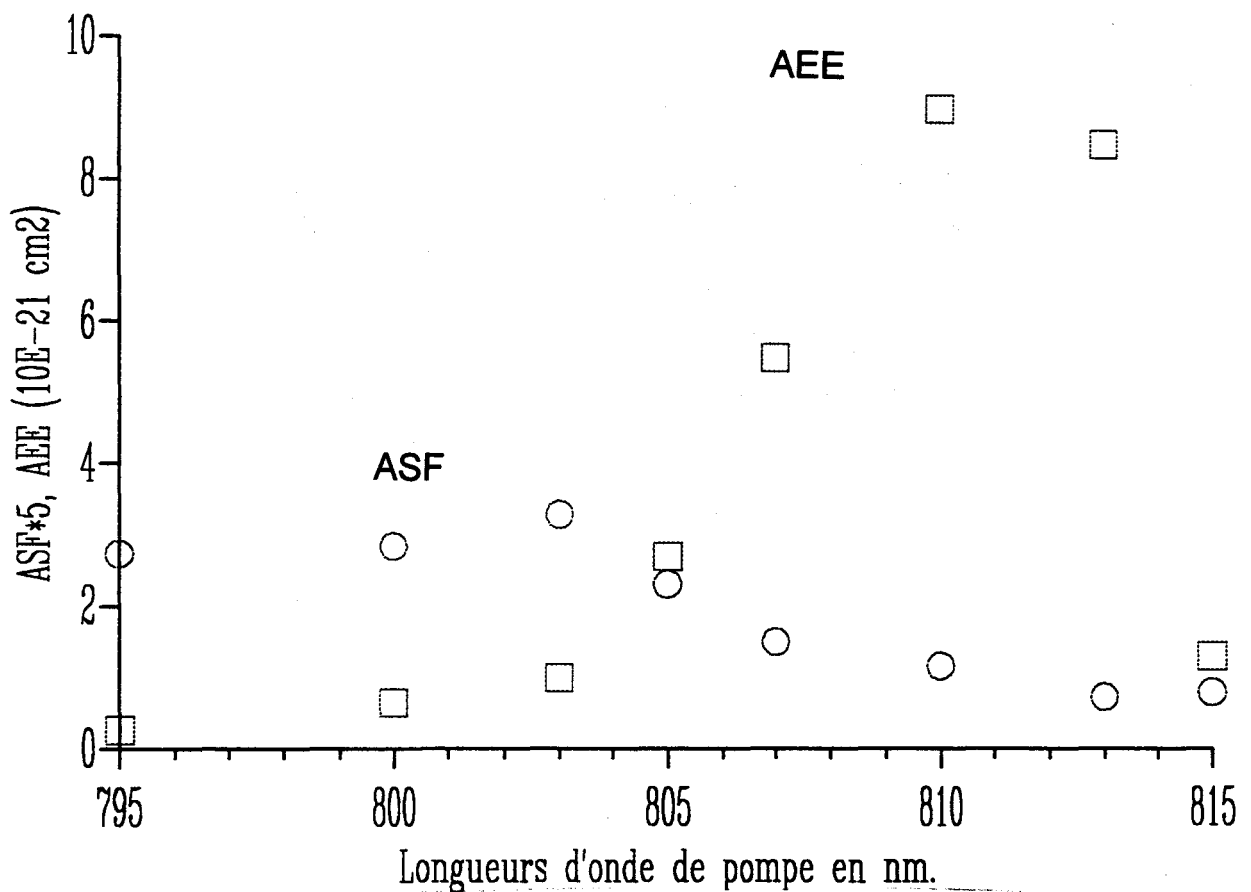


Figure IV-9 : Sections efficaces d'absorption à partir de l'état fondamental et à partir de l'état excité $^4I_{1/2}$ à différentes longueurs d'onde

pompe augmente avec la puissance de pompe absorbée (saturation de la transition). La transmission de la puissance de pompe baisse s'il y a une absorption supplémentaire du niveau supérieur (absorption par état excité). La pente de la courbe au voisinage de $\Delta P=0$ est donc significatif de la valeur de la section efficace d'absorption par état excité à partir du niveau $^4I_{11/2}$. Aux plus fortes puissances (> 3 mW), le comportement dépend aussi de la section efficace par état excité à partir du niveau $^4I_{13/2}$. Les sections efficaces d'absorption par états excités ont été ajustées de façon à obtenir, par calcul, les courbes de la figure IV-8. Il est possible alors de déterminer les sections efficaces d'absorptions à différentes longueurs d'onde de pompe (figure IV-9).

Résultats

Les paramètres déterminés par les expériences qui viennent d'être décrites ont été introduits dans le modèle afin d'établir une comparaison entre les résultats qui se déduisent de ce modèle et ceux qui ont été obtenus dans les expériences avec le laser. La figure IV-10 établit une comparaison entre la caractéristique P_{laser}/P_{pompe} mesurée et celle déduite du modèle. Compte-tenu des hypothèses formulées, l'accord est satisfaisant. Les paramètres du modèle se trouve dans le tableau suivant :

σ_a^1 en cm^2	σ_a^2 en cm^2	σ_a^3 en cm^2	σ_e^s en cm^2	σ_a^s en cm^2	pertes en dB/m
$0.57 \cdot 10^{-21}$	$0.65 \cdot 10^{-21}$	$0.1 \cdot 10^{-21}$	$5.6 \cdot 10^{-21}$	$1.4 \cdot 10^{-21}$	1

Γ_s	Γ_p	τ_1 en s	τ_2 en s	τ_3 en s	τ_{13} en s
0.983	0.953	$9.2 \cdot 10^{-3}$	$0.66 \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	$53 \cdot 10^{-3}$

τ_{23} en s	aire en cm^2	$[\text{Er}^{3+}]$ en cm^{-3}	L en cm	R_{in}	R_{out}
$2.2 \cdot 10^{-3}$	$4.91 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{19}$	120	0.94	0.94

La fibre possède les caractéristiques suivantes : diamètre de coeur égal à $2.5 \mu\text{m}$ et différence d'indice égale à $40 \cdot 10^{-3}$. Les temps de désexcitation radiatifs sont extraits de la référence [9], les facteurs de recouvrement sont calculés pour le mode fondamental en tenant compte des caractéristiques de la fibre. La concentration en ions erbium est égale à 1000 ppm poids. L'aire désigne l'aire du coeur. Cependant, il convient de noter que le modèle ne rend pas compte de quelques

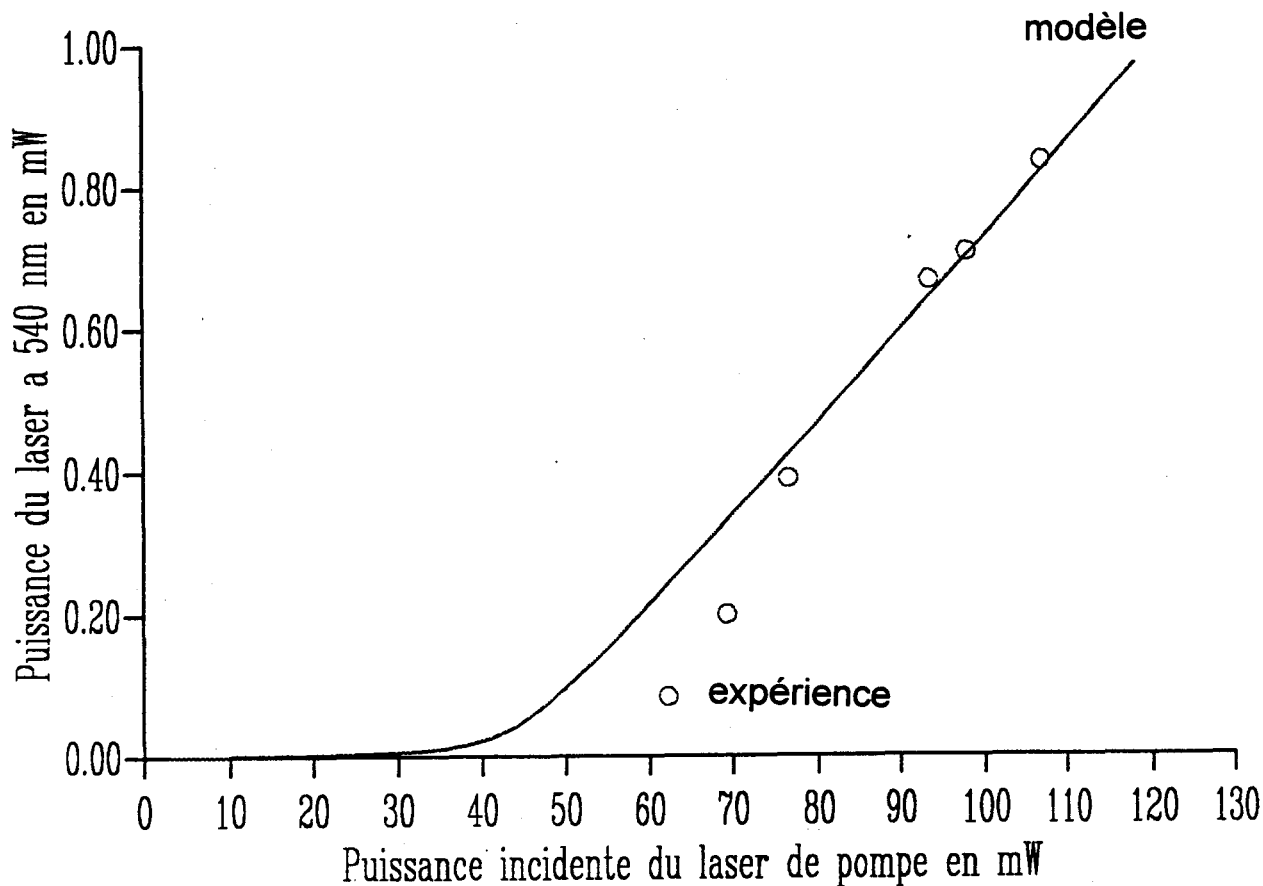


Figure IV-10 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente; comparaison modèle-expérience

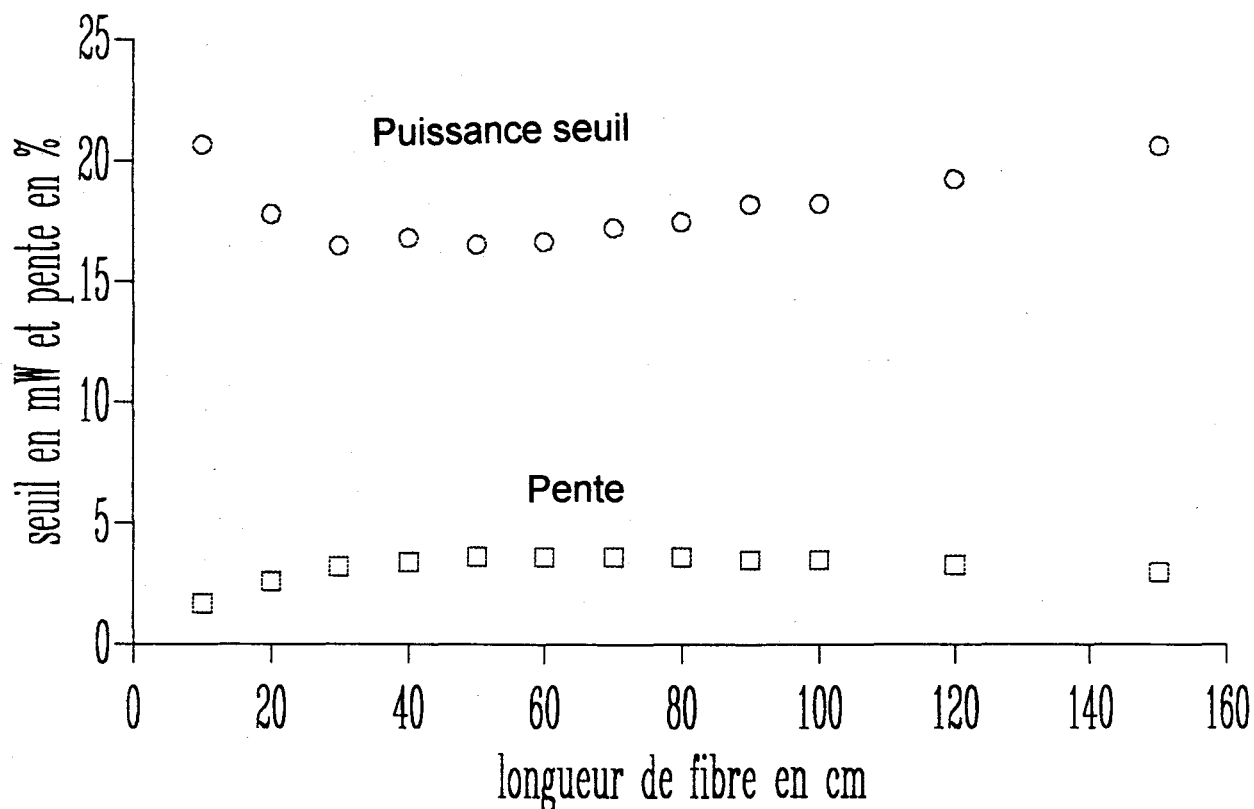


Figure IV-11 : Modélisation de la puissance de pompe seuil et de la pente de lasers à fibres ZBLAN dopée par des ions Er^{3+} émettant à 545 nm en fonction de la longueur de la cavité

phénomènes importants intervenants dans cette catégorie de laser. Ainsi, l'émission spontanée amplifiée n'est pas prise en compte. Les transferts entre ions voisins sont négligés ainsi que les absorptions et émissions impliquant d'autres niveaux. Néanmoins, le modèle a le mérite de conduire aux bons ordres de grandeur des seuils et des rendements mesurés dans nos expériences. Nous l'avons utilisé afin d'évaluer quelles améliorations pourraient être obtenues en modifiant les caractéristiques opto-géométriques de la fibre dopée.

Pour la fibre précédemment décrite, une première optimisation consiste à rechercher la longueur optimale de la cavité laser. La figure IV-11 présente l'évolution de la puissance de seuil laser, injectée dans la fibre, et le rendement en pour cent. La longueur optimale (pour la puissance de seuil) est égale à 60 cm.

La diminution du diamètre de coeur constitue aussi un facteur d'amélioration de la puissance seuil du laser. Le meilleur compromis entre le résultat fourni par le modèle et la faisabilité expérimentale pour une longueur de fibre de quelques dizaines de cm est un diamètre de coeur égale à $1 \mu\text{m}$ et une différence d'indice égale à $40 \cdot 10^{-3}$. Dans ce cas, la puissance de seuil injectée est de quelques mW ($\sim 3 \text{ mW}$) et le rendement toujours de quelques pour cent. Ces résultats sont en partie confirmés par les expériences publiées en [4].

Le laser ytterbium-praséodyme à 635 nm.

Les ions praséodyme insérés dans un matrice de verre fluoré possèdent une transition autour de la longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$. Pour amplifier le signal dans la seconde fenêtre des télécommunications, une solution envisagée consiste donc à utiliser des fibres en verre fluoré dopé par des ions de praséodyme. Cependant, différentes expériences ont montré que le pompage de la fibre excite une fluorescence des ions praséodyme dans le domaine spectral visible. Plusieurs oscillations laser visibles ont ensuite été observées [12]. Dans ce paragraphe, nous décrivons tout d'abord le mécanisme d'up-conversion, puis nous présentons les expériences réalisées.

La fluorescence par up-conversion des fibres en verre fluoré dopées aux ions Yb:Pr.

La figure IV-12 présente le diagramme des niveaux d'énergie d'un ion praséodyme et d'un ion ytterbium. L'ion ytterbium a un rôle d'activateur dans le processus et permet d'utiliser une seule longueur d'onde de pompe (850 nm)[13]. Le mécanisme d'up-conversion est le suivant. Un photon de pompe à 850 nm est absorbé par un ion ytterbium. Ce dernier passe de son état fondamental à un état excité : $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$. L'ion excité

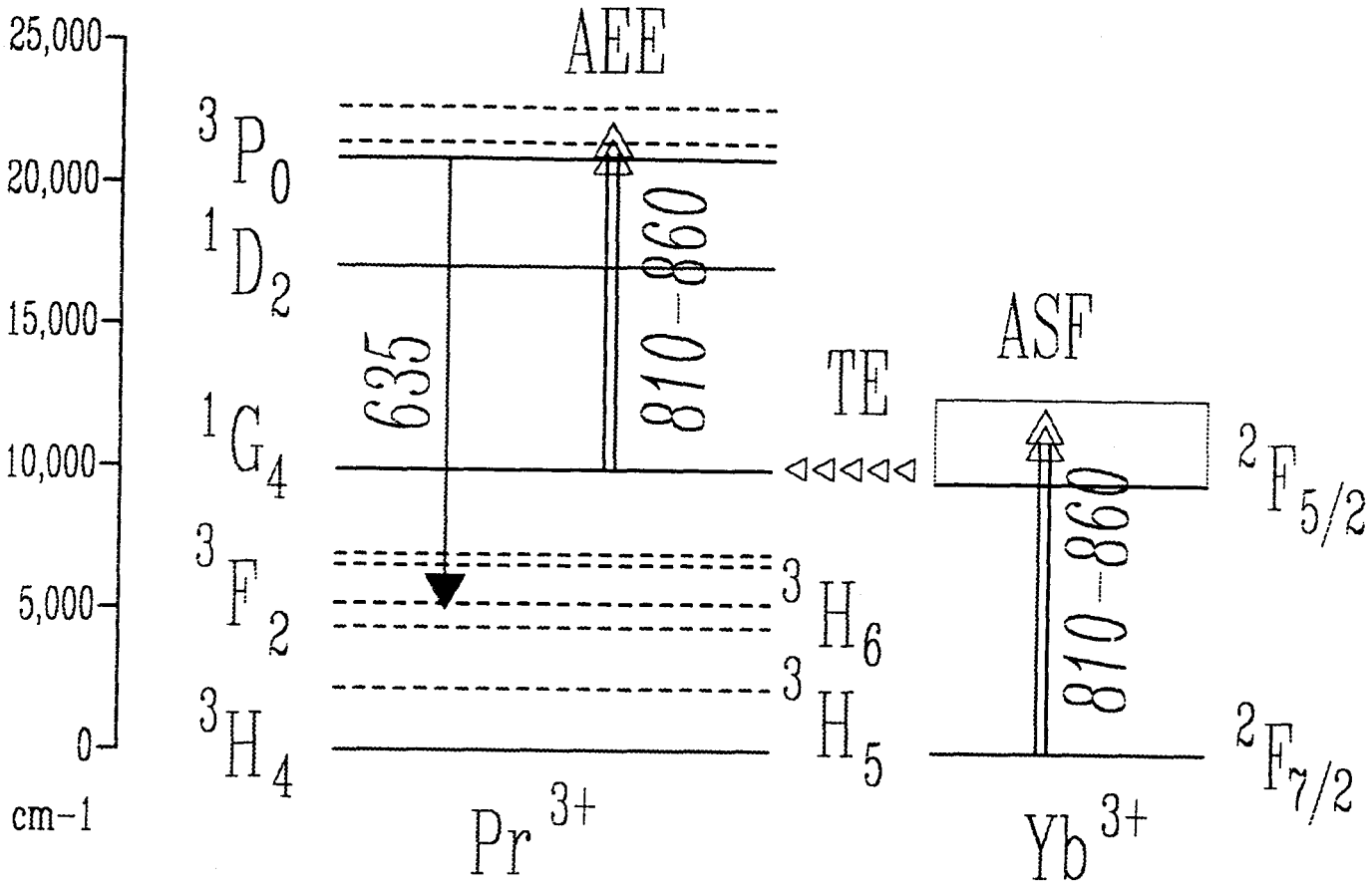


Figure IV-12 : Diagramme d'énergie des ions praséodyme et ytterbium

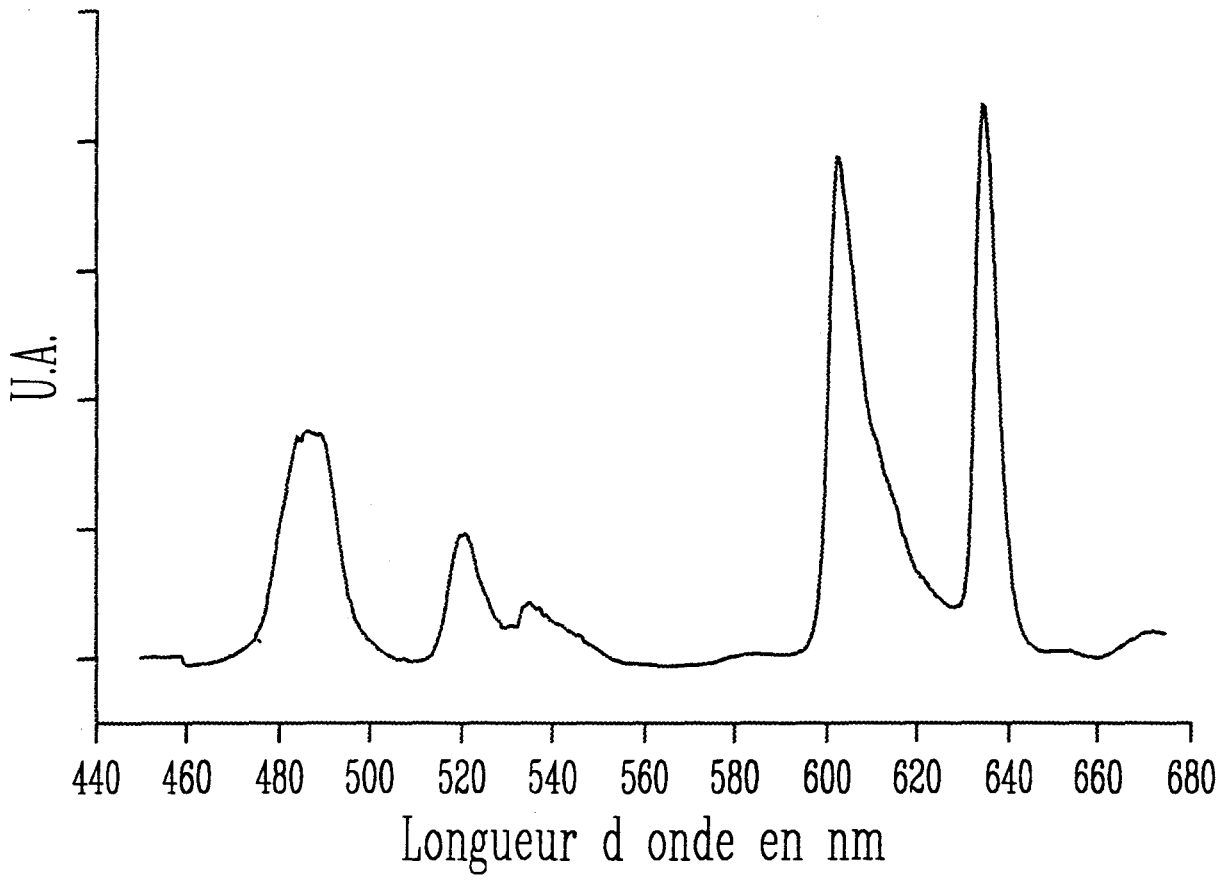


Figure IV-13 : Spectre de fluorescence de la fibre Yb:Pr pompée à 850 nm

transmet son énergie à un ion praséodyme voisin (annexe 2), ce dernier change d'état d'énergie : ${}^3H_4 \rightarrow {}^1G_4$. Comme le niveau 1G_4 est métastable, l'ion praséodyme absorbe un photon de pompe supplémentaire et accède par absorption par état excité au niveau 3P_0 . L'ion se désexcite sur le niveau 3F_2 en émettant un photon à 635 nm. D'autres émissions visibles apparaissent lorsque les ions se désexcitent radiativement du niveau 3P_0 . Ainsi la transition ${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_6$ émet un photon à 605 nm, ${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_5$ un photon à 520 nm et ${}^3P_0 \rightarrow {}^3H_4$ un photon à 480 nm. La figure IV-13 présente le spectre de fluorescence du domaine visible d'une fibre de verre fluoré dopée Yb:Pr, pompée à 850 nm. Il est clair que dans les conditions de notre expérience, la transition à 635 nm est prédominante sur les autres.

Les ions ytterbium en faible concentration ne peuvent pas transférer efficacement leur excitation aux ions praséodyme. Pour améliorer le transfert, il convient d'augmenter la concentration d'ions Yb dans la matrice. Ainsi, lorsque la concentration d'ytterbium est élevée (au delà de 10000 ppm), chaque ion ytterbium possède un proche voisin qui peut être un ion praséodyme ou un autre ion ytterbium. L'énergie d'un ion excité peut alors migrer de proche en proche (par transfert d'énergie) jusqu'à ce qu'elle pompe un ion praséodyme. Une optimisation du taux de dopant dans la fibre consiste donc à réaliser une forte concentration d'ions ytterbium par rapport à la concentration en ions praséodyme.

Expérience

La fibre est une fibre en ZBLAN dopée par 1000 ppm poids d'ions praséodyme et par 20000 ppm poids d'ions ytterbium. Le diamètre de coeur est égal à 5.7 μm et la différence d'indice à 10.10-3. La longueur d'onde de coupure est donc égale à 1.27 μm . La fibre est multimode à la longueur d'onde de pompe et de signal. Le tableau 2 présente les différents paramètres des trois cavités laser qui ont été fabriquées. Le laser de pompe est un laser titane-saphir pompé par un laser à argon ionisé. La longueur d'onde de pompe est égale à 850 nm [13]. Des diodes lasers de puissance émettant à cette longueur d'onde existent dans le commerce.

Les miroirs sont déposés sur les extrémités polies de la fibre dopée. Dans cette série d'expérience, les miroirs n'ont pas été déposés simultanément sur les deux extrémités d'une fibre. En conséquence, les miroirs ont des réflectivités différentes à chaque extrémité. La longueur de la fibre est égale à 80 cm. L'émission du laser de pompe est injectée dans la fibre à travers un miroir à couches multiples. A l'autre extrémité,

la puissance du signal à 635 nm est séparée de la puissance résiduelle de pompe par un filtre dichroïque. La puissance de signal est mesurée au moyen d'un détecteur calibré au silicium.

Résultats

La figure IV-14 présente l'évolution de la puissance des lasers à 635 nm en fonction de la puissance de pompe incidente à 850 nm. Les puissances de seuil des lasers sont égales à 120 mW, 85 mW et 95 mW pour les lasers 1, 2 et 3 respectivement. Les rendements sont égaux à 1%, 1% et 2.4% respectivement. Le rendement quantique est, dans le meilleur des cas, égal à 10%. Des puissances optiques supérieures à 10 mW ont été mesurées à 635 nm lorsque la puissance de pompe a été portée à 180 mW injectée.

Discussion

La comparaison des rendements des lasers 2 et 3 donne des informations complémentaires importantes. La principale différence entre les deux lasers est certainement la réflectivité du miroir de sortie qui est de 80% pour le laser 2 et de 93% pour le laser 3. Le rendement différentiel ne dépend que des pertes intrinsèques de la cavité. Les autres paramètres étant par ailleurs identiques, il serait logique d'observer un rendement différentiel identique pour le laser 2 et pour le laser 3. Or, la figure IV-13 montre clairement que le rendement du laser 3 est plus élevé que celui du laser 2. Cette contradiction apparente peut être expliquée en considérant que les pertes intrinsèques ne sont pas les mêmes d'une fibre à l'autre. Une observation plus fine montre en effet que des points diffusants existent dans la fibre. Ces points ne sont pas répartis de manière homogène le long de la fibre. Ainsi, certaines longueurs de fibre présentent des caractéristiques bien différentes. Ces inhomogénéités de la fibre en verre fluoré sont liées au fait qu'elle est fabriquée selon une technique verrière difficile à maîtriser. Néanmoins, une optimisation de la fibre (réduction du diamètre de coeur et des pertes) devrait améliorer les efficacités de ces lasers.

Conclusion

La recherche de sources lasers compactes émettant dans le visible est toujours d'une grande actualité. La solution à ce problème apportée par l'utilisation de fibres en verre fluoré dopé par des ions de terres rares n'est pas seulement une solution théorique. L'entreprise américaine UNIPHASE travaille activement dans le but de fabriquer ce genre de sources de manière industrielle [14]. Il est probable néanmoins que des solutions plus simples basées sur l'utilisation de lasers à

Lasers	Rin	Rout	Tpompe
Laser 1	80%	80%	80%
Laser 2	95%	80%	95%
Laser 3	95%	93%	95%

Tableau 2 : Paramètres des lasers à fibre

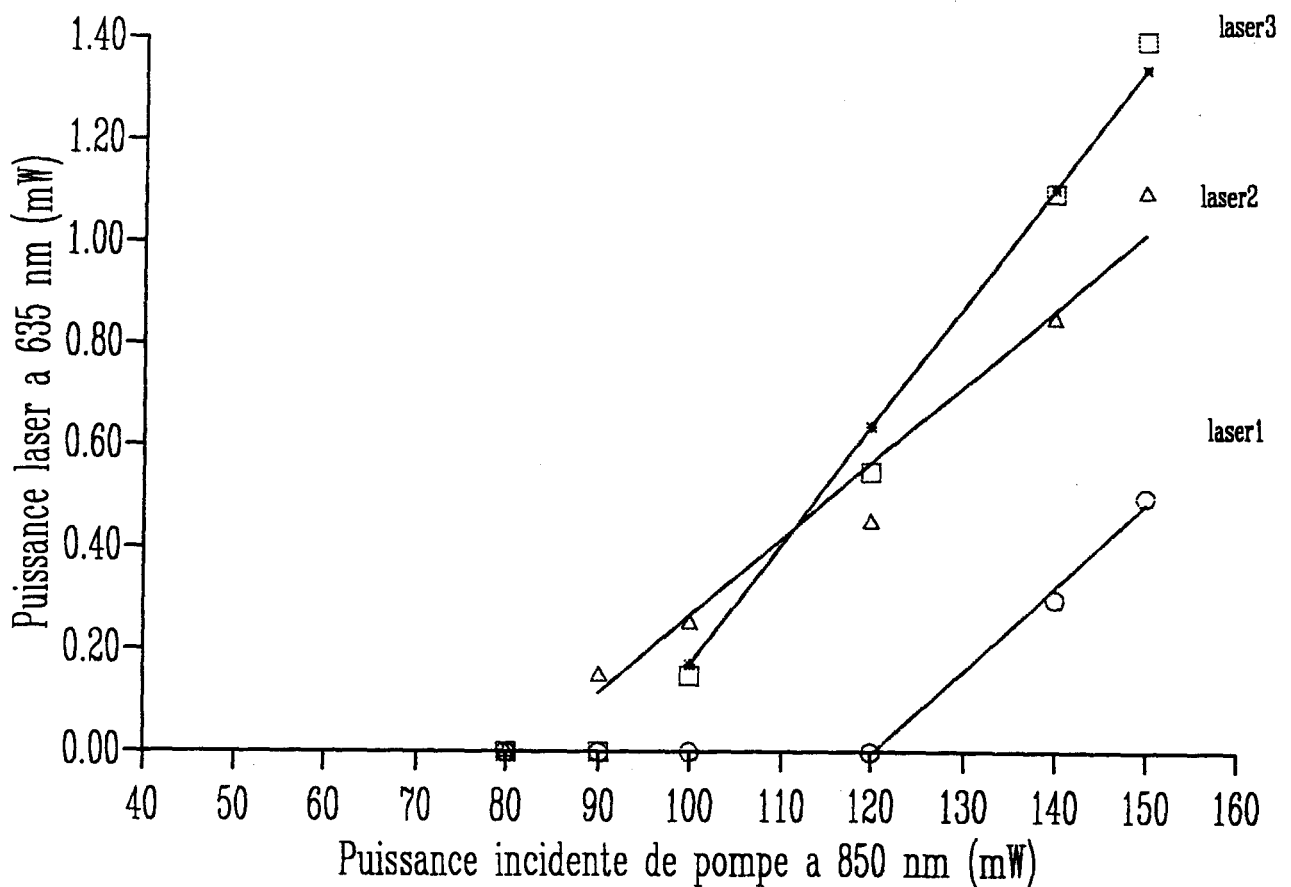


Figure IV- 14 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente

semiconducteurs voient le jour. A l'heure actuelle, le débat reste ouvert et de nombreux articles sur le sujet sont publiés chaque année [4,15,16,17].

4.2.2 Les lasers émettant une radiation dont la longueur d'onde se situe vers 2 microns

La gamme d'application de lasers compacts délivrant une radiation de longueur d'onde 2 μm est très large. Elle s'étend de l'utilisation à des fins thérapeutiques dans le domaine médical au domaine du LIDAR embarqué. Pour réaliser ces lasers, différentes techniques basées sur la physique des semiconducteurs ou sur la physique des lasers à fibre ont été décrites. La fluorescence des ions thulium au-delà de 2 μm est un phénomène connu [18]. De nombreuses études ont montré qu'il est possible d'obtenir une émission laser à 2 μm dans des fibres dopées aux ions thulium. Dans ce paragraphe, seuls les lasers à fibre de composition ZBLAN codopée par des ions thulium et holmium sont considérés.

Les lasers à 2,05 microns

L'efficacité du rendement des lasers à fibres en verre ZBLAN codopé par des ions holmium et thulium a été démontrée par J.Y. Allain au CNET [19]. Nous avons cherché à diminuer les pertes relatives à l'utilisation d'une cavité à miroir massif en réalisant un laser à fibre dont la cavité est fermée par des miroirs diélectriques déposés sur les faces de la fibre.

La fluorescence des fibres de verre fluoré dopées aux ions Ho:Tm.

La figure IV-15 présente le diagramme des niveaux d'énergie de deux ions thulium et de deux ions holmium. Le mécanisme de conversion d'un photon de pompe à 825 nm en deux photons à 2.04 μm y est exposé. Un ion thulium absorbe un photon de pompe. Son niveau d'énergie passe alors du niveau fondamental 3H_6 au niveau excité 3F_4 . L'ion se désexcite sur le niveau 3H_4 en transférant son énergie à un ion thulium voisin. Cet ion change de niveau d'énergie et passe de son état fondamental au niveau 3H_4 . Ainsi, deux ions thulium se trouvent sur leur niveau excité 3H_4 . Ces ions transfèrent alors leurs énergies à deux ions holmium voisins. Les deux ions holmium absorbent l'énergie et passent du niveau fondamental 5I_8 au niveau excité 5I_7 . Les ions holmium excités émettent alors des photons à 2.04 μm . Le processus de conversion est

très efficace car il permet d'obtenir en théorie des rendements quantiques de 2 [19].

Expérience

La fibre utilisée dans la réalisation des lasers possède les caractéristiques suivantes. Elle est dopée par 1000 ppm poids d'ions holmium et par 20000 ppm poids d'ions thulium. La justification de ce choix de concentrations relatives est la même que pour le laser ytterbium-praséodyme : transfert efficace Tm-Tm et Tm-Ho. Le diamètre de coeur de la fibre est égal à $7.8 \mu\text{m}$ et la différence d'indice coeur-gaine à 10.10^{-3} . La longueur d'onde de coupure est égale à $1.77 \mu\text{m}$. La fibre est monomode à la longueur d'onde du signal ($2.04 \mu\text{m}$) et multimode à la longueur d'onde de pompe (825 nm). Les miroirs déposés sur les faces de la fibre ont une réflectivité égale à 60% à $2 \mu\text{m}$ et une transmission de quelques pour cent à la longueur d'onde de pompe. Il n'a pas été possible d'obtenir des réflectivités plus élevées. En effet, les couches adaptées à la fabrication de miroirs réflecteurs à $2 \mu\text{m}$ sont épaisses ($\sim 200 \text{ nm}$) et le bâti de dépôt de couches minces ne permet de déposer qu'un nombre limité de ces couches. Trois couches seulement ont pu être déposées. En conséquence, la réflectivité maximale atteinte est limitée à 60%. La longueur de la fibre laser est égale à 40 cm. Le laser de pompe est constitué par une diode Spectra SDL800 émettant une radiation de longueur d'onde 825 nm. Sa puissance maximale est égale à 150 mW en continu.

Résultats et discussion

La figure IV-16 présente la puissance laser totale émise à $2.04 \mu\text{m}$ par les deux extrémités de la fibre en fonction du courant de la diode de pompe. La puissance émise par la diode est proportionnelle au courant qui la traverse avec le facteur de proportionnalité $0,46 \text{ mW/mA}$. Le courant de seuil du laser est de 55 mA et le rendement est de 0.12 mW/mA . En conséquence, la puissance pompe incidente de seuil du laser est égale à 25 mW incident et le rendement à 26%. Ces données conduisent à un rendement quantique égale à 65%. Dans ces conditions, une puissance laser maximale de 10 mW a été obtenue.

Bien que la cavité laser ne soit certainement pas optimisée, ces résultats sont très prometteurs. Il s'agit en fait du premier laser à fibre émettant une radiation voisine de la longueur d'onde $2.05 \mu\text{m}$ pompé par diode. Ainsi une source compacte émettant une puissance optique de 10

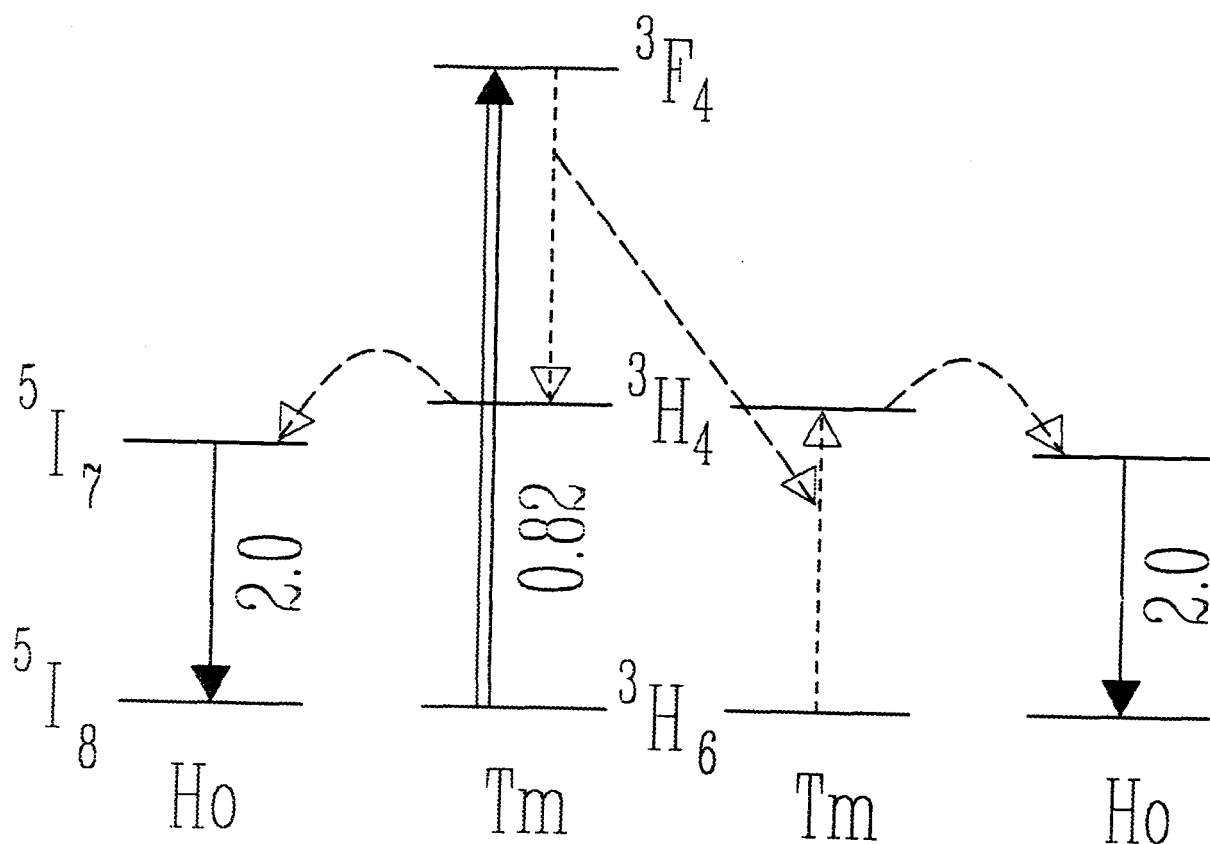


Figure IV-15 : Diagramme d'énergie des ions thulium et holmium

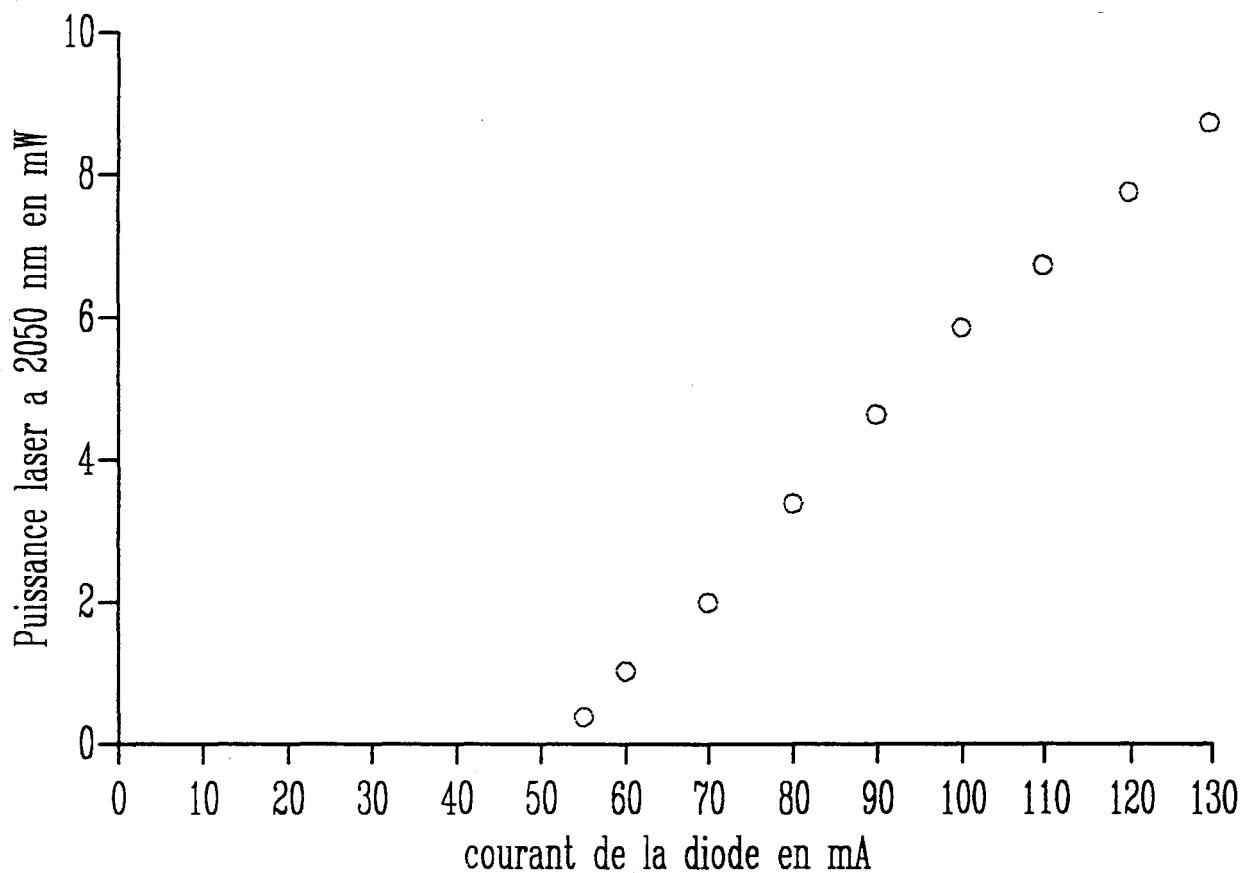


Figure IV-16 : Puissance laser en fonction du courant de la diode de pompe

mW à 2.05 μm a été fabriquée. L'optimisation du laser reste à effectuer : disponibilité d'un miroir avec une réflectivité maximale à 2.05 μm sur une extrémité de la fibre et réduction des pertes intrinsèques. Le rendement quantique du processus n'est que de 65% alors que certains résultats ont prouvés qu'il pouvait être de l'ordre de 1.5 [19]. La différence entre les deux résultats cités est attribuée à un excès de pertes intrinsèques ($\sim 1 \text{ dB/m}$).

Les lasers accordables dans une bande spectrale centrée à 2 microns

Les résultats précédents ont montré qu'il est possible d'obtenir des lasers fonctionnant à 2 μm avec des puissances de seuil faibles. Il a semblé alors intéressant de réaliser le premier laser compact accordable dans une bande spectrale centrée à 2 microns.

Expérience

La figure IV-17 présente le montage expérimental du laser accordable. Le milieu amplificateur est composée d'une fibre en verre fluoré analogue à celle utilisée précédemment. Sur une extrémité de la fibre, un miroir a été déposé. A une autre extrémité, le faisceau optique qui émerge de la fibre est collimaté par un objectif et dirigé vers un prisme. Le prisme constitue l'élément sélectif en longueur d'onde dans la cavité. Un miroir doré réflecteur sur une large bande spectrale réfléchit la lumière incidente diffractée par le prisme. L'autocollimation est réalisée pour une bande spectrale étroite centrée autour de la longueur d'onde d'accord. Le choix de la longueur d'onde se fait en déplaçant le miroir tangentiellement à un arc de cercle dont le centre est situé sur l'arête du prisme. Le laser de pompe est constitué d'une diode Spectra SDL800.

Résultats et discussion

La figure IV-18 présente le domaine d'accordabilité obtenu avec la configuration précédente. Lors de cette expérience, la diode de pompe émettait une puissance égale à 150 mW à 825 nm. Le domaine d'accordabilité à cette puissance s'étend sur 100 nm. La largeur spectrale de l'émission laser dépend de la distance miroir-prisme ou des dimensions du miroir (quelques angstroms).

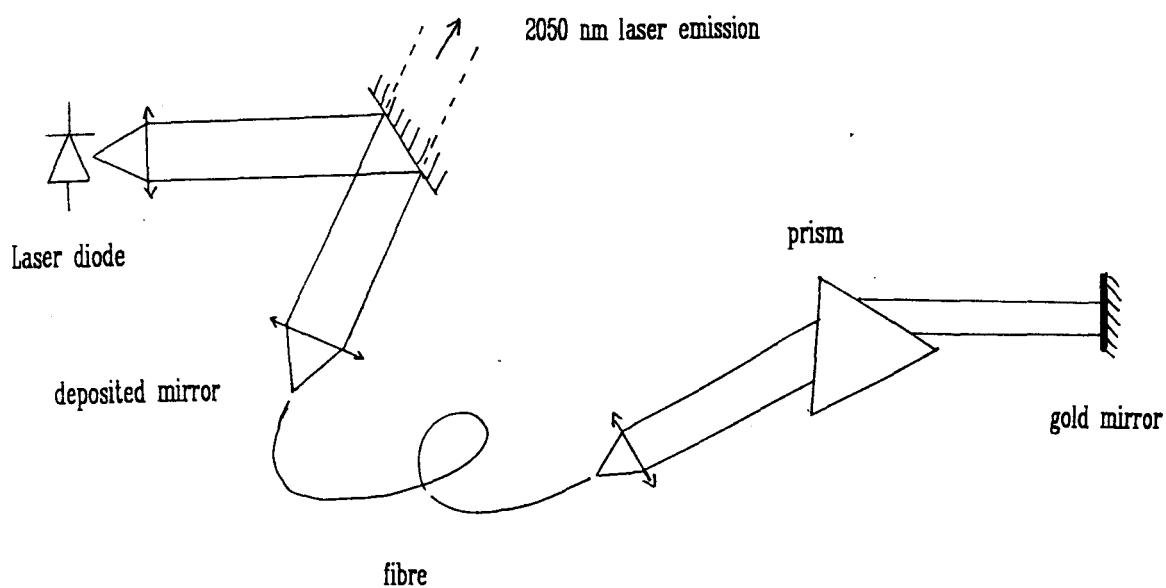


Figure IV-17 : Schéma fonctionnel du laser accordable dans la bande de 2 μm

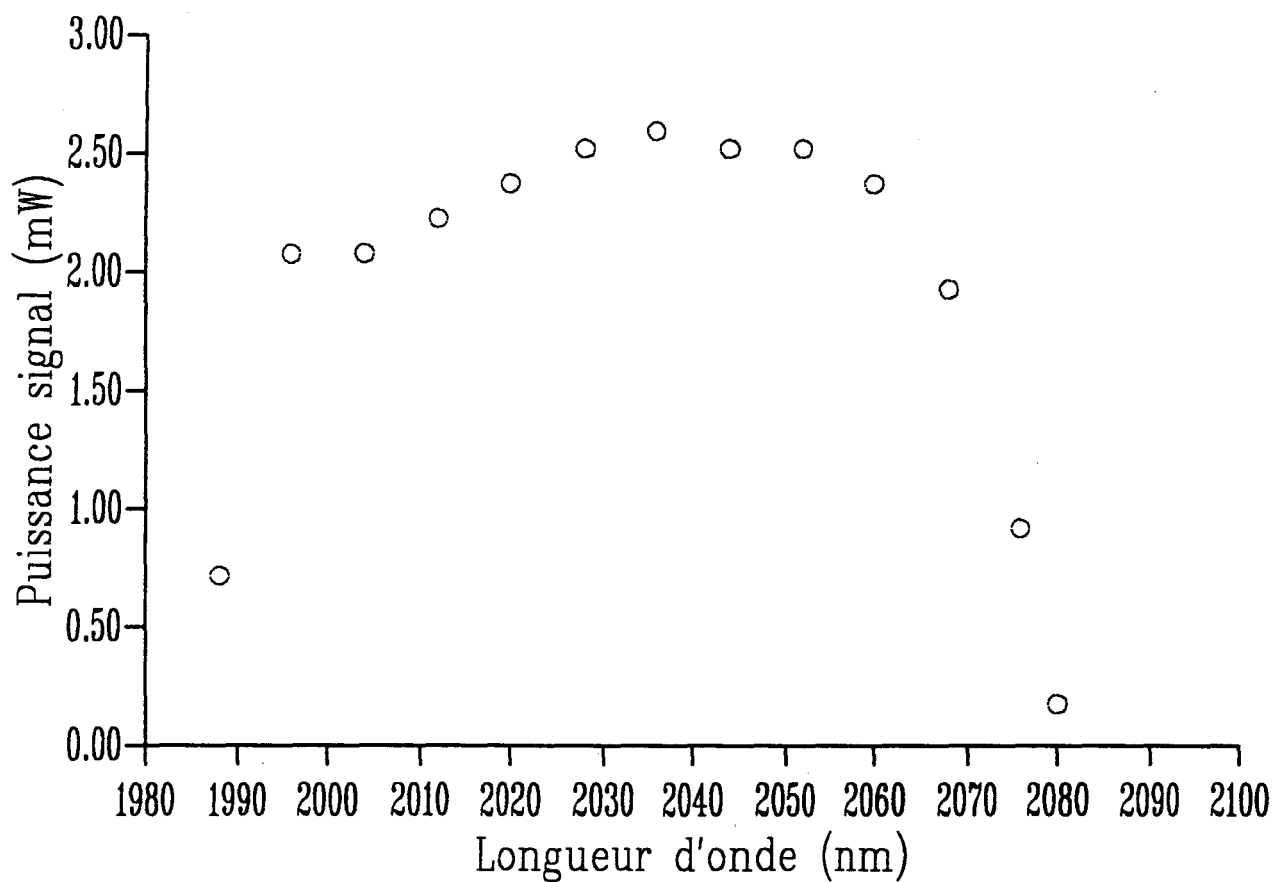


Figure IV-18 : Puissance délivrée par le laser accordable aux différentes longueurs d'onde d'émission ($P_{\text{pompe}}=150 \text{ mW}$ incident)

4.3 Les sources lasers à cavité fermée par des réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg possèdent la propriété d'être des réflecteurs sélectifs sur une bande spectrale étroite. De ce fait, ils peuvent être utilisés pour fermer des cavités de lasers à fibre. De nombreuses configurations de cavité ont été décrites dans la littérature [1]. La cavité à fibre en ligne fermée par deux réseaux de Bragg ou la cavité fermée par un réseau de Bragg et un miroir externe constituent les schémas les plus simples. L'utilisation des réseaux de Bragg pour la fabrication de lasers à fibre offre de nombreux avantages. Parmi ceux-ci citons le choix de la longueur d'onde du laser, les hautes réflectivités accessibles, les faibles pertes d'insertion, l'accordabilité de la cavité. Nous nous proposons d'illustrer ces affirmations dans ce qui suit.

4.3.1 Les lasers à fibre en silice émettant une radiation dont la longueur d'onde se situe vers 2 μm

Nous avons constaté, en travaillant sur les lasers à fibre en verre fluoré, que la résistance mécanique de la fibre de verre fluoré est médiocre lorsque nous la comparons à celle d'une fibre en silice. De plus, comme nous l'avons signalé les fibres en verre fluoré présentent des défauts d'homogénéité beaucoup plus importants que ceux qui peuvent être décelés dans les fibres silicates. La fabrication de fibres en verre fluoré est plus récente que celle de fibres en verre de silice. En conséquence, la technique des fibres en verre fluoré n'est pas aussi bien maîtrisée que celle des fibres de silice. Pour pouvoir bénéficier du maximum de fiabilité (solidité de la fibre, reproductibilité des expériences lasers, ..), nous avons choisi d'utiliser des fibres en silice dopée par des ions de terres rares afin de réaliser les lasers à fibre émettant une radiation de longueur d'onde 2 μm . Dans la silice, les rendements de fluorescence des ions émettant à 2 μm sont plus faibles que dans le verre fluoré. L'utilisation de réseaux de Bragg est donc apparue indispensable pour fabriquer des cavités laser compactes à faible perte dans la région spectrale de 2 μm .

L'inscription des réseaux de Bragg accordés à 2 microns

L'inscription de réseaux de Bragg accordés à 2 μm ne constitue pas un problème trivial. En effet, les difficultés rencontrées dans cette expérience sont d'ordres théorique et expérimental. L'étude de la dépendance spectrale de la photosensibilité n'a été réalisée que dans le

domaine spectral (700 nm-1500 nm) [20]. Ces travaux ont montré que la photosensibilité de la fibre étudiée dépendait peu de la longueur d'onde. Cependant, en absence de modèle bien établi, il semble hasardeux de généraliser ce résultat à tous les types de fibre et de l'extrapoler à des longueurs d'ondes supérieures à 1,55 μm . Le fait qu'une fibre soit photosensible à une longueur d'onde située vers 1,55 μm ne permet donc pas d'affirmer qu'elle l'est vers 2 μm . A ce jour, la seule publication faisant état d'une cavité fermée par des réseaux inscrits à ces longueurs d'onde provient du CNET Lannion [21]. Par ailleurs, un problème d'ordre pratique se pose lors de l'inscription de réseaux accordés à 2 μm . Le matériel de contrôle d'inscription (source superluminescente et analyseur de spectre) adapté à cette région spectrale n'existe pas dans le commerce. Nous avons donc été conduits à modifier notre protocole expérimental.

Expérience

Le principe de la technique d'inscription et de caractérisation des réseaux de Bragg accordés à deux microns ne diffère pas fondamentalement de celui décrit dans le chapitre 2. Il s'agit là encore de déterminer les différents paramètres des réseaux inscrits tels que leur longueur d'onde de Bragg, l'atténuation en transmission et la largeur à mi-hauteur. Le dispositif est toutefois plus complexe en raison principalement de la faible détectivité des détecteurs utilisées dans cette région spectrale (lorsque on la compare à celles des détecteurs au germanium refroidi utilisés à 1,55 μm). L'expérience réalisée est présentée sur la figure IV-19.

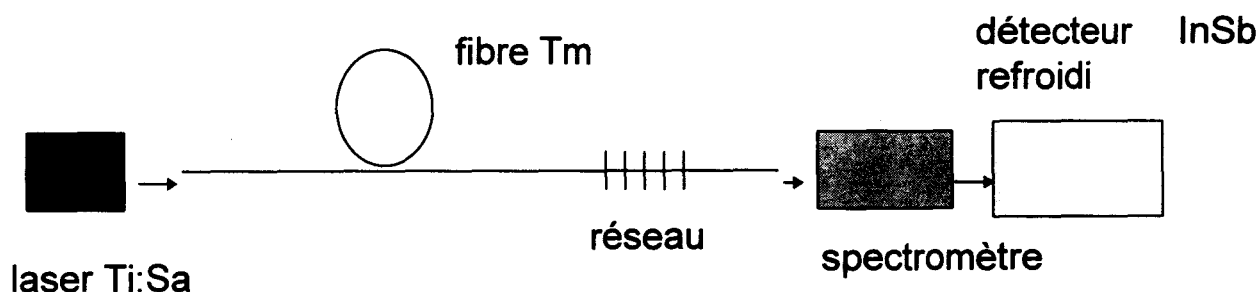


Figure IV-19 : Mesure de la transmission spectrale de réseaux accordés à 2 μm

Les réseaux sont inscrits dans une fibre dopée par des ions Tm^{3+} . La fibre est pompée par un laser saphir-titane émettant une radiation de longueur d'onde 825 nm. L'émission spontanée amplifiée de largeur spectrale égale à 400 nm constitue une source superluminescente à 2 μm . Le flux lumineux issu de cette source est dispersé à l'aide d'un spectromètre à réseau à l'autre extrémité de la fibre. Le réseau de Bragg photoinscrit étant situé en bout de fibre, son spectre en transmission est observable à l'aide de l'analyseur de spectre. Le détecteur utilisé pour détecter le flux lumineux dispersé est un détecteur InSb. Un filtre optique passe bande (centrée vers 2 μm) est placé devant le détecteur. Ce dispositif permet d'obtenir un bon rapport signal à bruit et rend de ce fait précise l'analyse du spectre de transmission du réseau.

Résultats et discussion

La figure IV-20 présente un montage où figurent les spectres en transmission de deux réseaux de Bragg photo-inscrits à 2,05 μm . La résolution obtenue lors de ce tracé est égale à 2 angstroms. L'atténuation en transmission de l'un des réseaux est supérieure à 90% et la largeur à mi-hauteur du réseau plus faiblement réflecteur est inférieure au nanomètre. Les difficultés de mise en oeuvre de l'expérience n'ont pas permis de suivre les évolutions des réseaux pendant leur inscription. Pour la plupart des lasers fabriqués, les caractéristiques des réseaux ont été analysées après l'inscription comme indiqué sur la figure.

Les lasers à 2 microns

Les réseaux de Bragg sont inscrits sans contrôle de leurs caractéristiques spectrales en temps réel. Le seul élément de contrôle est le temps d'insolation. Pour fabriquer des réseaux à très fortes réflectivités (>90%) le temps d'insolation est prolongé au delà de 10 mn. L'irradiance est égale à 30 W/cm² et la longueur des réseaux est égale à un centimètre. La fibre est une fibre germanosilicate dopée par des ions de thulium. Le diamètre de coeur est égal à 4,5 μm et la différence d'indice à $28 \cdot 10^{-3}$. La longueur d'onde de coupure est alors égale à 1,68 μm . La fibre est monomode à la longueur d'onde du signal. La fluorescence des ions thulium insérés dans une matrice de silice possède un maximum d'intensité situé à 1.8 μm et s'étend au delà de 2 μm . Cette bande d'émission est attribuée à la transition ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$. Le coeur de la fibre est dopé par 4000 ppm poids en ions thulium. Plusieurs solutions existent pour améliorer l'efficacité de l'émission au delà de 2

Longueurs des réseaux = 1 cm
Irradiance = 30 W/cm²
Temps d'insolation = 10 mn

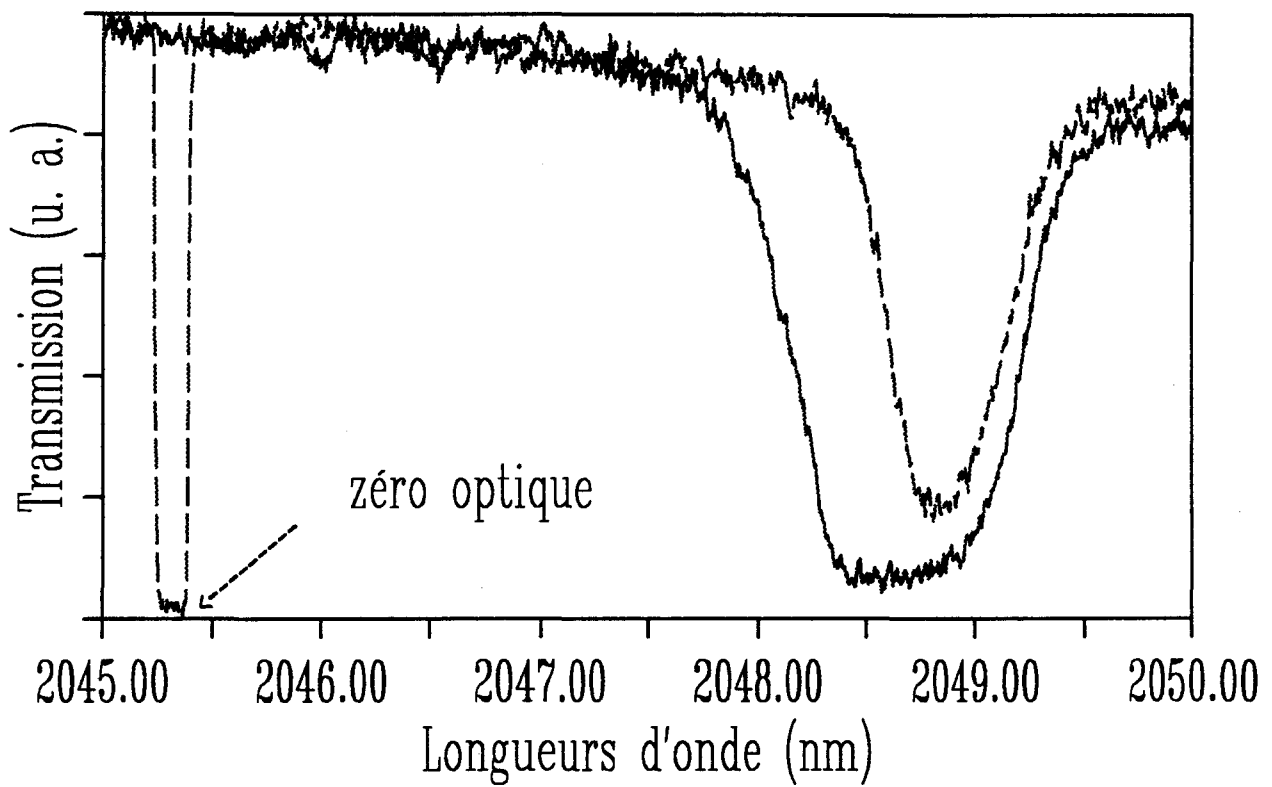


Figure IV-20 : Montage représentant les spectres de transmission de deux réseaux de Bragg photoinscrits à 2,05 μm dans la fibre de silice dopée par des ions Tm^{3+}

(Afin d'éviter que le laser n'oscille lors de ces enregistrements, le spectre de chaque réseau a été enregistré séparément, l'autre réseau étant placé sous traction afin d'ouvrir la cavité laser)

μm . K. Oh propose de choisir la longueur d'onde du laser de pompe à $1,57 \mu\text{m}$ afin de pomper directement le niveau d'où provient l'émission à $1,8 \mu\text{m}$ [22]. T. Yamamoto utilise une fibre codopée par des ions holmium et thulium et décale ainsi la transition de l'émission vers $2 \mu\text{m}$ [23]. La solution retenue au CNET a consisté à augmenter la durée de vie du niveau d'émission 3H_4 en codopant la fibre avec des atomes d'aluminium [24]. La fibre doit aussi être dopée avec des ions germanium pour augmenter la photosensibilité. L'élévation de l'indice du coeur de la fibre est réalisée en dopant la silice par 14% d'ions aluminium et par 15% d'ions germanium. La durée de vie du niveau 3H_4 est alors de 0.6 ms contre 0.3 ms dans une matrice de silice sans aluminium. Les pertes intrinsèques de la fibre sont estimées à 0.1 dB/m.

Le laser de pompe est un laser titane-saphir accordable qui permet une optimisation de la longueur d'onde de pompe. En extrémité de fibre, la puissance résiduelle du laser de pompe est absorbée par une lame en silicium. Cette lame transmet 70% de l'énergie lumineuse émise à $2 \mu\text{m}$ par le laser. La puissance est mesurée à l'aide d'un détecteur pyroélectrique. Nous avons tracé les caractéristiques de la puissance émise par le laser en fonction de la puissance optique de pompe. Nous avons ensuite mesuré la longueur d'onde de la radiation émise à l'aide d'un spectromètre.

Plusieurs lasers à fibre ont été réalisés. Les résultats obtenus avec ces lasers sont présentés et discutés. La longueur d'onde d'émission des lasers est fixée par la longueur d'onde de Bragg des réseaux. Ainsi des lasers émettant à $2,006 \mu\text{m}$, $2,05 \mu\text{m}$ et $2,1 \mu\text{m}$ ont été fabriqués. Les figures IV-21, IV-22 et IV-23 présentent les caractéristiques de la puissance optique émise par les lasers à fibre respectivement à $2,006 \mu\text{m}$, $2,05 \mu\text{m}$ et $2,1 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe incidente. Le laser de pompe est une diode laser Spectra SDL800 émettant à 825 nm. Les lasers sont numérotés laser 1, laser 2 et laser 3 dans l'ordre précédent. Le taux de couplage de la puissance pompe injectée dans la fibre est estimé à 65%. Les miroirs ont des réflectivités de 95% à 80%. Les puissances de seuil sont de quelques dizaines de mW pour chaque laser. Le meilleur résultat correspond à une puissance de seuil de 15 mW injectée. Les rendements quantiques sont respectivement 64%, 42% et 42% pour les trois lasers présentés (fig. IV-21, 22, 23). La longueur de chaque laser à fibre est égale à 3 m. La figure IV-24 présente la puissance délivrée par le laser 3 en fonction du courant de la diode de pompe. Le rendement est égal à 0.06 mW/mA et le courant de seuil est égal à 40 mA.

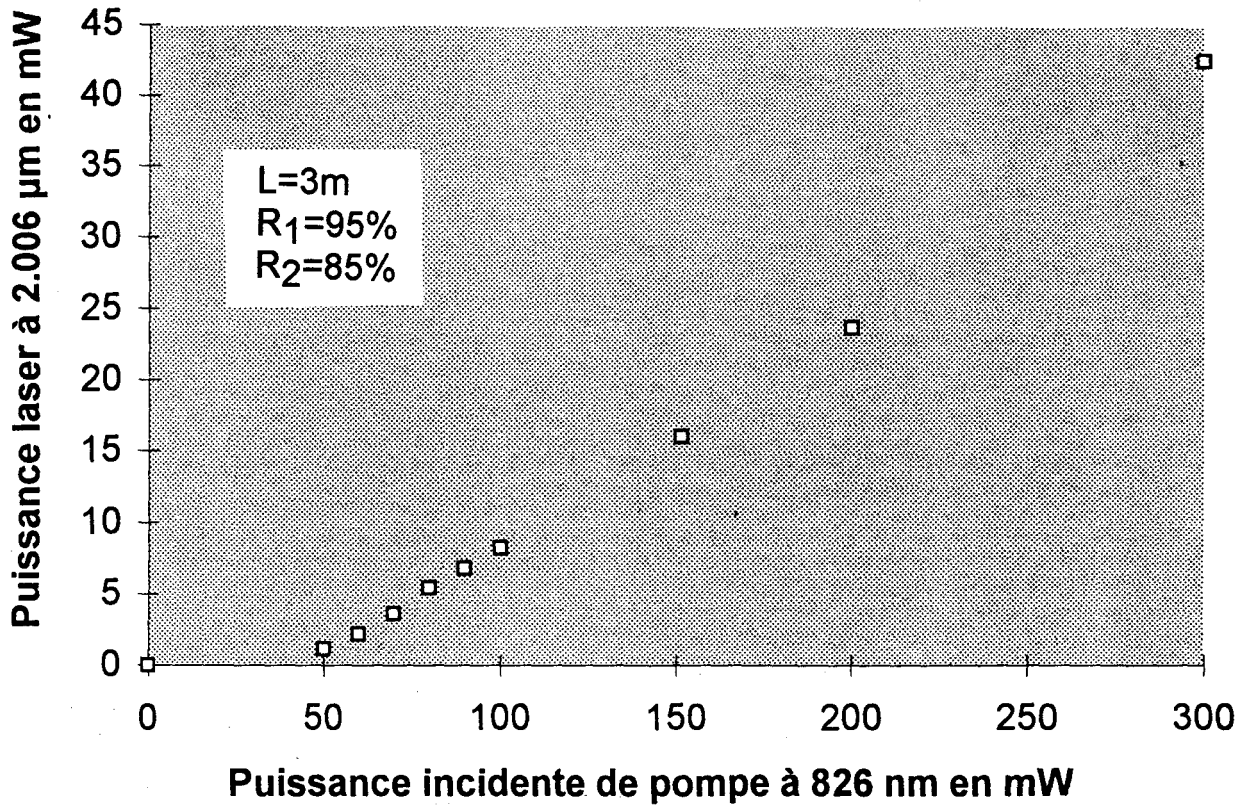


Figure IV-21 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente (longueur de la cavité = 3 m)

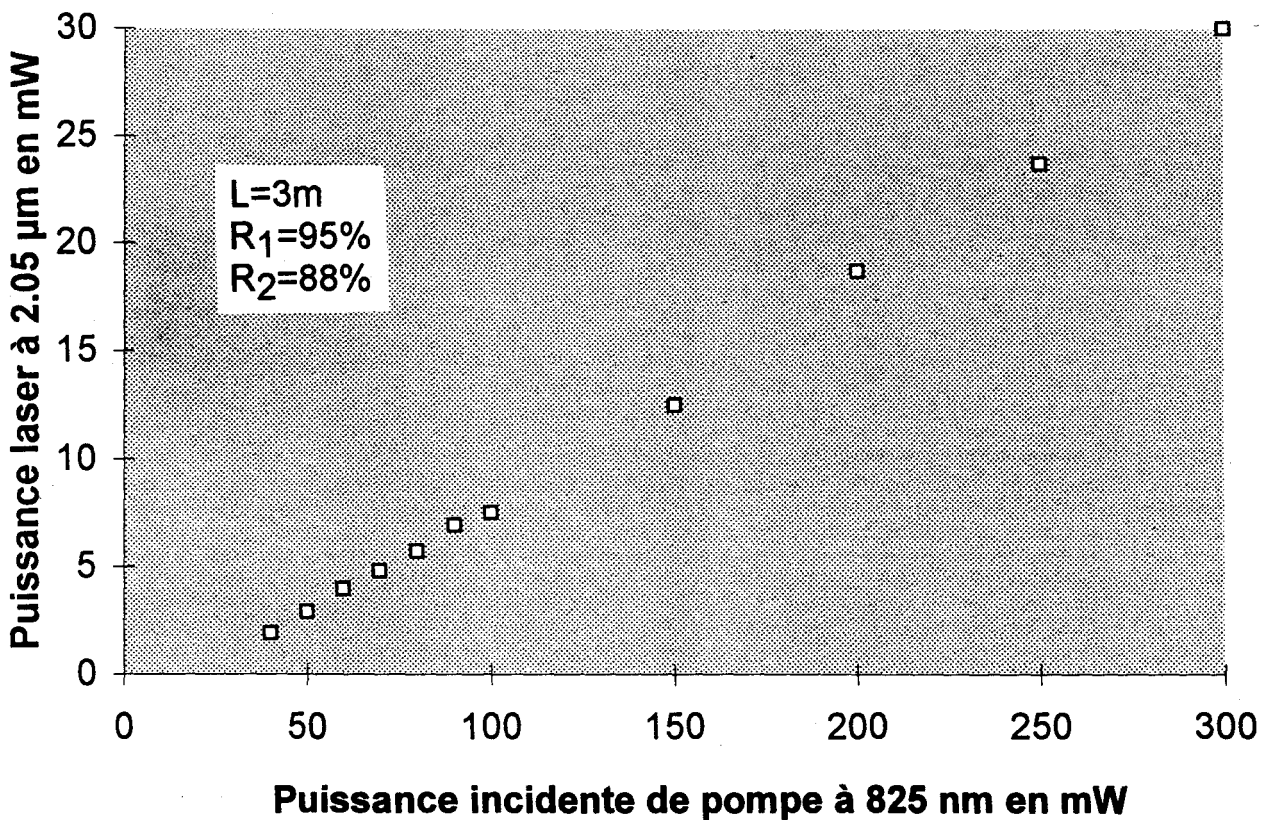


Figure IV-22 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente (longueur de la cavité = 3 m)

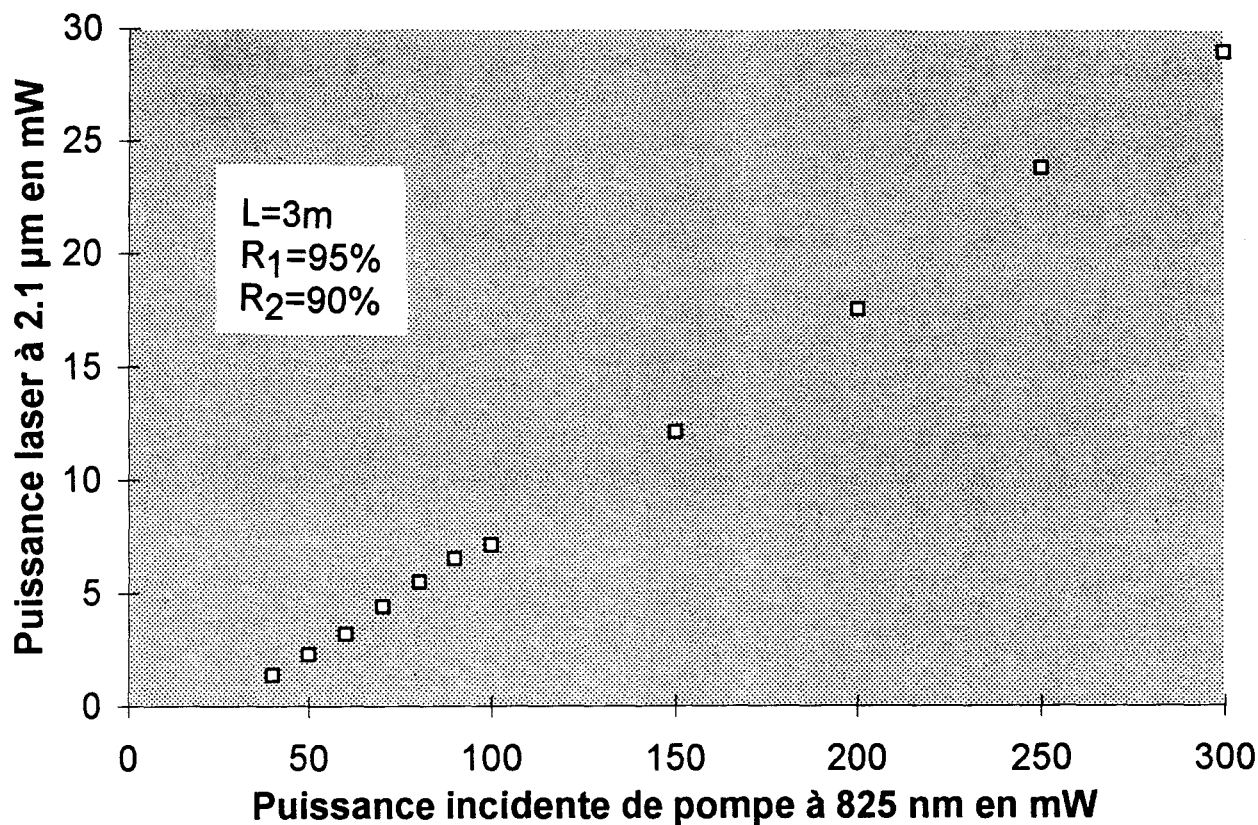


Figure IV-23 : Puissance émise par le laser en fonction de la puissance de pompe incidente

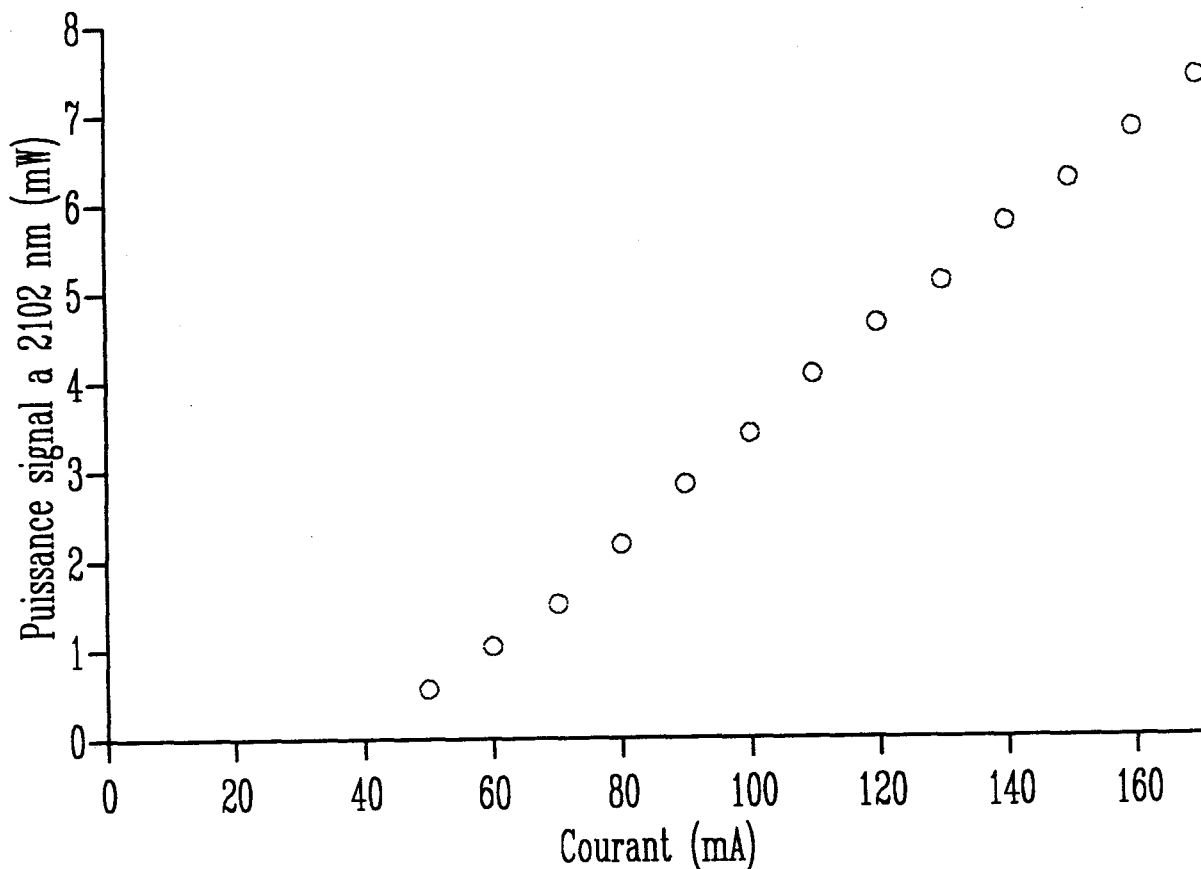


Figure IV-24 : Puissance émise à 2.1 μm en fonction du courant de la diode de pompe (Il s'agit de la même cavité laser que celle utilisée pour l'enregistrement de la caractéristiques de la figure IV-23)

Un laser à cavité plus courte a été fabriqué. La longueur de la cavité a été réduite à 0,5 m. La réflectivité du miroir de sortie est égale à 65% alors que celle du miroir d'entrée est de 95%. Ce laser a été pompé par une radiation émise à 808 nm par un laser titane-saphir. La caractéristique de la puissance optique émise par le laser en fonction de la puissance de pompe incidente est présentée sur la figure IV-25. Le taux de couplage à l'injection dans la fibre est égale à 65% (mesure effectuée avec une radiation de longueur d'onde 875 nm). Le rendement total est égal à 26% et le rendement quantique est pratiquement de 100%. Une puissance optique continue supérieure à 200 mW a ainsi été obtenue à 2,102 μm .

Discussion

Le rendement quantique égal à 1 relevé lors de l'étude du dernier laser à fibre constitue un résultat intéressant. Ce résultat peut s'expliquer de la manière suivante. Dans la matrice vitreuse, certains ions thulium sont proches et peuvent céder leur énergie par transfert d'énergie [25]. La figure IV-26 présente le diagramme d'énergie de deux ions thulium voisins. Un ion absorbe un photon de pompe et accède au niveau excité 3F_4 . L'ion se désexcite sur le niveau 3H_4 , en transférant son énergie à l'ion thulium voisin. Ce dernier accède alors au niveau 3H_4 . Les deux ions peuvent émettre deux photons à la longueur d'onde de la transition. Le rendement quantique théorique est alors de 2. Il est alors concevable qu'un rendement quantique expérimental voisin de l'unité soit trouvé. Ce même résultat n'est pas vérifié sur les autres lasers de cavités plus longues. L'explication vient du fait que les pertes intrinsèques sont importantes à ces longueurs d'onde (0,1 dB/m). Les lasers à cavité de trois mètres ont des pertes sur un aller-retour dans la cavité de l'ordre de 0,6 dB et des pertes introduites par les miroirs de l'ordre de 0,9 dB. Les pertes dans la cavité sont comparables aux pertes introduites par les miroirs ce qui explique que des rendements quantiques plus faibles soient obtenus. Dans la cavité de 50 cm, les pertes intrinsèques sont de 0,1 dB sur un aller-retour et les pertes provoquées par les miroirs sont de 2 dB. Les pertes intrinsèques sont alors négligeables vis à vis des pertes aux miroirs. Le rendement quantique est donc plus élevé.

La figure IV-27 présente des abaques : puissance optique émise par le laser en fonction de la longueur d'onde du laser de pompe, le paramètre des abaques étant constitué par la longueur de la cavité. Lorsque la puissance du laser de pompe est fixée à 100 mW, la longueur d'onde du laser de pompe peut varier sur un intervalle spectral

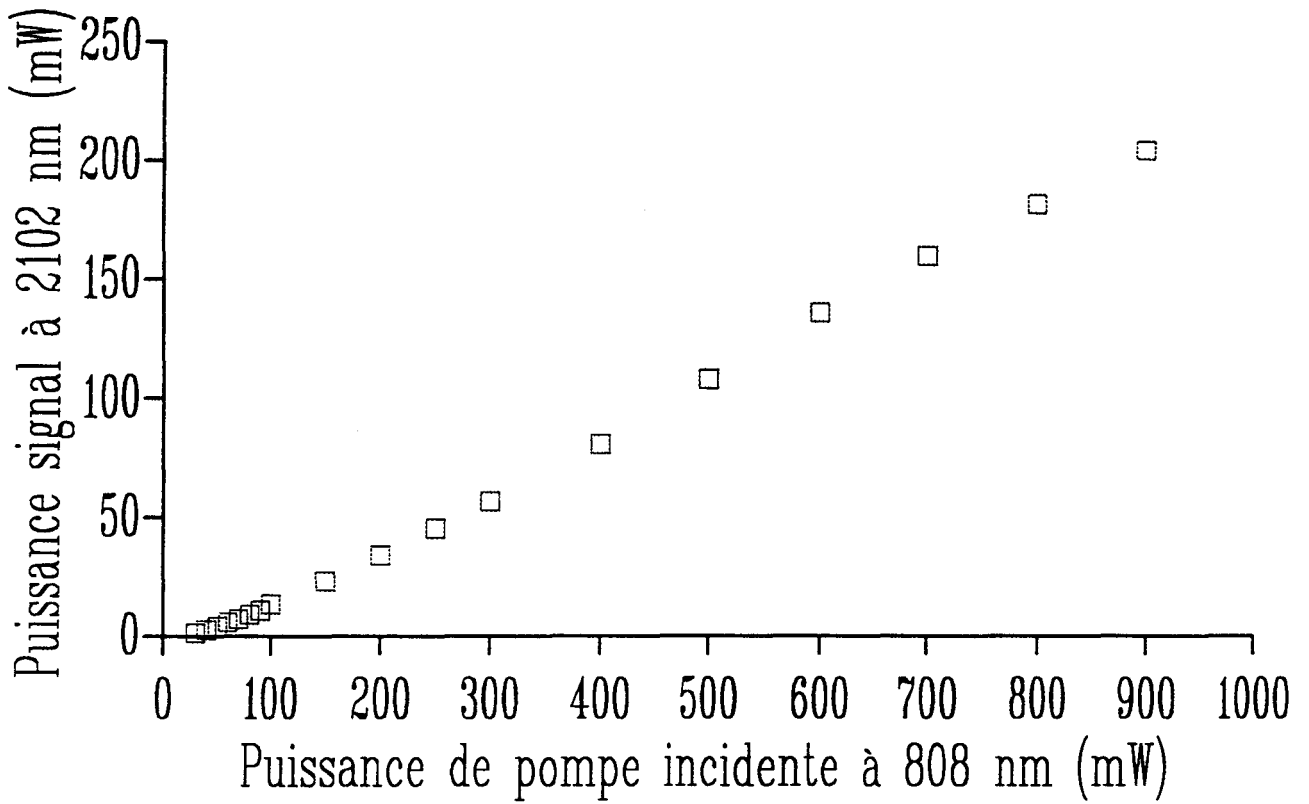


Figure IV-25 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe (longueur de la cavité = 0.5 m)

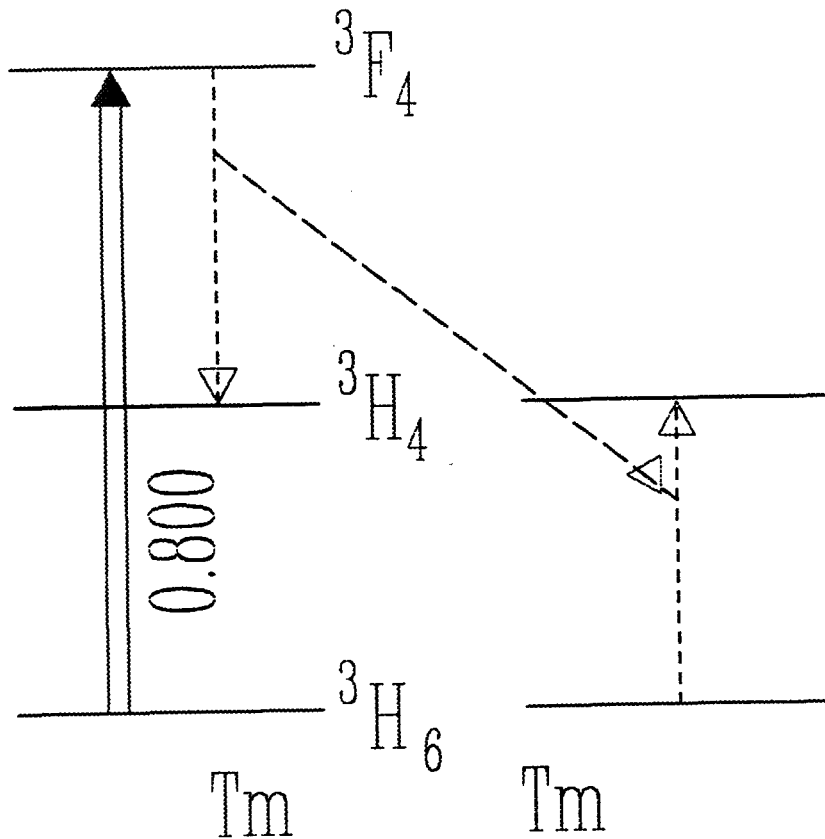


Figure IV-26 : Transfert d'énergie entre ions thulium

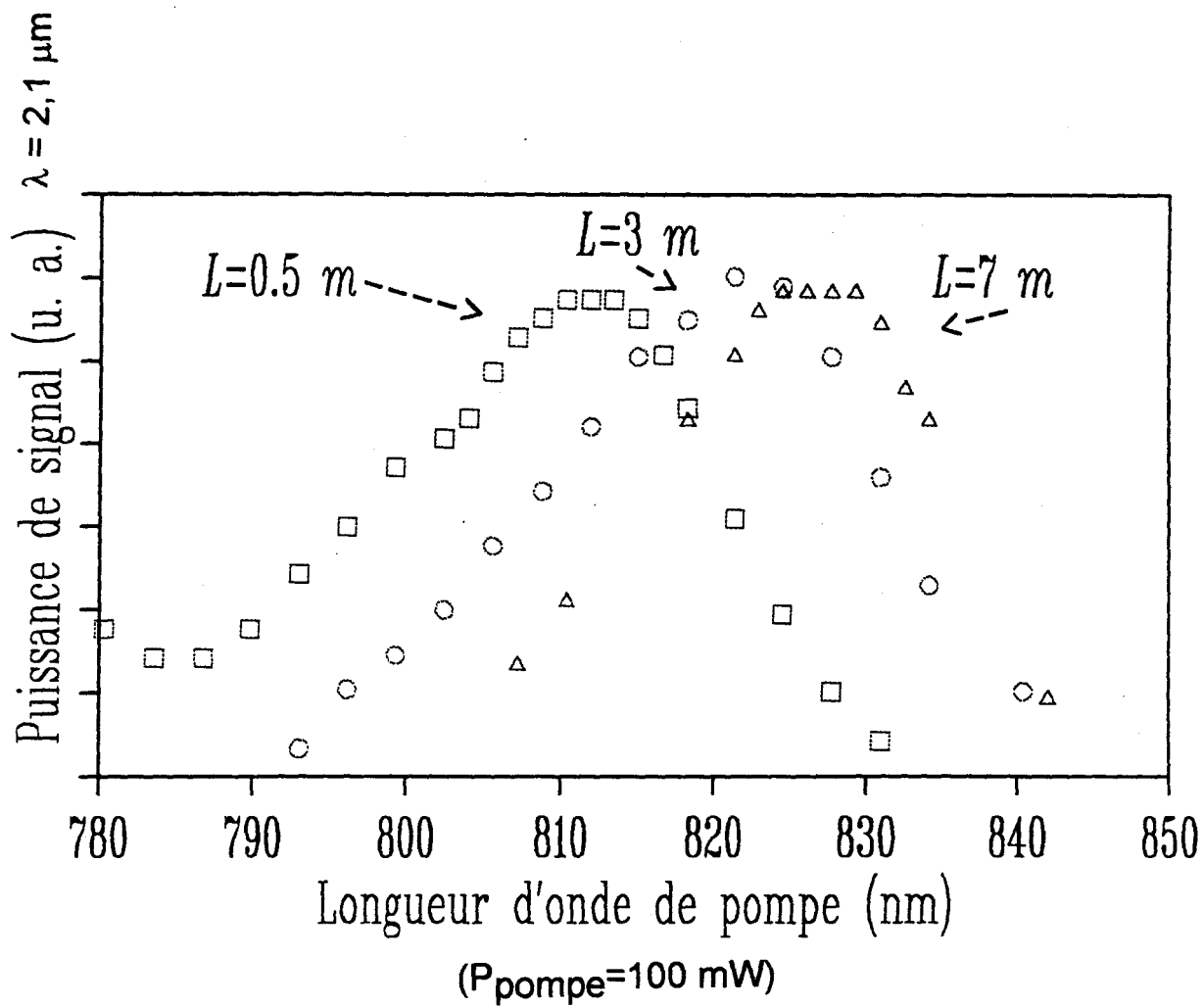


Figure IV-27 : Influence de la longueur de la cavité laser sur la longueur d'onde de pompe optimale

(courbes expérimentales)

égal à 80 nm. Les puissances lasers émises à 2.1 μm sont représentées pour chaque laser en fonction de la longueur d'onde du laser de pompe. Les courbes correspondant à trois lasers de longueurs 7 m, 3 m et 0.5 m sont représentées par des carrés, ronds et triangles respectivement. Comme attendu [26], plus la longueur du laser est grande, plus la longueur d'onde optimum du laser de pompe est grande. Le pic d'absorption du thulium dans les fibres de silice se situe à 790 nm. Si la longueur d'onde du laser de pompe est égale à 790 nm, la puissance de pompe est absorbée sur une courte longueur. Sur cette longueur le gain est important mais sur la longueur restante, seules les pertes intrinsèques interviennent. Le fonctionnement du laser n'est pas optimum puisque une partie de la fibre n'introduit que des pertes. En augmentant la longueur d'onde de pompe, la puissance de pompe n'est plus absorbée sur une courte longueur mais sur toute la longueur de la fibre. Toute la longueur de la fibre apporte sa contribution à l'émission laser. En s'éloignant trop de 790 nm, la terre rare n'absorbe plus et l'émission laser n'est plus possible. Le choix de la longueur d'onde de pompe optimum résulte donc d'un compromis entre le gain linéique et les pertes de la fibre.

4.3.2 Le laser à fibre en verre fluoré à réseau

Après avoir montré qu'il est possible d'inscrire des réseaux de Bragg dans le coeur de fibres en verre fluoré, nous nous sommes proposé de réaliser un laser à fibre en verre fluoré à cavité fermée par des réseaux de Bragg. Il s'agit de démontrer la faisabilité de composants lasers à base de réseaux de Bragg photo-inscrits dans des verres fluorés [27].

Nous avons tout d'abord cherché à réaliser une fibre qui soit à la fois amplificatrice et photosensible. Les transitions de l'ion Er^{3+} dans la matrice vitreuse des verres fluorés sont bien connues. Le choix s'est porté sur une fibre amplificatrice dans la bande de 1,55 μm , donc dopée à l'erbium. Une fibre de verre fluoré codopée par du cérium à 30000 ppm et par de l'erbium à 1000 ppm a été fabriquée dans notre laboratoire par H. Poignant. Un réseau de Bragg long de 1 cm a été inscrit dans le coeur de cette fibre à l'Université de Lille à l'aide d'un laser U.V. pulsé. L'inscription s'est faite sans contrôle des caractéristiques spectrales du réseau au cours de l'inscription. Les caractéristiques du réseau (longueur d'onde de Bragg, réflectivité) ont donc été déterminées dans notre laboratoire à partir du spectre de transmission de la fibre enregistré de la façon suivante. Le flux lumineux issu d'un laser monomode accordable autour de 1,55 μm est injecté

dans la fibre dans laquelle le réseau se trouve inscrit. Le flux transmis par la fibre est détecté et analysé en fonction de la longueur d'onde du laser monomode. La réflectivité du réseau est égale à 17%, sa longueur d'onde de Bragg à 1560,4 nm et sa largeur spectrale à mi-hauteur à 4 GHz. La cavité du laser a été ensuite fermée grâce à un miroir à couches diélectriques déposé sur une extrémité de la fibre. La réflectivité de ce miroir à 1560 nm est égale à 70%. La longueur de la cavité est égale à 0.5 m. La partie de fibre dans laquelle le réseau est inscrit est placée dans une ferrule de protection. Le laser de pompe est une diode laser émettant une radiation de longueur d'onde 1,48 μm . L'émission issue de la diode de pompe est injectée dans la fibre à l'extrémité de la cavité fermée par le réseau de Bragg (figure IV-28).

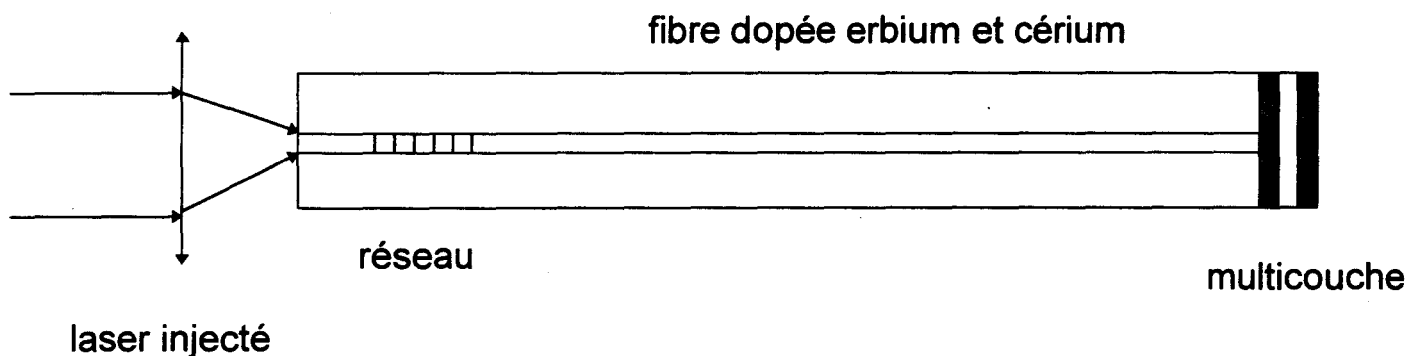


Figure IV-28 : Laser en verre fluoré

La température du réseau était fixée à l'aide d'un élément Peltier permettant de chauffer ou de refroidir la ferrule de protection du réseau. Pendant les variations de température du réseau, la longueur d'onde de l'émission laser a été mesurée et enregistrée à l'aide d'un analyseur de spectre Anritsu.

Résultats et discussion

La figure IV-29 présente la puissance totale de l'émission laser à 1560 nm (émise par les deux extrémités de la fibre laser) en fonction de la puissance incidente en provenance de la diode laser. La puissance laser émise n'est pas importante (100 μW) mais il faut noter que les pertes intrinsèques sont particulièrement élevées dans cette fibre (

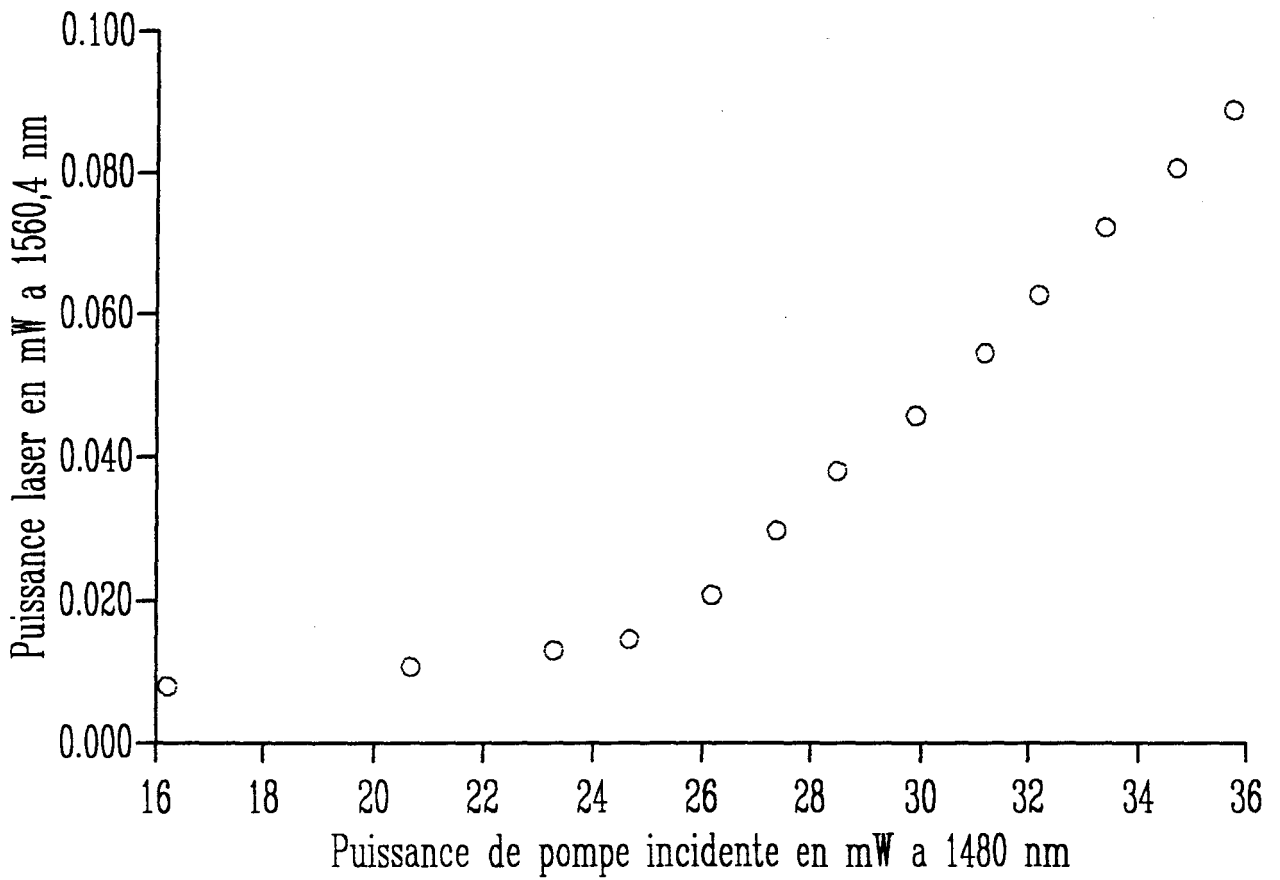


Figure IV-29 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente

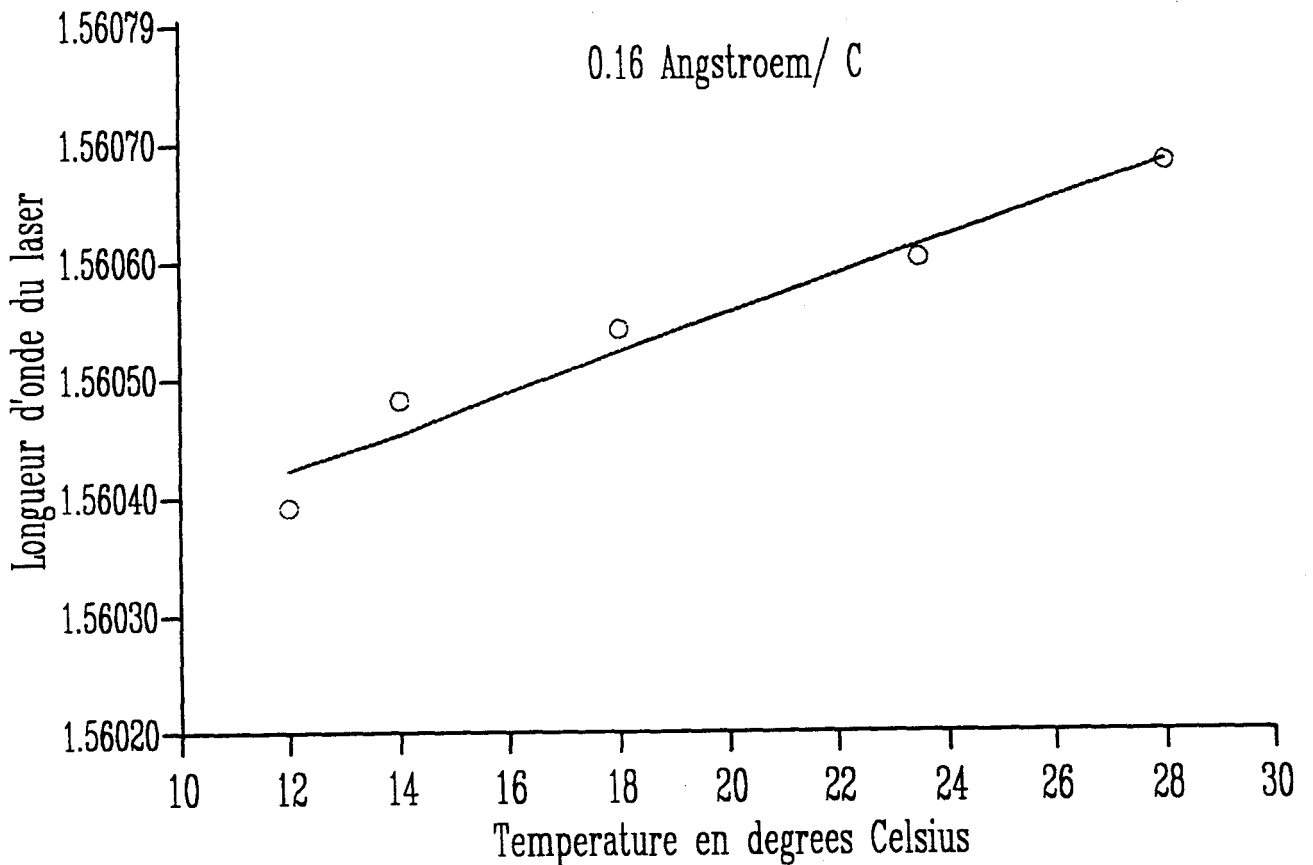


Figure IV-30 : Evolution de la longueur d'onde de Bragg du réseau photoinscrit en fonction de la température

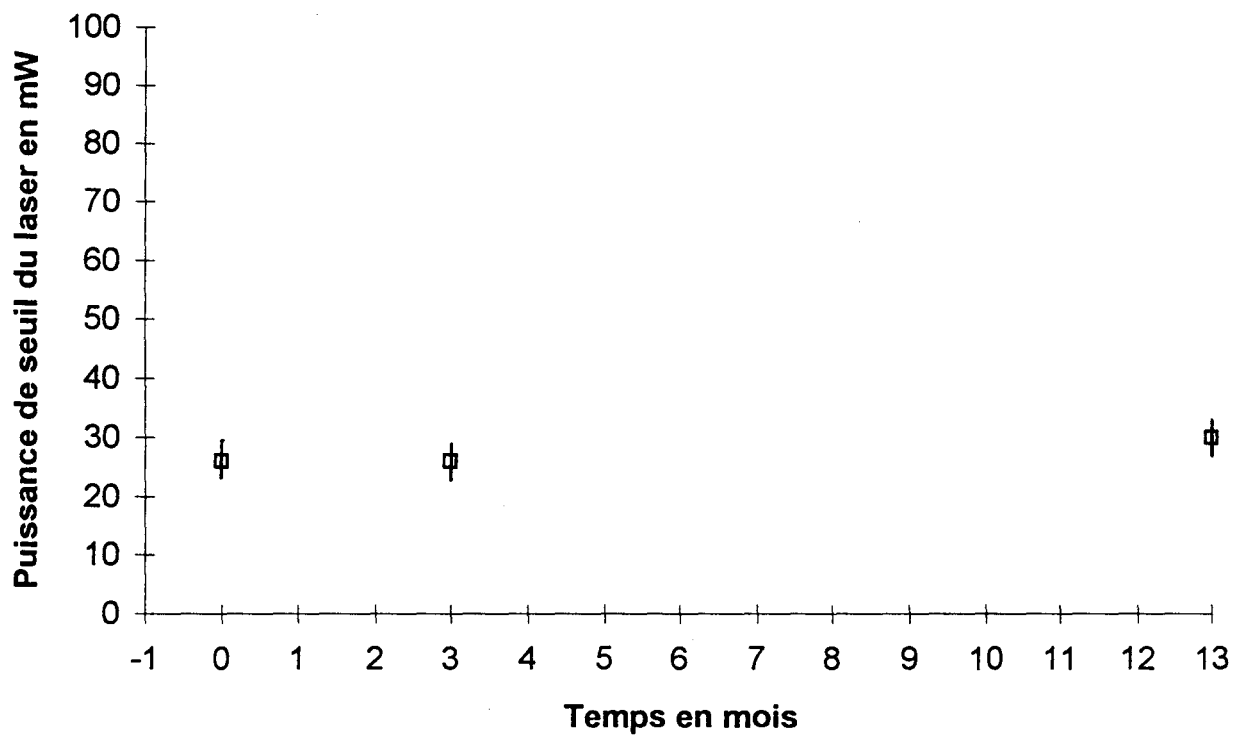


Figure IV-31 : Evolution de la puissance seuil du laser sur 13 mois

quelques dB/m). La figure IV-30 montre l'influence de la température du réseau sur la longueur d'onde de l'émission laser. Cette variation de longueur d'onde est directement liée à la variation de la longueur d'onde de Bragg du réseau. La variation est égale à 0.16 angstrom/°C. Cette variation de la longueur d'onde de Bragg du réseau provient de la variation d'indice effectif du coeur de la fibre et de l'allongement de la fibre en fonction de la variation de la température. Des valeurs similaires ont été obtenues avec des réseaux inscrits dans des fibres de silice [27]. Dans cette expérience, l'élévation thermique du réseau a été volontairement limitée à quelques degrés afin d'éviter que sa réflectivité ne se dégrade [28]. La tenue à long terme du réseau a été estimée en mesurant la puissance seuil du laser 13 mois après les premières mesures. Comme le montre la figure IV-31, cette puissance n'a pas évolué significativement sur cette période. Ce résultat montre que la stabilité de la réflectivité des réseaux de Bragg inscrits dans les verres fluorés est assurée pour une période supérieure à un an.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté six réalisations de lasers à fibres mettant en oeuvre les réflecteurs sélectifs en fréquence dont les propriétés ont été décrites dans le chapitre 2.

Dans une première partie, nous avons mis en oeuvre la technique de dépôt de couches minces afin de réaliser des lasers à fibres dont les cavités sont fermées par des miroirs de couches minces déposées sur les extrémités des fibres. Nous avons alors montré que cette technique permet de limiter les pertes dans la cavité et donc d'améliorer les performances des lasers à fibre. Le premier laser est un laser à fibre en verre fluoré dopé par des ions erbium et émettant à 545 nm. Ce laser à up-conversion possède une puissance pompe incidente de seuil égale à 40 mW. En utilisant une fibre en verre fluoré dopée par des ions ytterbium et praséodyme, nous avons aussi fabriqué un laser émettant à 635 nm. La puissance pompe incidente de seuil est égale à 80 mW.

Nous nous sommes aussi intéressés à la réalisation de lasers à fibres émettant dans l'infrarouge. Ainsi, il a été possible de fabriquer un laser à fibre en verre fluoré dopée par des ions holmium et thullium émettant à 2,05 μm et dont la pompe optique est une diode à semi-conducteur.

Dans une seconde partie, nous présentons la réalisation de lasers à fibre de silice dopée par des ions de terres rares et dont la cavité est fermée par des réseaux de Bragg photoinscrits. La première réalisation est un laser émettant dans une bande spectrale située autour de 2 μm .

Les faibles puissances de seuil obtenues ont permis de pomper ce laser par une diode à semi-conducteur. Nous avons également présenté le premier laser en verre fluoré à cavité fermée par un réseau de Bragg et un miroir de couches minces. Ce laser a permis de valider la stabilité temporelle de la réflectivité des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres en verre fluoré.

L'ensemble de ces résultats montre que l'utilisation de filtres intégrés à la fibre améliore les efficacités des lasers à fibres. Les puissances de seuil des lasers sont de quelques dizaines de mW et les rendements quantiques peuvent atteindre l'unité. Les longueurs d'onde des lasers de pompe sont pour la plupart situées autour de 0,8 μm . Dans cette bande spectrale, des diodes lasers à bas coût existent rendant possible le développement industriel de ces lasers. Dans ce contexte, les résultats qui ont été présentés dans ce chapitre sont un premier pas vers la réalisation de lasers compacts.

L'amélioration de la qualité des fibres amplificatrices (notamment en verre fluoré) devrait encore améliorer les performances de ces composants.

Références.

- [1] M. Monerie, « Status on fluoride fiber lasers », SPIE, 1991, Vol. 1581
- [2] R. Reisfeld, « Rare earth doped oxide, chalcogenide and fluoride glasses as potentiel laser materials », Proc. Int. Conf. on Lasers, New-Orleans, 1980, pg. 349-355
- [3] M. C. Brierley et al, « Neodymium doped fluorozirconate fibre laser », Electron. Lett., 23 (1987), pg. 815-816
- [4] J.F. Massicott et al, « Low threshold, diode pumped operation of a green , Er doped fluoride fibre laser », Electron. Lett., 29 (1993), pg. 2119-2120
- [5] R.J. Mears et al, « Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm », Electron. Lett., 1987, 23, pg. 1026
- [6] Whitley et al, « Upconversion pumped green lasing in erbium doped fluoride fibre »; Electron. Lett., 27 (1991), pg. 1785-1786
- [7] T. Georges et al, « Analytic modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers », Optics Lett., 17 (1992), 16, pg. 1113-1115
- [8] D. Piehler et al, « 11.7 mW green InGaAs-laser-pumped erbium fibre laser », Electron. Lett., 30 (1994), 21, pg. 1759-1761
- [9] M.D. Shinn et al, « Optical transitions of Er^{3+} ions in fluorozirconate glass », Phys. Rev., 27 (1983), 11, pg. 6635-6648
- [10] D.E. McCumber, « Theory of phonon-terminated Optical Masers », Phys. Rev., 134 (1964), 134, 2A, A299-A306
- [11] M. Monerie et al, « Ground-state and excited-state absorption in rare-earth doped optical fibres », Electron. Lett., 26 (1990), 5, pg. 320-321
- [12] J.Y. Allain et al, « Tunable cw lasing around 610, 635, 695, 715, 885 and 910 nm in praseodymium doped fluorozirconate fibre », Electron. Lett., 27 (1991), pg. 189-190

- [13] J.Y. Allain et al, « Red upconversion Yb-sensitised Pr fluoride fibre laser pumped in 0.8 μm region », *Electron. Lett.*, 27 (1991), pg. 1156-1157
- [14] D. Piehler, « Upconversion process creates compact blue/green lasers », *Laser focus world*, 1993, pg. 95-102
- [15] S. Boj et al, « Rare earth doped fluoride fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors », *J. Phys. III France*, 5 (1995), pg. 225-236
- [16] M.P. Le Flohic et al, « Room-temperature continuous-wave upconversion laser at 455 nm in a Tm fluorozirconate fiber », *Optics Lett.*, 19 (1994), 23, pg. 1982-1984
- [17] D.S. Funk et al, « Ultraviolet (381 nm), room temperature laser in neodymium-doped fluorozirconate fibre », *Electron. Lett.*, 30 (1994), 22, pg. 1859-1860
- [18] D.C. Hanna et al, « Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser », *Electron. Lett.*, 24 (1988), 19, pg. 1222-1223
- [19] J.Y. Allain et al, « High efficiency cw Thulium sensitised Holmium doped fluoride fibre laser operating at 2.04 μm », *Electron. Lett.*, 27 (1991), pg. 1307-1309
- [20] K.O. Hill et al., *Annu. Rev. Mat. Sci.*, Vol.23, pg. 125-137, 1993
- [21] S. Boj et al, « High efficiency diode pumped thulium-doped silica fibre lasers with intracore Bragg gratings in the 1.9-2.1 μm band », *Electron. Lett.*, 30 (1994), 13, pg. 1019-1020
- [22] T. Yamamoto et al, « 1.9 μm Tm-doped silica fibre laser pumped at 1.57 μm », *Electron. Lett.*, 30 (1994), pg. 220-221
- [23] K. Oh et al, « Continuous wave oscillation of thulium sensitized holmium doped silica fiber laser », *Optics Lett.*, 19 (1994), pg. 278-280
- [24] W.L. Barnes et al, « Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm-doped fibre lasers », *Electron. Lett.*, 26 (1990), 11, pg. 746-747

[25] A.M. Jurdyc et al, 13eme journées Nationales d'optique guidée, 1993, Marseille, France.

[26] D.C. Hanna et al, « Efficient and tunable operation of a Tm doped fibre laser », Opt. Comm., 75 (1990), pg. 283-286

[27] P. Niay et al, « Fabrication of Bragg gratings in fluorozirconate fibers and application to fiber lasers », CLEO-EQEC, Post Deadline paper, CPD 9, Anaheim, USA, Mai 1994

[28] M Douay et al., « Thermal hysteresis of Bragg wavelengths of intra-core fiber gratings », IEEE P.T.L., 1993, 5, 11, pg. 1331-1334

CONCLUSION

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur l'étude de deux techniques de réalisation de filtres en fréquence intégrés dans la fibre optique ainsi que sur leurs applications: le dépôt de couches minces sur les faces de fibres optiques et la fabrication de réseaux de Bragg photoinscrits dans le coeur des fibres. Plusieurs conclusions peuvent se déduire de notre étude.

Les couches multiples diélectriques peuvent être déposées en extrémité de tous les types de fibres. Depuis la découverte des nouvelles techniques de photosensibilisation des fibres, les réseaux de Bragg peuvent maintenant être inscrits dans la plupart des fibres. Les caractéristiques des deux types de filtres sont différentes et complémentaires. Les miroirs à couches minces forment des filtres spectralement larges (de la centaine de nm au nanomètre) tandis que la largeur spectrale des réseaux de Bragg est généralement plus étroite. Elle peut être ajustée lors de la fabrication du réseau de quelques nm au dixième d'angstroems. La réflectivité des réseaux de Bragg peut être supérieure à 99% alors que celle des miroirs à couches déposées sur les extrémités de fibre est limitée à 95%. Les réseaux de Bragg présentent d'autres avantages déterminant : ils peuvent être inscrits en n'importe quel point de la liaison dans le coeur de la fibre optique. Ils introduisent peu de pertes en excès. En celà, ils sont parfaitement adaptés au traitement du signal optique dans les réseaux de communications.

Cependant, les mécanismes de la photosensibilité des fibres ne sont pas tous élucidés. Les études traitant de ce sujet se poursuivent dans de nombreux laboratoires. La compréhension de ces mécanismes permettra de prévoir la durée de vie des réseaux de Bragg. Cette prédiction constitue un élément essentiel à l'introduction de ces composants dans les réseaux de communication par fibres optiques.

Il a été montré que les réseaux de Bragg peuvent apporter des solutions originales au problème de la compensation de la dispersion chromatique des fibres. Ils permettent aussi de résoudre les problèmes posés par le filtrage en fréquence dans les réseaux de communications multicolores ainsi que le problème de la maintenance des réseaux de distribution par fibres optiques. Les modèles mis au point au laboratoire

permettent de concevoir des filtres présentant des réponses spectrales complexes.

Dans le domaine d'application aux lasers à fibre dopée par des ions de terres rares, la complémentarité des réseaux de Bragg et des miroirs multicouches est encore plus remarquable. Les réseaux de Bragg permettent de fermer les cavités de lasers à fibre à condition que leurs longueurs d'onde de Bragg soient égales. Dans ce cas, la longueur d'onde de l'émission laser est simplement fixée par le choix de la longueur d'onde de Bragg. Cependant, nous avons montré que dans certaines fibres l'accord entre les longueurs d'onde de Bragg peut être difficile à réaliser. L'association réseau de Bragg - dépôt de couches diélectriques formant un miroir à bande spectrale large permet d'obtenir une cavité fermée résonante à la longueur d'onde de Bragg du réseau. De ce fait, les miroirs multicouches sont bien adaptés à la fabrication de lasers à fibre en verre fluoré tandis que les réseaux de Bragg permettent la fabrication de lasers performants dans les fibre en silice. Nous avons présenté des exemples de réalisation de cavités de lasers à fibre fermées par ces deux types de composants. Les lasers émettent des radiations dont les longueurs d'onde se situent dans le visible ou dans l'infrarouge.

Pour conclure notre mémoire, il est intéressant de faire état des perspectives offertes par certaines publications récentes. La création d'une susceptibilité d'ordre deux permanente peut être obtenu par l'application simultanée d'un champ électrique et d'un chauffage de la fibre (ou d'une insolation). Il devient donc possible d'inscrire dans la fibre optique des réseaux de Bragg dont la longueur d'onde de Bragg et la réflectivité peuvent être commandées simplement par l'application d'un champ électrique (effet Pockell). Cette nouvelle génération de réseaux de Bragg, si elle s'avère fiable, doit permettre de réaliser des filtres en fréquence accordables, des lasers à fibre modulés en amplitude ou en phase et des modulateurs à fibre.

ANNEXE 1 : LE MODELE DU COUPLAGE AUX MODES DU CONTINUUM

Le champ électrique d'un mode s'écrit :

$$\vec{E}_\alpha = C_\alpha^+(z) \cdot \varphi_\alpha^+(x, y) \cdot e^{-\beta_\alpha z} \cdot \vec{e}_\alpha^+ + C_\alpha^-(z) \cdot \varphi_\alpha^-(x, y) \cdot e^{\beta_\alpha z} \cdot \vec{e}_\alpha^- \quad (\text{A1-1})$$

sans tenir compte de la dégénérescence en polarisation. $C_\alpha(z)$ est l'amplitude du mode se propageant, $\varphi_\alpha(x, y)$ est le profil normalisé du mode, β_α sa constante de propagation et \vec{e}_α^\pm le vecteur de polarisation du mode. Les modes rayonnants sont indexés par α dans le cas de modes discrets et par $\nu = \sqrt{k^2 n_g^2 - \beta^2}$ dans le cas du continuum.

L'équation de couplage entre modes est définie par la relation (4-15) de la référence [1]:

$$\frac{dC_\alpha^+(z)}{dz} = \frac{1}{4P_\alpha} \iint \vec{J} \cdot \vec{E}_\alpha^{+*} dS \quad (\text{A1-2})$$

avec
$$\vec{J} = i\omega\epsilon_0 2n\Delta n \vec{E} \quad (\text{A1-3})$$

avec n l'indice de la silice, $\Delta n(x, y, z)$ la variation de l'indice due au réseau inscrit et P_α la constante de normalisation du mode. \vec{E} est le champ électrique total.

On a donc :

$$\vec{J} = 2i\omega\epsilon_0 n \Delta n(x, y, z) \left(\sum_\alpha (C_\alpha^+ e^{-\beta_\alpha z} \varphi_\alpha^+ \vec{e}_\alpha^+ + C_\alpha^- e^{\beta_\alpha z} \varphi_\alpha^- \vec{e}_\alpha^-) \right) \quad (\text{A1-4})$$

En substituant (A1-4) dans (A1-2), on obtient :

$$\frac{dC_\alpha^+(z)}{dz} = \frac{i\omega n \epsilon_0}{2P_\alpha} \left(\sum_{\alpha'} (C_{\alpha'}^+ e^{-i(\beta_{\alpha'} - \beta_\alpha)z} \iint \Delta n \varphi_{\alpha'}^+ \cdot \varphi_\alpha^{+*} dS + C_{\alpha'}^- e^{i(\beta_{\alpha'} + \beta_\alpha)z} \iint \Delta n \varphi_{\alpha'}^- \cdot \varphi_\alpha^{+*} dS) \right) \quad (\text{A1-5})$$

de même pour les champs contrapropagatifs :

$$\frac{dC_\alpha^-(z)}{dz} = -\frac{i\omega n \epsilon_0}{2P_\alpha} \left(\sum_{\alpha'} (C_{\alpha'}^+ e^{-i(\beta_{\alpha'} + \beta_\alpha)z} \iint \Delta n \varphi_{\alpha'}^+ \cdot \varphi_\alpha^{-*} dS + C_{\alpha'}^- e^{i(\beta_{\alpha'} - \beta_\alpha)z} \iint \Delta n \varphi_{\alpha'}^- \cdot \varphi_\alpha^{-*} dS) \right) \quad (\text{A1-6})$$

En posant $\tilde{C}_\alpha^\pm = \sqrt{2P_\alpha} \cdot C_\alpha^\pm$ correspondant à l'amplitude normalisée, les équations (A1-5) et (A1-6) donne :

$$\frac{d\tilde{C}_\alpha^+(z)}{dz} = i \frac{\omega}{c} \Delta n_{\max} \sum_{\alpha'} (\tilde{C}_{\alpha'}^+ e^{-i(\beta_{\alpha'} - \beta_\alpha)z} g_{\alpha',\alpha}^{+,+} + \tilde{C}_{\alpha'}^- e^{i(\beta_{\alpha'} + \beta_\alpha)z} g_{\alpha',\alpha}^{-,+}) \quad (\text{A1-7})$$

$$\frac{d\tilde{C}_\alpha^-(z)}{dz} = -i \frac{\omega}{c} \Delta n_{\max} \sum_{\alpha'} (\tilde{C}_{\alpha'}^+ e^{-i(\beta_{\alpha'} + \beta_\alpha)z} g_{\alpha',\alpha}^{+,-} + \tilde{C}_{\alpha'}^- e^{i(\beta_{\alpha'} - \beta_\alpha)z} g_{\alpha',\alpha}^{-,-}) \quad (\text{A1-8})$$

avec $\Delta n(x, y, z) = \Delta n_{\max} f(x, y, z)$ et $f(x, y, z)$ une fonction normalisée décrivant la répartition de l'indice dans la fibre.

On a aussi :

$$g_{\alpha',\alpha}^{\pm,\pm} = \frac{nc\epsilon_0}{2} \cdot \frac{\iint f(x, y, z) \cdot \varphi_{\alpha'}^\pm \cdot \varphi_\alpha^{\pm*} dS}{\sqrt{P_{\alpha'} \cdot P_\alpha}} \quad (\text{A1-9})$$

représentant l'intégrale de recouvrement entre les deux modes α' et α pondérés du facteur $f(x, y, z)$.

Cas d'un réseau droit

Dans le cas d'un réseau droit, $f(x, y, z) = \cos(pz) \cdot h(x, y)$ avec :

$h(x, y) = 1$ dans le coeur de la fibre

$h(x, y) = 0$ dans la gaine optique.

On peut alors écrire :

$$g_{\alpha',\alpha}^{\pm,\pm} = \cos(pz) \cdot \tilde{g}_{\alpha',\alpha}^{\pm,\pm} \quad (\text{A1-10})$$

avec $\tilde{g}_{\alpha',\alpha}^{\pm,\pm}$ le facteur de recouvrement des modes dans le coeur de la fibre.

En ne considérant que le couplage résonnant ($\beta_\alpha + \beta_{01} - p \approx 0$), les équations (A1-7) et (A1-8) deviennent :

$$\frac{d\tilde{C}_{01}^+(z)}{dz} = i\kappa \sum_{\alpha} \tilde{C}_\alpha^- e^{i\Delta_\alpha z} \tilde{g}_{\alpha,01}^{-,+} \quad (\text{A1-11})$$

$$\frac{d\tilde{C}_\alpha^-(z)}{dz} = -i\kappa \tilde{C}_{01}^+ e^{-i\Delta_\alpha z} \tilde{g}_{01,\alpha}^{+,-} \quad (\text{A1-12})$$

avec $\Delta_\alpha = \beta_\alpha + \beta_{01} - p$ l'accord de phase entre le mode rayonnant α et le mode guidé LP01. Le coefficient de couplage est κ tel que : $\kappa = \frac{\omega \Delta n_{\max}}{2c}$.

Dans le cas du couplage au continuum des modes rayonnants, la somme discrète de la formule (A1-11) doit être remplacée par une somme continue, soit :

$$\frac{d\tilde{C}_{01}^+(z)}{dz} = i\kappa \int_{\nu} \tilde{C}_{\alpha}^{-} e^{i\Delta_{\alpha} z} \tilde{g}_{\alpha,01}^{-,+} d\nu \quad (\text{A1-13})$$

Les équations couplées sont alors (A1-12) et (A1-13). Il existe une solution à ce problème mathématique (analyse de Weisskopf-Wigner)[2].

La solution est :

$$\frac{d\tilde{C}_{01}^+(z)}{dz} = -\sigma \tilde{C}_{01}^+(z) \quad (\text{A1-14})$$

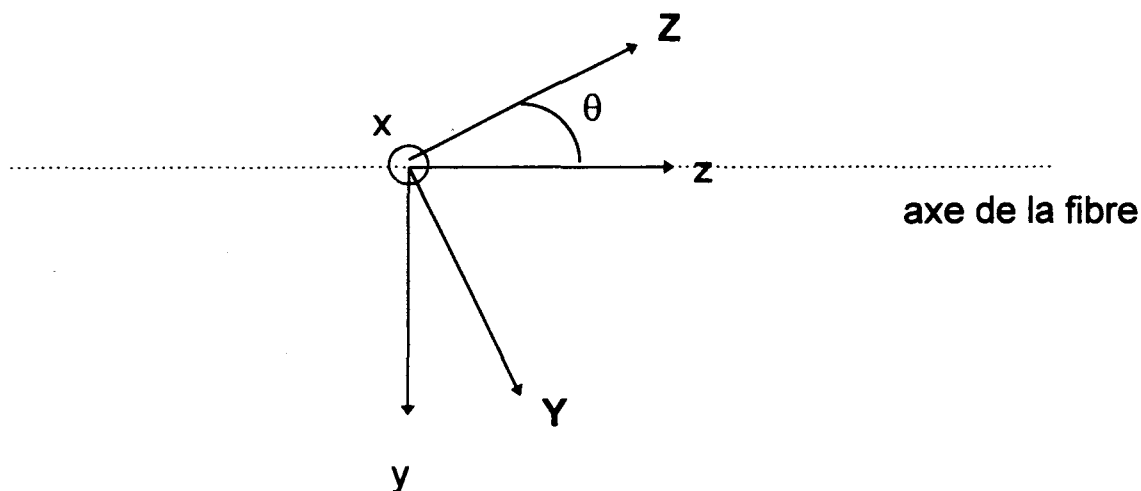
$$\text{et } \sigma = \pi\kappa^2 \left[\tilde{g}_{01,\alpha}^{+,-} \tilde{g}_{\alpha,01}^{-,+} \frac{\beta}{\nu} \right]_{\Delta_{\alpha}=0} \quad (\text{A1-15})$$

Pour chaque longueur d'onde permise, les constantes de propagation du mode guidé et du mode rayonnant en accord de phase pour le couplage sont calculées. Les profils transverses des champs guidé et rayonnants sont déterminés dans [1]. On en déduit alors le facteur de recouvrement entre les deux modes et le coefficient d'atténuation σ .

Cas d'un réseau incliné

Dans le cas d'un réseau incliné, il faut déterminer la fonction $f(x,y,z)$.

Pour cela, on effectue un changement de repère (figure ci-dessous)



L'axe du réseau est suivant **Z**. On a donc : $F(Y,Z)=\cos(pZ)$.

Soit dans le repère initial :

$$f(x,y,z) = \cos(pz \cos(\theta)) \cos(py \sin(\theta)) + \sin(pz \cos(\theta)) \sin(py \sin(\theta)) \quad (A1-16)$$

L'équation (A1-9) devient :

$$g_{\alpha',\alpha}^{\pm,\pm} = g_{\alpha',\alpha,C}^{\pm,\pm} + g_{\alpha',\alpha,S}^{\pm,\pm} \quad (A1-17)$$

avec $g_{\alpha',\alpha,C}^{\pm,\pm} = \cos(pz \cos(\theta)) \tilde{g}_{\alpha',\alpha,C}^{\pm,\pm}$, $g_{\alpha',\alpha,S}^{\pm,\pm} = \sin(pz \cos(\theta)) \tilde{g}_{\alpha',\alpha,S}^{\pm,\pm}$ (A1-18)

et
$$\tilde{g}_{\alpha',\alpha,C}^{\pm,\pm} = \frac{nC\epsilon_0}{2} \cdot \frac{\iint \cos(py(\sin(\theta))) \cdot \varphi_{\alpha'}^{\pm} \cdot \varphi_{\alpha}^{\pm*} dS}{\sqrt{P_{\alpha'} \cdot P_{\alpha}}} \quad (A1-19)$$

$$\tilde{g}_{\alpha',\alpha,S}^{\pm,\pm} = \frac{nC\epsilon_0}{2} \cdot \frac{\iint \sin(py(\sin(\theta))) \cdot \varphi_{\alpha'}^{\pm} \cdot \varphi_{\alpha}^{\pm*} dS}{\sqrt{P_{\alpha'} \cdot P_{\alpha}}} \quad (A1-20)$$

En remplaçant (A1-17) dans les équations (A1-7) et (A1-8), on obtient :

$$\frac{d\tilde{C}_{01}^+(z)}{dz} = \kappa \sum_{\alpha} (i\tilde{g}_{\alpha,01,C}^{-,+} + \tilde{g}_{\alpha,01,S}^{-,+}) \tilde{C}_{\alpha}^{-} e^{i\Delta_{\alpha}z} \quad (\text{A1-21})$$

$$\frac{d\tilde{C}_{\alpha}^{-}(z)}{dz} = -i\kappa \tilde{C}_{01}^+ (\tilde{g}_{01,\alpha,C}^{+,-} + i\tilde{g}_{01,\alpha,S}^{+,-}) e^{-i\Delta_{\alpha}z} \quad (\text{A1-22})$$

avec $\Delta_{\alpha} = \beta_{\alpha} + \beta_{01} - p \cos(\theta)$.

Par analogie avec les équations (A1-11) et (A1-12), la résolution du problème donne le calcul de σ :

$$\sigma = \pi\kappa^2 \left[(\tilde{g}_{01,\alpha,C}^{+,-} \cdot \tilde{g}_{\alpha,01,C}^{-,+} + \tilde{g}_{01,\alpha,S}^{+,-} \cdot \tilde{g}_{\alpha,01,S}^{-,+}) \frac{\beta}{v} \right]_{\Delta_{\alpha}=0} \quad (\text{A1-23})$$

Le résultat d'un réseau droit est retrouvé en posant $\theta=0$ et donc $\tilde{g}_{\alpha',\alpha,S}^{\pm,\pm} = 0$ et $\tilde{g}_{\alpha',\alpha,C}^{\pm,\pm} = \tilde{g}_{\alpha',\alpha}^{\pm,\pm}$.

[1] C. Vassallo, « Optical waveguide concepts », Ed. ELSEVIER, 1991

[2] M. Sargent, M.O. Scully et W.E. Lamb, « Laser physics », Ed. Addison-Wesley

ANNEXE 2 : RAPPELS SUR LA SPECTROSCOPIE DES IONS DE TERRES RARES DANS LES FIBRES.

Quelques ouvrages spécialisés sur les notions qui sont introduites dans cette annexe doivent être présentés au lecteur. Un ouvrage de référence est certainement le livre de B.G. Wybourne [1]. D'autres livres plus récents traitent eux plus spécifiquement de la spectroscopie des terres rares dans les verres. Les applications en sont l'amplification ou les lasers à fibres [2].

A2.1 Notions de spectroscopie des ions de terres rares.

A2.1.1 Les niveaux d'énergie des ions de terres rares.

Les terres rares sont des éléments qui appartiennent à la classe des lanthanides. Cette classe d'atomes se caractérise par une couche 4f incomplète. Elles prennent dans les cristaux ou dans les verres une forme divalente ou trivalente (perte de 2 ou 3 électrons). Dans l'état trivalent, les ions de terres rares présentent de nombreuses transitions radiatives dans le visible ou dans l'infrarouge. Insérés dans des matrices vitreuses, ils constituent d'excellents milieux amplificateurs [3].

Les niveaux d'énergie des atomes ou des ions sont habituellement indexés sur les moments angulaires de ces atomes ou ions. Un atome sur un niveau $L, 2S+1$ a un moment de spin S , un moment orbital L et un moment total J .

Cette nomenclature correspond à un cas de couplage L - S seul. Ici, L et S ne sont pas de bons nombres quantiques car l'intensité du couplage spin-orbite est du même ordre de grandeur que l'interaction électron-électron dans ces ions lourds.

Il est à noter surtout que tous les niveaux d'un même ion ont la même parité puisque provenant d'une même configuration électronique. En conséquence, les transitions dipolaires électriques sont interdites entre deux niveaux d'un même ion libre. Il apparaîtra par la suite qu'un environnement électrique particulier des ions va autoriser des transitions radiatives dipolaires électriques. Quant aux transitions dipolaires magnétiques, elles peuvent se produire mais sont dans beaucoup de cas d'un niveau relativement faible (plusieurs ordres de grandeurs inférieurs) donc négligées.

A2.1.2 Action de la matrice : les transitions radiatives.

Lorsque les ions de terres rares sont incorporés dans une matrice vitreuse ou cristalline, ils sont soumis à l'action des ions ou atomes voisins. L'action principale de ces proches voisins est l'établissement d'un champ électrique statique. Ce champ a tendance à déformer les fonctions d'onde électroniques des ions de terres rares. La conséquence directe est la levée de dégénérescence des états d'énergie en sous niveaux Stark. Cela autorise aussi les transitions dipolaires électriques interdites jusqu'ici. Des transitions radiatives apparaissent alors.

Dans le cas d'une matrice vitreuse, l'environnement des ions est différent d'un ion à l'autre à cause de la structure non uniforme de la matrice. A l'échelle nanoscopique, on observe alors un élargissement des raies dû à la superposition des différents sous niveaux Stark de chaque ion. Il y a un effet de moyennage.

Les vibrations des ions composant la matrice rendent possibles des désexcitations assistées par phonons. Les énergies de ces phonons dépendent des atomes de la matrice. Le spectre des phonons s'étend jusqu'à 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 approchée :

$$W_{NR} = W_0 e^{(-\alpha \Delta E)} \quad (\text{A2-1})$$

où W_0 et α sont des constantes qui dépendent du matériau. ΔE est l'écart en énergie entre les niveaux concernés. La transition radiative devient plus importante que la transition non radiative lorsque la différence entre deux niveaux est supérieure 4 phonons.

Il est intéressant de noter la différence entre l'étendue des spectres de phonon dans la silice et dans les verres fluorés. Les désexcitations non radiatives sont donc plus fréquentes dans la silice que dans les verres fluorés. De ce fait, il existe un plus grand nombre de niveaux métastables des ions de terres rares insérés dans le ZBLAN que dans la silice.

A2.1.3 Up-conversion et transfert d'énergie.

Dans le paragraphe qui suit, certains phénomènes particuliers vont être brièvement exposés. L'up-conversion décrit l'ensemble des phénomènes ayant pour point commun l'absorption de plusieurs photons et l'émission d'un photon d'énergie supérieure à celle d'un photon absorbé

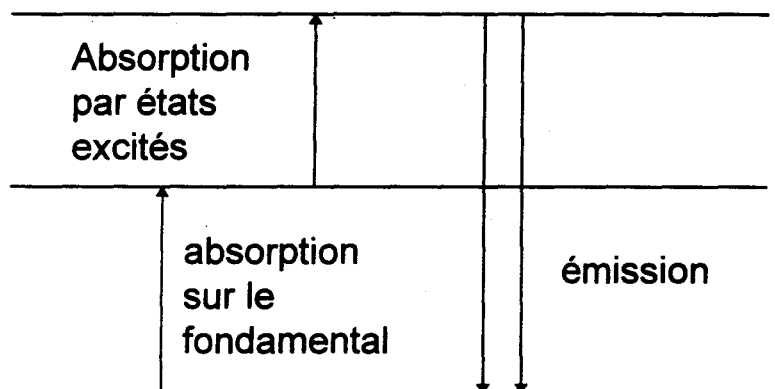


Figure A2-1 : Exemple de mécanisme d'up-conversion

La figure A2-1 présente un cas d'upconversion. Il s'agit de l'absorption de deux photons à 800 nm par un ion d'erbium et l'émission d'un photon à 540 nm par ce même ion. Dans ce cas, le mécanisme responsable de l'upconversion est l'absorption par état excité.

Le transfert d'énergie est maintenant décrit. Si plusieurs ions sont suffisamment proches, ils peuvent alors échanger tout ou partie de leur énergie d'excitation. Dans le cas de la l'interaction dipolaire électrique, la probabilité de transfert d'énergie est proportionnelle à $1/R^6$ avec R distance moyenne entre ions.

Ces deux phénomènes peuvent apparaître en même temps et créer notamment de l'upconversion par transfert d'énergie. Il s'agit de L'APTE (Addition de Photons par Transfert d'Energie) mise en évidence par F. Auzel.

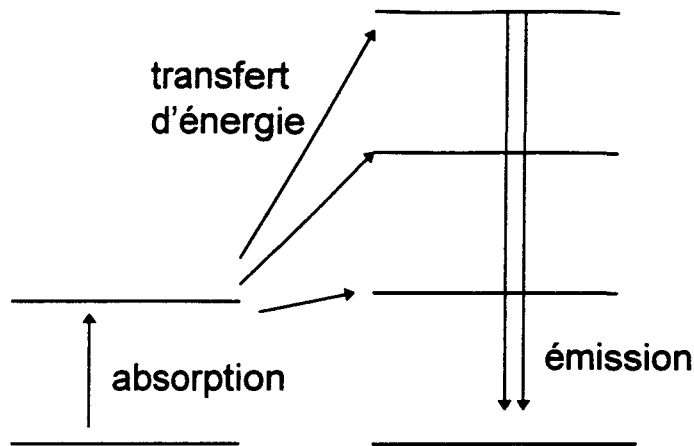


Figure A2-2 : APTE

La figure A2-2 présente ce cas. Les photons incidents sont absorbés par un ion, celui-ci transfère son énergie à l'ion voisin. Des transferts successifs permettent d'accéder à des niveaux supérieurs très élevés (jusqu'à 5 transferts successifs ont été observés dans certains cristaux). L'ion ensuite se désexcite radiativement en émettant un rayonnement de plus grande fréquence.

A2.2 Le formalisme du milieu amplificateur à fibre.

Il s'agit maintenant de mettre en place le formalisme des milieux amplificateurs à fibre dopée.

A2.2.1 Les temps de désexcitation radiatifs et les sections efficaces.

La mécanique quantique donne la probabilité de transition entre deux niveaux Stark :

$$A_{j\alpha\beta} = \frac{16\pi^3 v_{j\alpha\beta}^3 n^2}{3h\epsilon_0 c^3} \left[\frac{(n^2 + 2)}{9n} \right] \left| \langle j_\alpha | D | i_\beta \rangle \right|^2 \quad (\text{A2-2})$$

avec α le sous niveau Stark du niveau j et β le sous niveau Stark du niveau i . Le facteur

$$\frac{(n^2 + 2)}{9n}$$

correspond au facteur de correction de champ local calculé pour un champ cristallin. L'indice du milieu est n , D l'opérateur moment dipolaire

électrique. Le moment dipolaire magnétique peut aussi dans certain cas intervenir dans l'opérateur de transition. Dans ce cas, cet opérateur doit être la somme des deux opérateurs de moment dipolaire électrique et magnétique. Dans la majorité des cas, l'opérateur dipolaire électrique est prédominant.

Considérant la probabilité de transition du niveau j sur le niveau i , elle peut s'écrire:

$$A_{ji} = \sum_{\alpha,\beta} A_{j\alpha\beta}. \quad (\text{A2-3})$$

S'il existe d'autres niveaux sur lesquels l'ion peut se désexciter, le taux de désexcitation de l'ion du niveau j devient :

$$\Gamma_j = \sum_i A_{ji} \quad (\text{A2-4})$$

La durée de vie radiative du niveau j et les rapports de branchement de j sur i s'écrivent alors :

$$\tau_j = \frac{1}{\Gamma_j} \quad \text{et} \quad \beta_{ji} = \frac{A_{ji}}{\Gamma_j}. \quad (\text{A2-5})$$

Les sections efficaces d'absorption et d'émission σ_{ij} sont définies par les probabilités par unité de temps P_{ij} qu'un ion absorbe ou émette un photon d'énergie $h\nu$:

$$P_{ij} = \sigma_{ij} \frac{I(\nu)}{h\nu} \quad (\text{A2-6})$$

avec $I(\nu)/h\nu$ le flux de photons à la fréquence ν . Pour finir avec les notions de base, il convient d'introduire une relation liant le temps de désexcitation radiative avec la section efficace d'émission du niveau correspondant:

$$\frac{\beta_{ij}}{\tau_R} \frac{c^2}{8\pi n^2} = \int_0^{+\infty} \nu^2 \sigma_{je}(\nu) d\nu. \quad (\text{A2-7})$$

Cette relation permet de normaliser les sections efficaces d'émission.

A2.2.2 Les équations aux vitesses.

La manière la plus simple de décrire les équations aux vitesses consiste à présenter la variation de population d'ions de niveau j par :

$$\frac{dN_j}{dt} = \sum_i W_{i \rightarrow j} - \sum_k W'_{j \rightarrow k} \quad (\text{A2-8})$$

avec $W_{i \rightarrow j}$ le nombre d'ions par seconde passant de l'état i à l'état j et $W'_{j \rightarrow k}$ le nombre d'ions par seconde passant de l'état j à l'état k . $W_{i \rightarrow j}$ et $W'_{j \rightarrow k}$ sont évalués grace aux sections efficaces. Les ions peuvent passer d'un état à un autre soit par désexcitations non radiatives (phonons), soit par émission ou absorption (spontanée ou stimulée) d'un photon de signal ou de pompe, soit par transfert d'énergie entre deux ions voisins. Dans le cas de désexcitation non radiative, on peut écrire:

$$W_{i \rightarrow j} = -\frac{N_i}{\tau_i} \quad (\text{A2-9})$$

avec N_i le nombre d'ions dans le niveau i et τ_i le temps de désexcitation non radiative du niveau i .

Dans le cas d'une absorption ou d'une émission de photon, on peut écrire:

$$W_{i \rightarrow j} = \sigma_j N_i \Gamma \frac{P}{A} \quad (\text{A2-10})$$

avec P le flux de photons de pompe ou de signal, Γ le facteur de recouvrement entre le mode guidé et la section de fibre dopée calculée par les formules définies en 4.2.1 et A l'aire de la section dopée. Les sections efficaces sont suivant le cas des sections efficaces d'absorption ou d'émission. Enfin, dans le cas d'un transfert d'énergie:

$$W_{i \rightarrow j} = C_{DA} N_i^A N_j^D \quad (\text{A2-11})$$

avec C_{DA} le coefficient de transfert entre les deux niveaux des deux ions, N_i^A la population des ions accepteurs de niveau i et N_j^D la population des ions donneurs de niveau j .

L'évolution de l'intensité du signal ou de la pompe optique le long de l'axe de la fibre z s'exprime alors par :

$$\frac{dI_{s,p}}{dz} = \sum gI_{s,p} - \alpha I_{s,p} \quad (\text{A2-12})$$

avec g et α représentant respectivement le gain et les pertes de l'intensité du signal optique. Les pertes sont les pertes linéiques dues à la propagation du signal dans la fibre. Le gain s'exprime sous la forme:

$$g(\nu, z) = \sigma(\nu)\Gamma N(z) / A(z). \quad (\text{A2-13})$$

avec $A(z)$ la surface transverse active du guide (l'aire du coeur dopé habituellement).

Pour pouvoir déterminer l'évolution de la puissance optique du signal et de la pompe, il est nécessaire de connaître les sections efficaces d'absorption et d'émission expérimentales, les temps de désexcitation des différents niveaux des ions mis en jeux, les pertes aux longueurs d'ondes de pompe et de signal ainsi que les caractéristiques optogéométriques de la fibre.

Références.

- [1] : "Spectroscopic properties of Rare Earths", de B.G. Wybourne, Interscience, New-York 1965.
- [2] : "Optical fibre lasers and amplifiers", Editions BLACKIE, 1991.
- [3] : " Contribution à l'étude de composants actifs à fibre de silice dopée aux ions de terres rares" thèse de doctorat d'Eric Delevaque.

PUBLICATIONS

S. BOJ, E. DELEVAQUE, J.Y. ALLAIN, J.F. BAYON, P. NIAY, P. BERNAGE, « High efficiency diode pumped thulium doped silica fibre lasers with intracore Bragg gratings in the 1,9-2,1 μm band », Electronics Letters, Vol. 30, N°13, pp-1019-1020, June 23, 1994.

H. POIGNANT, S. BOJ, E. DELEVAQUE, M. MONERIE, T. TAUNAY, P. NIAY, P. BERNAGE, W.X. XIE, « Efficiency and thermal behaviour of cerium doped fluorozirconate glass fibre Bragg gratings », Electronics Letters, Vol.30, N°16, pp-1339-1341, August 4, 1994.

T. TAUNAY, P. NIAY, P. BERNAGE, W.X. XIE, H. POIGNANT, S. BOJ, E. DELEVAQUE, M. MONERIE, « Ultraviolet induced permanent Bragg gratings in cerium doped ZBLAN glasses or optical fibers. », Optics Letters, Vol.19, N°17, pp-1269-1271, September 1, 1994.

S. LEGOUBIN, M. DOUAY, P. BERNAGE, P. NIAY, S. BOJ, E. DELEVAQUE, « Free spectral range variations of grating based Fabry-Perot filters photowritten in optical fibers. », accepté au Journal of the Optical Society of America (JOSA).

D. PUREUR, M. DOUAY, P. BERNAGE, P. NIAY, E. DELEVAQUE, S. BOJ, J.F. BAYON, H. POIGNANT, « Design of grating-based fiber laser : Power and spectral behaviours. », Journal de Physique III, Paris (1995).

S. BOJ, F. ALARD, J.Y. ALLAIN, H. POIGNANT, E. DELEVAQUE, M. SACCOCCIO, Y. AUBRY, D. PUREUR, M. DOUAY, « Rare earth doped fluoride fibre lasers with direct coated dielectric mirrors. », Journal de Physique III, 5, pp 225-236, mars 1995.

P. NIAY, P. BERNAGE, T. TAUNAY, M. DOUAY, E. DELEVAQUE, S. BOJ, B. POUHELLEC, « Polarization selectivity of gratings written in Hi-Bi fibres by the external method », Avril 1995 Photonics Techn. Lett.

M.J. CHAWKI, V. THOLEY, E. DELEVAQUE, S. BOJ, E. GAY, « Wavelength reuse scheme in a WDM unidirectional ring network using a proper fibre grating add/drop multiplexer », Electron. Lett., Vol. 31, N° 6, pp 476-477, mars 1995.

H. POIGNANT, S. BOJ, E. DELEVAQUE, M. MONERIE, T. TAUNAY, P. NIAY, P. BERNAGE, W.X. XIE, « Ultraviolet induced permanent Bragg grating in Ce-doped fluorozirconate glasses or optical fibres », Journ. Non Crystalline Solids, Vol. 184, pp 282-285, 1995

COMMUNICATIONS

S. BOJ, F. ALARD, D. NEVEUX, J.C. SIMON, J.Y. ALLAIN, M. MONERIE, « Réalisation d'un laser à upconversion à cavité intégrées par dépôts de couches diélectriques sur les faces d'une fibre ZBLAN dopée Yb-Pr. », Journées Nationales d'optiques guidée, 26-27 mai 1993, Marseille.

P. NIAY, P. BERNAGE, T. TAUNAY, W. XIE, S. BOJ, E. DELEVAQUE, H. POIGNANT, M. MONERIE, « Fabrication of Bragg gratings in fluorozirconate fibers and application to fiber lasers. », CLEO- EQEC, Post deadline paper, C.P.D.9, Anaheim, USA, may 1994.

L. LABLONDE, I. VALIENTE, P. LAMOULER, E. DELEVAQUE, S. BOJ, J.C. SIMON, « Experimental and theoretical investigation of a gain clamped semiconductor optical amplifier. », ECOC, We.C. 3.3, Firenze, Italy, september 1994.

S. BOJ, F. ALARD, E. DELEVAQUE, J.Y. ALLAIN, H. POIGNANT, M. DOUAY, T. TAUNAY, « Lasers à fibre en verre fluoré à cavité intégré », Journées Nationales d'optique guidée, 25-26 Octobre 1994, Besançon.

E. DELEVAQUE, S. BOJ, J. LE MELLOTT., D. PUREUR, G. MARTINELLI, « Etude de cavités laser à fibre émettant un rayonnement monofréquence dans la bande 1,55 μm . », J.N.O.G., 25-26 Octobre 1994, Besançon.

E. DELEVAQUE, S. BOJ, J.Y. ALLAIN, J.F. BAYON, P. NIAY, P. BERNAGE, M. SACCOCCIO, Y. AUBRY, « Lasers à fibre à haut rendement pompés par diode, à cavité photoinscrite accordée dans la bande 1,9-2,1 μm . », J.N.O.G., 25-26 Octobre 1994, Besançon.

P. GAY, J.L. KEMYSTETTER, S. BOJ, A. CHAMPAVERE, « La réflectométrie sur PON (OTDR ET PON) : un nouveau défit. », OPTO 1995.

E. DELEVAQUE, S. BOJ, J.F. BAYON, H. POIGNANT, J. LE MELLOTT, M. MONERIE, « Optical fiber design for strong gratings photoimprinting with radiation mode suppression. », post deadline paper PDP 5 , OFC'95, San Diego, USA, mars 95.

