

THESE DE DOCTORAT

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE

discipline:

Lasers, Molécules, Rayonnement Atmosphérique

par

David PUREUR



**Etude de la distribution transverse de
la variation d'indice photoinduite dans les fibres
germanosilicates - Réalisation de lasers à fibre
à cavité photoinscrite.**

Soutenue le 15 octobre 1997 devant la commission d'examen

F. SANCHEZ	Professeur à l'Université de Rouen	Rapporteur
R. RIMET	Professeur au LEMO-NSERG de Grenoble	Rapporteur
M. DIGONNET	Ingénieur de Recherche à l'Université de Stanford	Examineur
P. SANSONETTI	Ingénieur de Recherche à Alcatel Alsthom Recherche	Examineur
E. DELEVAQUE	Ingénieur de Recherche à France-Télécom LAB/DTD/TSO	Examineur
P. NIAY	Professeur à l'Université de Lille I	Examineur
M. DOUAY	Professeur à l'Université de Lille I	Directeur de Thèse

à mes parents,

à mon frère

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique de l'Université de Lille I; j'ai bénéficié d'une Bourse Docteur Ingénieur (B.D.I.) cofinancée par le C.N.R.S. et la région Nord-Pas-de Calais. J'exprime d'abord ma gratitude à Jean Michel ROBBE, directeur du L.D.M.P. pour son accueil dans le laboratoire

Je voudrais ensuite vivement remercier Marc DOUAY pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe photonique du L.D.M.P. et m'avoir dirigé tout au long de mes recherches. Il a guidé mes premiers pas au laboratoire tout en me laissant une grande part d'initiative dans le choix des voies à explorer.

Je remercie Roger RIMET et François SANCHEZ d'avoir accepté la charge de rapporteurs et d'avoir émis des remarques très pertinentes sur ce document.

Toute ma reconnaissance à Pierre NIAY pour les nombreuses discussions scientifiques que nous avons eues et pour sa participation au jury.

J'exprime également ma gratitude à Eric DELEVAQUE du C.N.E.T. Lannion pour son implication dans mes travaux et pour sa disponibilité. Ce travail n'aurait pas pu voir le jour sans une étroite collaboration de notre laboratoire avec le Laboratoire DTD/TSO de Lannion.

Je remercie sincèrement Pierre SANSONETTI, ingénieur de Recherche chez Alcatel Alsthom Recherche d'avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Durant ma thèse, j'ai eu l'opportunité d'effectuer un stage de six mois au laboratoire Edward L. GINZTON de l'Université de Stanford (U.S.A.). J'y ai été reçu et encadré dans mes travaux de Recherche par Michel DIGONNET. Il m'a initié à l'étude de la génération de la seconde harmonique dans les fibres optiques et m'a fait profiter de ses compétences tous azimuts. Je lui exprime ici toute ma gratitude. Je le remercie également pour la relecture fouillée de ce document ainsi que pour sa participation au jury. J'y associe Gordon KINO pour son accueil et ses qualités humaines et scientifiques.

De manière générale, je voudrais exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres du L.D.M.P. pour leur aide. Je salue plus particulièrement:

Pascal BERNAGE pour la sagacité de ses conseils et son savoir-faire en optique,

Gilbert MARTINELLI pour ses nombreuses idées et son soutien de tous les jours,

Jean PESEZ pour son aide technique et surtout pour ses conseils,
Marie-Thérèse LEDEE pour la frappe de ce document et sa disponibilité.

Un grand merci au personnel technique de l'U.F.R. de Physique pour avoir participé un moment ou à un autre à l'élaboration de ce document.

J'associe à ces remerciements tous mes collègues et amis pour leurs soutiens aux moments les plus difficiles: Bruno LECONTE, Gérald PEOUX, David RAMECOURT, Sandra LEGOUBIN, Virginie TEISSIER, Franck LAHOREAUX, Jean François HENNINOT, Olivier DUHEM, Yves QUICQUEMPOIX, Dominique RAZAFIMAHATRATRA et Alice C. LIU.

Finalement, je remercie celle qui a traversé avec moi les hauts et les bas de ces trois années de thèse. Merci Hélène pour ton soutien, tes conseils et la correction de cette thèse.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I: Photosensibilité dans les fibres optiques germanosilicates.

A. INTRODUCTION	11
B. METHODES D'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG	13
B.I. Méthodes utilisées pour mesurer les variations d'indice de réfraction dans les fibres optiques	13
B.II. Les techniques expérimentales d'inscription des réseaux	19
B.II.a. Méthode d'inscription par division d'amplitude	20
B.II.b. Méthode d'inscription par division du front d'onde	22
C. LES DIFFERENTS TYPES DE PHOTSENSIBILITES DANS LES FIBRES GERMANOSILICATES	24
C.I. - Présentation	24
C.II. Traitement "post" fabrication pour augmenter la photosensibilité des fibres	25
C.III. - Les fibres germanosilicates	26
D. CARACTERISATION DES DIFFERENTS TYPES DE PHOTSENSIBILITE DANS LES FIBRES GERMANOSILICATES	28
D.I. Dynamiques d'inscriptions	28
D.II. - Stabilité thermique des réseaux	33

D.II.a. Fibres non hydrogénées	34
D.II.b. Fibres hydrogénées	36
D.III. - Coefficient de diffraction	36
E. DESCRIPTION SYNTHETIQUE DES MODELES DE LA PHOTSENSIBILITE DES FIBRES GERMANOSILICATES	37
E.I. Modèle des centres colorés	38
E.II. Modèle de densification	39
E.III. Modèle de relâchement de contraintes	40
F. CONCLUSION	42
G. REFERENCES DU CHAPITRE I	43

CHAPITRE II: Etude de l'efficacité du couplage introduit par l'inscription d'un réseau de Bragg de courte période, entre le mode fondamental et les modes radiatifs.

A. INTRODUCTION	51
B. ETUDE EXPERIMENTALE COMPAREE DU COUPLAGE RADIATIF INDUIT PAR DES RESEAUX DE TYPE I ET DE TYPE IIA.	53
B.I. Caractéristiques de la transmission de la fibre lors d'un couplage introduit entre le mode guidé et le continuum des modes radiatifs.	53
B.I.a. Rappels : Distinction entre les modes de gaine et les modes radiatifs.	53
B.I.b. Montage expérimental	55
B.I.c. Couplage vers les modes de gaine lors de l'inscription de réseau de type I	58
B.I.d. Couplage vers les modes de gaine lors de l'inscription d'un réseau de type IIA.	63
B.I.e. Conclusion	65
B.II. Etude des principales propriétés de diffraction des réseaux photoinscrits dans les fibres par observation des modes radiatifs.	67

B.II.a. Etude et observations préliminaires.	67
B.II.b. Répartition spatiale de la puissance optique diffractée par des réseaux de Bragg.	70
B.II.c. Etude de la diffraction en champ lointain.	74
C. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA CORRELATION EXISTANT ENTRE L'AUGMENTATION DE LA PUISSANCE OPTIQUE DIFFRACTEE ET LA PHOTOINSCRIPTION D'UN RESEAU DE TYPE I ET DE TYPE IIA.	89
C.I. Position du problème	89
C.II. Evolution simultanée de la puissance optique diffractée et de la réflectivité du réseau sous l'action de différents paramètres physiques.	90
C.II.a. Destruction thermique d'un réseau de type IIA	90
C.II.b. Destruction chimique d'un réseau de Bragg	94
C.III. Conclusions sur la corrélation existant entre la photosensibilité de type IIA et la diffraction de la lumière depuis un réseau de Bragg.	112
D. MODELISATION DE LA REPARTITION POLAIRE ET AZIMUTALE DE LA PUISSANCE OPTIQUE DIFFRACTEE.	115
D.I. Introduction	115
D.II. Formulation du problème de diffraction	117
D.III. Principe et hypothèses de la méthode de densité de courant	118
D.III.a. Equations de Maxwell appliquées à notre problème	118
D.III.b. Représentation en terme de potentiel vecteur.	121
D.III.c. Solution de l'équation du potentiel vecteur.	122
D.IV. Les approximations	123
D.IV.a. Approximation de l'espace libre	123
D.IV.b. Approximation du champ lointain	124
D.V. Répartition azimutale théorique de la puissance optique diffractée depuis un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre.	127
D.VI. Influence de la différence d'indice ($n_1 - n_2$) sur la répartition théorique de la puissance diffractée	133
D.VII. Répartition polaire théorique de la puissance diffractée depuis un réseau de Bragg.	134
D.VIII. Comparaison Théorie/expérience	136
D.VIII.a. Evolution de l'angle d'émergence θ en fonction de la longueur d'onde λ .	136
D.VIII.b. Répartition azimutale de la puissance optique diffractée	138
D.IX. Discussions et conclusions	141

E. UTILISATION DU COUPLAGE VERS LES MODES RADIATIFS D'UNE FIBRE, INDUIT PAR UN RESEAU DE BRAGG, EN VUE DE LA CONCEPTION DE COMPOSANTS TOUT FIBRE.	142
E.I. Introduction.	142
E.II. Utilisation du réseau de Bragg en tant que spectromètre intégré dans la fibre.	143
E.II.a. Augmentation de la diffraction.	143
E.II.b. Résolution du spectromètre intégré.	145
F. CONCLUSION	146
G. REFERENCES DU CHAPITRE II :	147

CHAPITRE III: Etude des lasers à fibre à cavités photoinscrites.

A. INTRODUCTION	151
B. ETUDE DE LASERS A CAVITES PHOTOINSCRITES DANS UNE FIBRE CONVENTIONNELLE DOPEE AU NEODYME.	154
B.I. Optimisation du milieu amplificateur de la fibre.	154
B.I.a. Choix de la terre rare	154
B.I.b. Evaluations théorique et expérimentale du rendement laser.	155
B.I.c. Modèle des paires d'ions.	169
B.II. Conception de la cavité laser.	171
B.II.a. Fabrication des réseaux de Bragg.	171
B.II.b. Influence des réseaux sur la largeur spectrale d'émission	173
B.II.c. Influence de la biréfringence de la fibre sur le comportement spectral du laser.	186
C. ETUDE DE LASER A CAVITE PHOTOINSCRITE DANS UNE FIBRE A MAINTIEN DE POLARISATION.	190
C.I. Rappels sur les lasers à fibre linéairement polarisés.	190

C.II. Inscription de réseaux de Bragg dans une fibre à maintien de polarisation.	193
C.II.a. La fibre étudiée.	193
C.II.b. Dispositifs expérimentaux d'inscription et de mesure des caractéristiques spectrales des réseaux photoinscrits dans la fibre biréfringente.	195
C.II.c. Mesure de l'évolution de la biréfringence locale de la fibre au cours du processus de photoinscription.	200
C.III. Conception d'une cavité laser émettant un rayonnement linéairement polarisé	205
C.III.a. Dispositif expérimental	205
C.III.b. Résultats et interprétation	206
C.IV. Etude comparative de la stabilité et du bruit d'amplitude basse fréquence des lasers à fibre.	213
C.IV.a. Etude comparative de stabilité	213
C.IV.b. Mesure comparative du bruit d'amplitude dans les lasers à fibre.	218
D. ACCORDABILITE ET APPLICATIONS DES LASERS A CAVITE PHOTOINSCRITE .	221
D.I. Accordabilité des lasers	221
D.I.a. Accordabilité mécanique.	222
D.I.b. Accordabilité thermique.	223
D.I.c. Accordabilité par action sur la gaine.	227
D.II. Application spectroscopique de lasers à fibre à cavité photoinscrite	229
D.II.a. Pompage d'un magnétomètre à hélium.	229
E. CONCLUSIONS SUR LES LASERS A FIBRE	235
F. REFERENCES DU CHAPITRE III :	237

CONCLUSIONS

ANNEXE A

ANNEXE B

INTRODUCTION

La photosensibilité des fibres optiques monomodes, et plus particulièrement la fabrication de réseaux de Bragg, sont l'objet d'une très intense activité de recherche. Ceci est dû au très vaste potentiel d'utilisation de ces composants dans le secteur des télécommunications optiques. Il est par exemple possible d'utiliser des réseaux dans les dispositifs capteurs, pour le démultiplexage en longueur d'onde ou comme réflecteurs dans les lasers.

En 1990, le groupe photonique du L.D.M.P. décide de développer un nouvel axe de recherche concernant la photosensibilité des verres. S'inspirant de la technique d'inscription transverse développée par Meltz, le laboratoire de Lille initie en France l'inscription de réseaux de Bragg. Cette méthode d'inscription consiste à placer la fibre dans un champ d'interférences ultraviolettes, de sorte que les franges soient perpendiculaires à l'axe de la fibre. Les travaux s'effectuent grâce à une étroite collaboration avec le laboratoire R.I.O./ T.S.O. du C.N.E.T. Lannion.

Deux objectifs sont poursuivis dans les études menées à Lille. Le premier présente un caractère fondamental puisqu'il s'agit d'élucider les mécanismes à l'origine de la photosensibilité des fibres optiques. L'étude des propriétés des réseaux de Bragg fournit le support expérimental à ce projet. Le second objectif présente un caractère appliqué. Il s'agit de concevoir de nouveaux composants (actifs ou passifs) tout fibre, utilisant la technologie des réseaux.

Grâce à une bourse B.D.I. cofinancée par le C.N.R.S. et la région Nord-Pas de Calais, j'ai commencé ma thèse de doctorat sur ce sujet, en septembre 1994.

A mon arrivée au L.D.M.P., il m'a été proposé de prendre en charge la réalisation d'une source laser « tout fibre » en vue du pompage d'un

magnétomètre à Hélium. Ce projet faisait l'objet d'une demande précise de l'Université de Grenoble, soutenue par un contrat L.E.T.I./ C.N.R.S..

Au cours de cette étude, nous avons dressé un bilan des pertes présentes dans la cavité laser constituée de deux réseaux de Bragg. Nous avons observé une diffraction cohérente du signal de pompe, hors de la fibre, à l'endroit du réseau. Ce phénomène introduisait des pertes en excès et dégradait le bilan de photons pompe dans la cavité. Nous avons alors entrepris de comprendre l'origine physique de cette diffraction parasite et tenter de la corrélérer au phénomène de photosensibilité.

Le travail présenté dans ce document porte sur ces deux sujets explorés au cours du travail de thèse. Le premier présente un caractère fondamental. Il s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude des mécanismes à l'origine de la photosensibilité dans les fibres. Le second sujet, plus appliqué, concerne la réalisation de lasers à fibre à cavité photoinscrite.

Le mémoire est organisé de la façon suivante. Nous présentons d'abord dans le chapitre I, les principaux résultats d'une étude bibliographique sur le phénomène de photosensibilité dans les fibres optiques. Etant donné le nombre important de publications dans ce domaine, il nous a semblé important d'en donner une description synthétique. Notre étude porte principalement sur les fibres germanosilicates qui sont les plus utilisées dans le domaine des télécommunications optiques. Nous donnons les principaux montages destinés à photoinscrire des réseaux de Bragg dans le coeur des fibres. Nous décrivons également différents mécanismes, proposés dans la littérature, pour expliquer la photosensibilité des verres germanosilicates.

Nous nous intéressons dans le chapitre II au couplage induit entre le mode fondamental et les modes radiatifs, lors de l'inscription d'un réseau de Bragg. Cette étude est d'abord menée à des longueurs d'onde proches de la longueur d'onde de Bragg, grâce à une analyse spectrale de la transmission de la fibre. Nous décrivons par la suite les résultats d'une série d'expérience originales traitant de la diffraction transverse de la lumière, depuis un réseau. Les caractéristiques de cette diffraction sont sensibles au type de photosensibilité mise en jeu. A partir de ces résultats, nous développons un modèle théorique qui permet de déterminer la distribution d'indice dans le plan de section transverse du coeur d'une fibre irradiée UV. Nous discutons ensuite de l'influence de la répartition spatiale de l'indice sur le phénomène de photosensibilité.

Le troisième chapitre est quant à lui consacré à la présentation et à la réalisation de lasers à fibre à cavité photoinscrite. Etant donnée son implication dans le pompage optique d'un magnétomètre à hélium, nous nous intéressons uniquement au laser à fibre dopé au néodyme. Après avoir évalué théoriquement et expérimentalement les rendements laser, nous montrons qu'il est nécessaire de tenir compte de l'hypothèse des paires d'ions pour expliquer la dispersion de nos résultats. La suite du chapitre est consacrée à une étude expérimentale de quelques propriétés statiques de polarisation de ces lasers. En tirant partie du dichroïsme des réseaux, nous concevons une cavité originale émettant un rayonnement multimode, stable et linéairement polarisé. Les propriétés d'accordabilité de ces lasers sont ensuite mises à profit pour effectuer l'étude spectroscopique d'une décharge d'hélium.

Chapitre I

Photosensibilité dans les fibres optiques germanosilicates

A. INTRODUCTION

La photosensibilité d'un verre ou d'une fibre optique peut être définie de façon macroscopique comme une modification de la transmission spectrale et de l'indice de réfraction du matériau lorsque celui-ci est soumis à une irradiation de longueur d'onde convenable [1]. La modification, sous l'effet d'une irradiation, de la transmission spectrale du verre est appelée "photochromisme" et celle de l'indice de réfraction "photoréfraction".

La première observation du phénomène de photosensibilité dans les fibres germanosilicates a été décrite par Hill et al. en 1978 (Communication Research Center au Canada) [2]. Dans cette expérience, une radiation de longueur d'onde de 514.5 nm injectée dans une fibre, provoque une variation périodique de l'indice de réfraction du matériau constituant le coeur de la fibre. Compte tenu de la faiblesse des variations d'indice ainsi obtenue ($\Delta n = 10^{-6}$), cette méthode n'avait pas suscité à l'époque un intérêt important de la part de la communauté scientifique.

En 1989, Meltz et al. ont établi une corrélation entre l'effet photoréfractif dans les fibres germanosilicates et une bande d'absorption ultraviolette centrée à 244 nm [3]. Cette bande correspond à un centre de défaut de germanium dans la silice [3,4]. Ces auteurs ont ainsi montré que l'insolation d'un matériau germanosilicate au moyen d'un laser émettant une longueur d'onde vers 244 nm permettait de réaliser des variations d'indice de l'ordre de quelques 10^{-4} . Meltz et

al. ont alors proposé une méthode holographique qui consiste à insoler latéralement le coeur de la fibre, au travers de la gaine, par un champ de franges ultraviolettes [3]. Cette nouvelle méthode permettait d'inscrire des composants à réseaux, utilisables dans les domaines des communications optiques, des lasers ou des capteurs [5]

Une équipe d'A.T.T. en 1993, a montré que la photosensibilité des fibres germanosilicates pouvait être augmentée de deux ordres de grandeur à la condition préalable de faire diffuser de l'hydrogène moléculaire sous haute pression dans le coeur de la fibre [6]. La fibre germanosilicate est ensuite irradiée latéralement pour obtenir des variations d'indice de l'ordre de 10^{-2} . D'autres procédés d'augmentation de photosensibilité tels que le traitement par hydrolyse de flamme [7], l'ajout de codopants dans le coeur de la fibre germanosilicate (bore, étain, azote) [8, 9, 10], la modification de la longueur d'onde d'insolation (193 nm, 157 nm, 333 nm) [11, 12, 13] ont également été étudiés.

Depuis 1988, l'activité de recherche sur la photosensibilité des fibres s'est incroyablement développée. L'ensemble de ces travaux ont montré que la modification d'indice subie par le coeur d'une fibre lors de son insolation s'avère complexe et dépendante de nombreux paramètres : nature du matériau constituant le coeur et la gaine de la fibre, distribution des contraintes dans le coeur, paramètre optogéométrique de la fibre, caractéristiques du rayonnement utilisé pour l'irradiation ou encore procédé de photosensibilisation.

Ce premier chapitre propose une synthèse des résultats et modèles qui ont été établis lors de l'étude du phénomène de photosensibilité des fibres optiques silicates.

Nous ferons tout d'abord quelques rappels sur la photoinscription de réseaux de Bragg dans les fibres optiques. Ces réseaux constituent en effet une méthode indirecte de mesure des variations d'indice photoinduites. Les techniques les plus classiques d'inscription de réseaux seront également présentées.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous discuterons des différents types de photosensibilités susceptibles d'apparaître dans diverses fibres silicates. Nous établirons ensuite quels sont les paramètres physiques pertinents capables de caractériser tel ou tel autre type de photosensibilité. Dans une dernière partie, nous donnerons une description synthétique des modèles relatifs aux divers mécanismes de photosensibilité observés dans les fibres.

B. METHODES D'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG

B.I. Méthodes utilisées pour mesurer les variations d'indice de réfraction dans les fibres optiques

Les différentes méthodes de mise en évidence et de mesure de la variation d'indice Δn dans les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories: les méthodes directes (de type interférométrique) et les méthodes indirectes (réseau de Bragg).

Dans les méthodes directes, un interféromètre à deux ondes de type Mach Zehnder est réalisé dans une fibre optique. La méthode de mesure de Δn consiste alors à déterminer le déphasage introduit lorsque l'un des bras de l'interféromètre est irradié à une longueur d'onde λ_p [14].

Dans les méthodes indirectes, l'irradiation de la fibre modifie un paramètre caractéristique de la propagation guidée. La valeur de Δn se déduit, alors après modélisation de l'effet, de la mesure du paramètre caractéristique. La méthode indirecte la plus utilisée pour mesurer des variations d'indice photoinduites dans une fibre, consiste à réaliser un réseau d'indice de type Bragg dans le coeur de celle-ci (figure I.1) [3 à 18]. Nous verrons, au cours de ce chapitre, qu'il existe plusieurs techniques pour inscrire un réseau de Bragg dans une fibre. Néanmoins, toutes ces techniques d'inscription ont en commun la caractéristique suivante: l'irradiation du coeur de la fibre, au travers de la gaine, par un champ de franges ultraviolettes. L'interfrange du champ fixe le pas Λ de la modulation d'indice à l'origine de la création d'un réseau de phase de type Bragg [3].

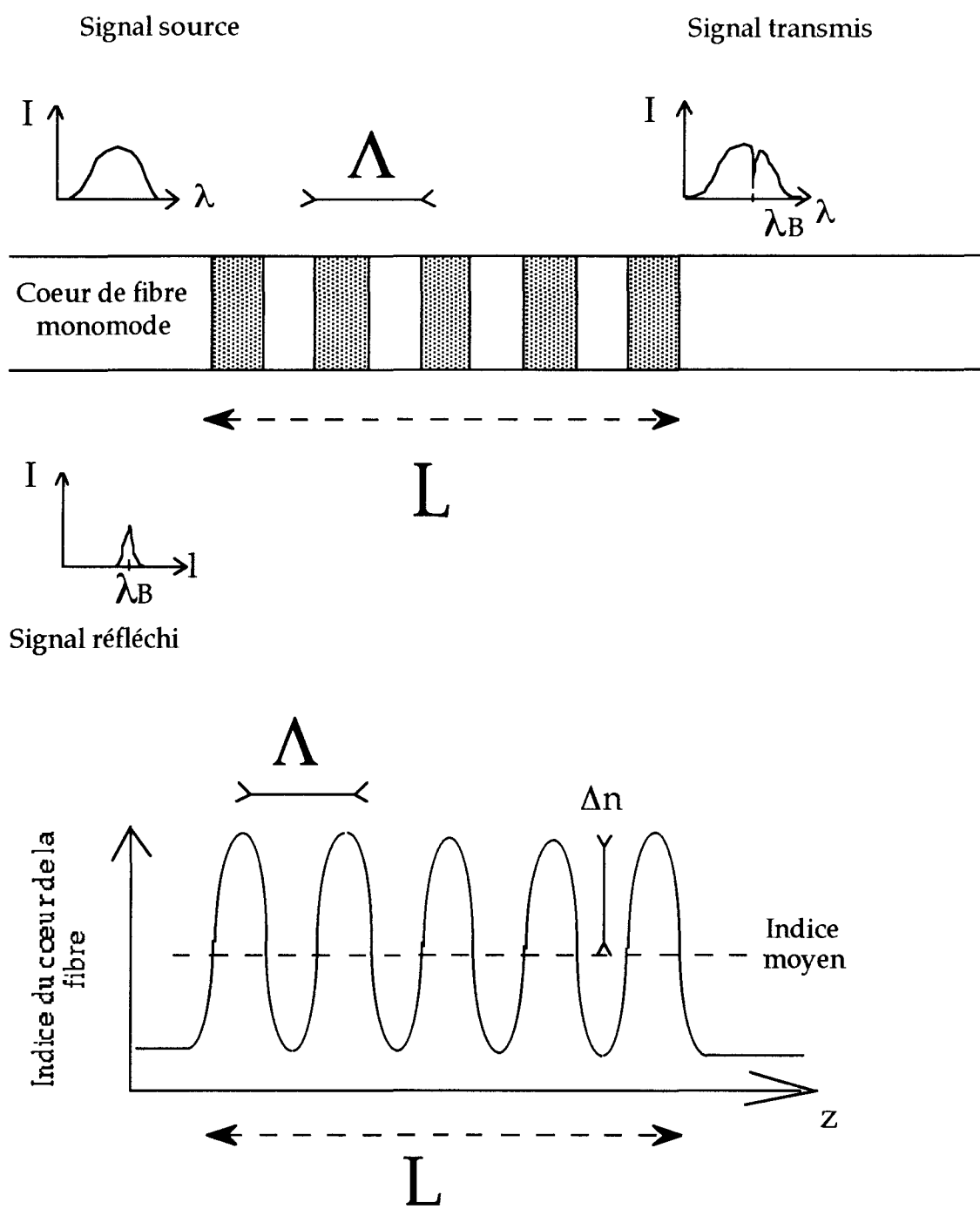


Figure I.1: Schéma simplifié d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre germanosilicate.

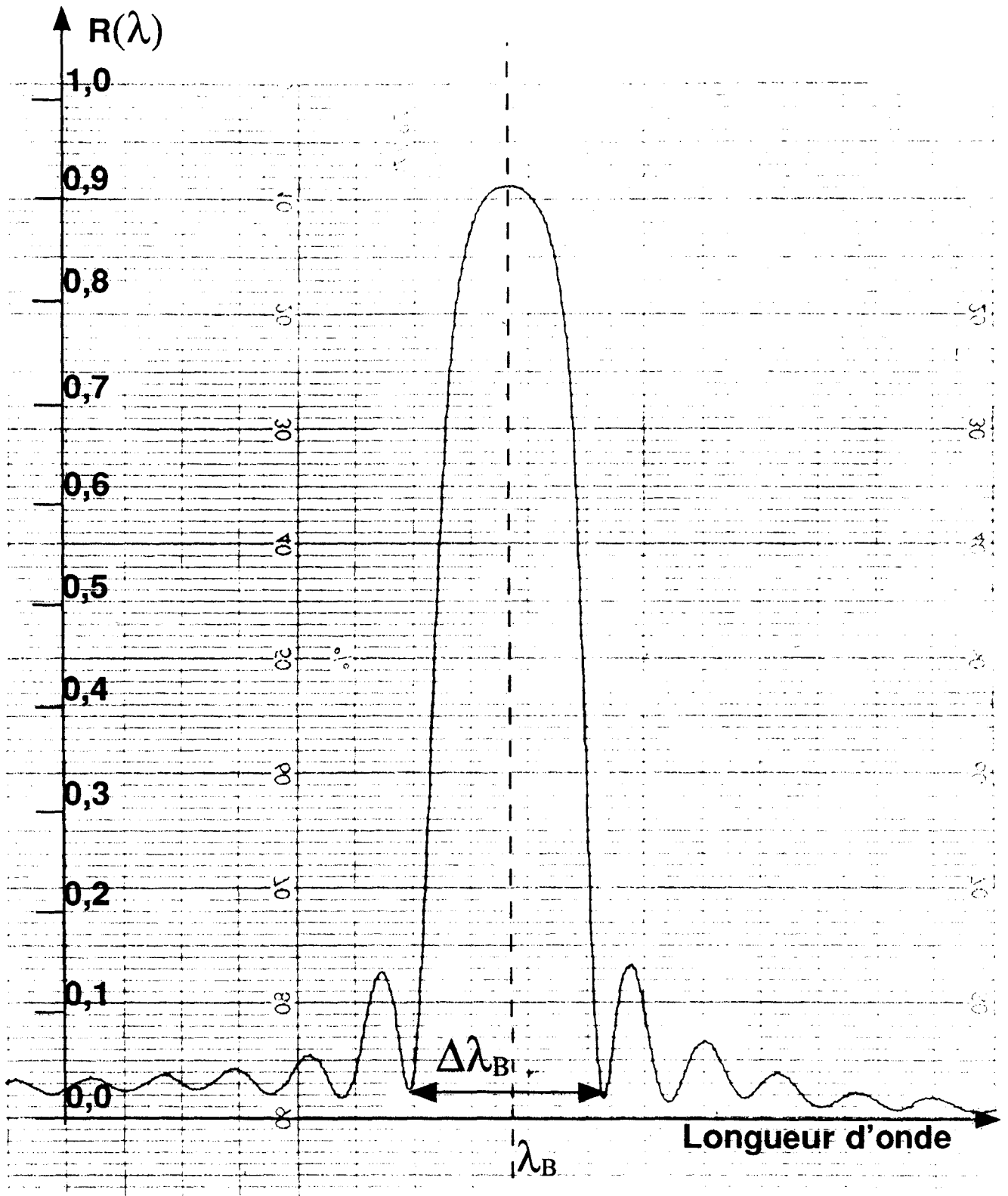


Figure I.2: Réflectivité spectrale $R(\lambda)$ d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique à la longueur d'onde de Bragg λ_B .

Les variations photoinduites de l'indice de réfraction dans le coeur des fibres peuvent être déduites des caractéristiques spectrales du réseau de Bragg (figure I.2). La figure I.2 montre la réflectivité spectrale $R(\lambda)$ d'un réseau de Bragg au voisinage de la longueur d'onde de Bragg λ_B mesurée dans le premier ordre. La mesure des caractéristiques spectrales dans le second ordre permet d'améliorer la connaissance de l'indice de réfraction [19]. La variation d'indice photoinduite $\Delta n(z)$ le long de l'axe z dépend de nombreux paramètres (type de fibre, conditions d'insolation) et n'est pas parfaitement sinusoïdale [19]. La variation d'indice peut être assimilée à une fonction périodique sur la longueur L du réseau si l'on suppose que l'éclairement de la fibre $I(z)$ varie de façon sinusoïdale selon la relation:

$$I(z) = I_0 \left(1 + V \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \quad (1)$$

Dans la relation (1), V désigne la visibilité du système de franges supposée indépendante de z . Nous supposons également que la photosensibilité de la fibre est constante le long de l'axe oz . La variation d'indice périodique $\Delta n(z)$ peut être développée en série de Fourier suivant la relation :

$$\Delta n(z) = \Delta n'_0 + \Delta n'_1 \cos \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \beta_1 \right) + \Delta n'_2 \cos \left(\frac{4\pi z}{\Lambda} + \beta_2 \right) + \dots \quad (2)$$

Dans la relation (2), les termes $\Delta n'_0$, $\Delta n'_1$, $\Delta n'_2$ représentent respectivement les amplitudes des termes ¹ d'ordre 0, 1 et 2 alors que β_1 et β_2 désignent les phases des réseaux d'indice de périodes respectives Λ et $\Lambda/2$. Les quantités $\Delta n'_0$, $\Delta n'_1$ et $\Delta n'_2$ se déduisent des mesures alors que les phases β_1 et β_2 restent indéterminées. Les méthodes de mesure des variations de l'indice de réfraction sont décrites dans la thèse de S. Legoubin [15], de E Fertein [16] et de T. Taunay [18]. Toutefois, un rappel facilitera la compréhension.

Nous formulons l'hypothèse suivante: la fibre dans laquelle nous inscrivons le réseau est une fibre monomode à saut d'indice caractérisée par ses indices de coeur n_1 et de gaine optique n_2 . Le rayon du coeur de la fibre est égal à a . Nous supposons que n_1 est très voisin de n_2 (approximation de faible

¹ $\Delta n'_0$, $\Delta n'_1$ et $\Delta n'_2$ ne sont pas fonctions de z . Notons que P. Krug et al. viennent de décrire une méthode de mesure de $\Delta n'_1$ utilisable dans le cas de réseaux nonhomogènes (tels que par exemple des réseaux de longueur comparable à celle du spot ultraviolet) [10].

guidance). L'indice effectif n_{eff} du mode LP_{01} qui se propage dans la fibre se déduit de la relation approchée (3) [20].

$$n_{\text{eff}} \approx n_2 \left(1 + \left(1 - \left(\frac{u}{V} \right)^2 \right) \Delta \right) \quad (3)$$

avec $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2} \ll 1$

Dans (3), u et V désignent respectivement la constante de propagation transverse et la fréquence normalisée du mode dans le coeur de la fibre.

$$V^2 = k^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4)$$

La proportion de puissance optique qui se propage dans le coeur de la fibre en référence à la puissance optique totale est désignée par $\eta(V)$. $\eta(V)$ se déduit de la relation (5) [21].

$$\eta(V) = 1 - \left(\frac{u}{V} \right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{K_0(v)}{K_1(v)} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

où $K_0(v)$ et $K_1(v)$ sont respectivement les fonctions de Bessel modifiées d'ordre 0 et 1. K_0 et K_1 sont fonction de la constante de décroissance exponentielle du mode dans la gaine (désignée par v). De façon rigoureuse, les valeurs u et v ($u^2 + v^2 = V^2$) se déduisent de la résolution de l'équation caractéristique [21]. Une expression approchée de u en fonction V est donnée par la relation (6) [20].

$$u = \left\{ V^2 - (1.1428V - 0.996)^2 \right\}^{1/2} \quad 1.5 \leq V \leq 2.4 \quad (6)$$

La valeur de l'amplitude de modulation d'indice $\Delta n'_1$ (ou Δn_{mod}) peut être calculée à partir de la mesure du coefficient de réflexion maximum R_{max} du réseau mesuré respectivement dans l'ordre 1.

$$\lambda_{B1} = 2 n_{\text{eff}}(\lambda_{B1}) \cdot \Lambda \quad (7)$$

Lam et Garside ont donné une expression analytique de R_{max} , mesuré à la longueur d'onde de Bragg λ_B [22].

$$R_{\max.} = \tanh^2\left(\frac{\pi\eta(V)L}{\lambda_B} \Delta n_{\text{mod}}\right) \quad (8)$$

avec $\Delta n_{\text{mod}} = \Delta n'_1$, L longueur du réseau et η le facteur de recouvrement entre l'onde guidée et le coeur de la fibre.

Toutefois, lorsque la réflectivité du réseau de Bragg prend des valeurs supérieures à 0.9, la précision de la détermination de la modulation de l'indice de réfraction est faible [16,18]. Il est préférable d'utiliser la formule suivante:

$$\Delta\lambda^{\text{FW}} = \frac{\lambda_{B1}}{n_1 L} \left\{ \lambda_{B1}^2 + (\Delta n_{\text{mod}} \eta(V)L)^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

$\Delta\lambda$ est la largeur de la courbe de réflectivité spectrale (figure I.2) (définie en considérant les premiers zéros situés de part et d'autre de λ_B) [23].

Lorsqu'un réseau est inscrit ou détruit thermiquement, la longueur d'onde de Bragg se déplace. La mesure de la variation de la longueur d'onde de Bragg du réseau, $\delta\lambda_B$ permet d'estimer la variation d'indice moyen du coeur de la fibre $\Delta n'_0$. Nous désignons par λ_{Bd} et λ_{Bf} les longueurs d'onde de Bragg du réseau, respectivement au début et à la fin de l'insolation ou de la destruction thermique.

$$\delta\lambda_B = \lambda_{Bd} - \lambda_{Bf} \quad (10)$$

Une forme différenciée de la relation (10) permet de calculer $\delta\lambda_B$ en fonction de la variation d'indice effectif δn_{eff} .

$$\frac{\delta\lambda_{B1}}{\lambda_{B1}} = \frac{\delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} \quad (11)$$

La variation d'indice effectif résulte d'une variation d'indice moyen du coeur de la fibre $\Delta n'_0$. δn_{eff} et $\Delta n'_0$ sont reliées par la relation approchée (12):

$$\delta n_{\text{eff}} \cong \Delta n'_0 \left\{ 0.996 + v \right\} \frac{V}{V^2} \quad (12)$$

avec $1.5 < V < 2.4$

B.II. Les techniques expérimentales d'inscription des réseaux

Des réseaux d'indice permanents dans les fibres optiques peuvent être obtenus par des méthodes d'inscription internes ou externes, avec des lasers visibles ou UV.

La méthode interne a été initiée par Hill en 1978 dans les laboratoires du C.R.C. d'Ottawa [2]. Cette expérience constitue la première réalisation d'un réseau de Bragg photoinduit dans une fibre optique. Cette expérience est présentée en détail dans la thèse de S. Legoubin [15]. La méthode d'inscription interne permet de réaliser des réflecteurs de Bragg très longs (un mètre) sans pour autant fragiliser la fibre en retirant son revêtement polymère. Les filtres sont particulièrement sélectifs en longueur d'onde (200 MHz). Ce type de réflecteur reste centré spectralement autour de la longueur d'onde d'inscription (488 nm ou 514.5 nm). Cette méthode ne permet pas d'écrire des réseaux de Bragg utilisables pour les télécommunications, ni des réflecteurs dont la longueur d'onde de Bragg soit centrée sur des transitions optiques susceptibles de générer de nouveaux effets lasers dans des fibres dopées.

En 1989, G. Meltz et al. ont décrit une nouvelle méthode d'irradiation UV transversale de la fibre [3]. Cette méthode consiste en l'insolation latérale du cœur d'une petite portion de fibre (dont on a préalablement enlevé le revêtement protecteur en polymère) par un champ d'interférences ultraviolettes. Cette nouvelle méthode permet d'inscrire des composants dont les longueurs d'onde de Bragg peuvent être fixées par l'interfrange du champ de franges. Elle a alors permis de créer une nouvelle famille de composants à réseaux.

Nous allons maintenant présenter succinctement quelques méthodes d'obtention du champ d'interférence. Pour cela, nous supposons que le faisceau laser ultraviolet dont nous disposons peut être assimilé à un faisceau de lumière parallèle. Le traitement spatial du faisceau UV pour arriver à ce résultat ne sera pas développé ici. Les méthodes d'obtention du champ de franges ainsi que le traitement du faisceau laser UV sont développés plus largement dans la thèse de S. Legoubin [15].

B .II.a.Méthode d'inscription par division d'amplitude

Dispositif utilisant une lame séparatrice et deux miroirs

Dans cette méthode, le faisceau laser UV est divisé en deux parties d'égal intensité à l'aide d'une lame séparatrice. Après réflexion sur un miroir, les deux faisceaux se croisent suivant un angle donné α , produisant un système de franges d'interférence à deux ondes rectilignes dans la zone du croisement [3]. La fibre est placée dans le champ d'interférence de façon à ce que son axe soit perpendiculaire aux plans d'égal intensité. L'angle α entre les 2 faisceaux fixe l'interfrange i du champ d'interférence et donc le pas Λ de la modulation d'indice. Ce dispositif permet d'inscrire des réseaux de longueur d'onde de Bragg s'étendant du visible à l'infrarouge.

Il existe une variante de cette méthode qui consiste à rajouter un miroir supplémentaire [24]. La géométrie de ce dispositif à trois miroirs permet alors de s'affranchir en partie du manque de cohérence spatiale de l'onde émise par le laser UV.

Masque de phase

Un masque de phase est constitué d'une lame de silice à faces parallèles dans laquelle ont été gravées, par microlithographie électronique, d'étroites bandes rectangulaires de même profondeur [25]. Le faisceau UV incident traverse le masque et se trouve diffracté par le réseau. Les ordres +1 et -1 diffractés par le masque de phase interfèrent alors et forment un champ de franges perpendiculaires au plan du masque (figure I.3). La fibre dénudée est ensuite placée contre le masque à une distance d'environ 100 μm . La période du réseau photoinscrit est égale à la moitié de la période du masque de phase et ne dépend pas de la longueur d'onde du laser de pompe. La longueur d'onde de Bragg des réseaux est donc une grandeur fixe, conditionnée par le choix du pas du masque de phase. Cette méthode d'inscription permet de réaliser des réseaux de la taille du masque (15 cm de longueur maximum) [26].

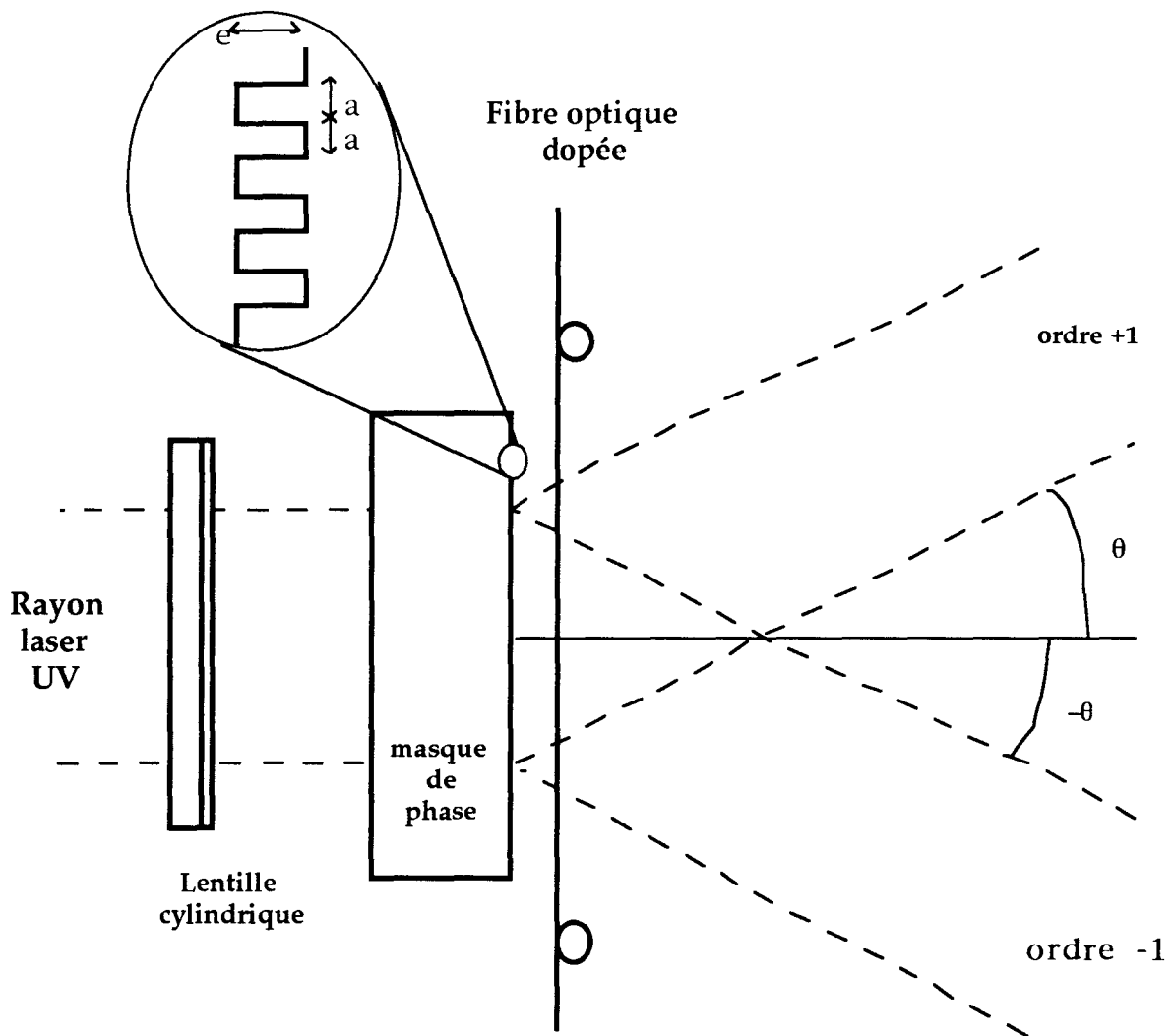


Figure I.3: Schéma du montage expérimental utilisant un masque de phase pour inscrire des réseaux de Bragg dans les fibres optiques dopées.

Des réseaux de Bragg ont été inscrits au LDMP à l'aide de ce montage utilisant un masque de phase fabriqué par la société Lasiris Inc. Les caractéristiques du masque sont les suivantes:

- Longueur du masque: 20 m m
- période des traits: 1073 n m
- profondeur de la gravure optimisée pour que l'efficacité de diffraction dans l'ordre zéro soit inférieure à 1%: 0.24 μ m
- efficacité de diffraction dans les ordres 1 et -1 égale à 70% (2 x 35%)

La structure spatiale du champ d'interférences peut présenter une forme plus ou moins complexe suivant la répartition d'intensité entre les différents ordres diffractés [27, 28]. La visibilité du champ de franges est donc inférieure à un [28].

B .II.b.Méthode d'inscription par division du front d'onde

Montage interférométrique : miroir plan

Le schéma du montage est représenté sur la figure I.4. C'est le second type de montage qui a été utilisé pour inscrire les réseaux de Bragg étudiés. Le miroir sépare le front d'onde issu d'un laser UV de façon à produire un champ de franges d'interférences [29]. Une lentille cylindrique est utilisée pour focaliser le faisceau UV sur la fibre. L'axe optique du faisceau UV est incident sur l'arête du miroir où l'ordre d'interférence est nul. La visibilité des franges est proche de l'unité si l'intensité des faisceaux qui interfèrent est identique et si la source UV possède une cohérence spatiale et temporelle de bonne qualité. La rotation du miroir modifie l'angle d'incidence θ du faisceau UV sur le miroir. La longueur d'onde de Bragg dans le premier ordre de diffraction est donnée par la relation:

$$\lambda_B = \{n_{\text{eff}}(\lambda_B) \lambda_i\} / \cos\theta \quad (13)$$

Dans la relation (13), $n_{\text{eff}}(\lambda_B)$ désigne l'indice effectif à la longueur d'onde de Bragg λ_B du mode qui se propage dans la fibre et λ_i la longueur d'onde du laser d'inscription.

Les méthodes décrites sont les méthodes les plus couramment utilisées pour réaliser des réseaux de Bragg. Il existe d'autres méthodes que nous citons mais qui sont peu utilisées:

- Utilisation d'un prisme comme système interférométrique. La fibre, après avoir été dénudée, est placée contre une de ses faces.

- Utilisation d'un masque d'amplitude de pas 2 à 5 μm appliqué sur la fibre [30]: Il permet de réaliser de réseaux de Bragg dont le cinquième ou le sixième ordre de diffraction se situe dans les fenêtres spectrales des télécommunications (1300 nm, 1550 nm).

- Utilisation de la méthode point par point. Le réseau est construit en irradiant transversalement la fibre point par point de façon à réaliser les pas Λ du réseau les uns après les autres [31]. Aucune figure d'interférence n'est ici nécessaire. Cette technique ne peut réaliser que des pas importants (Λ proche de 1.59 μm) et réalise des réseaux de Bragg dont un ordre de diffraction élevé se situe à une longueur d'onde proche de 1550 nm.

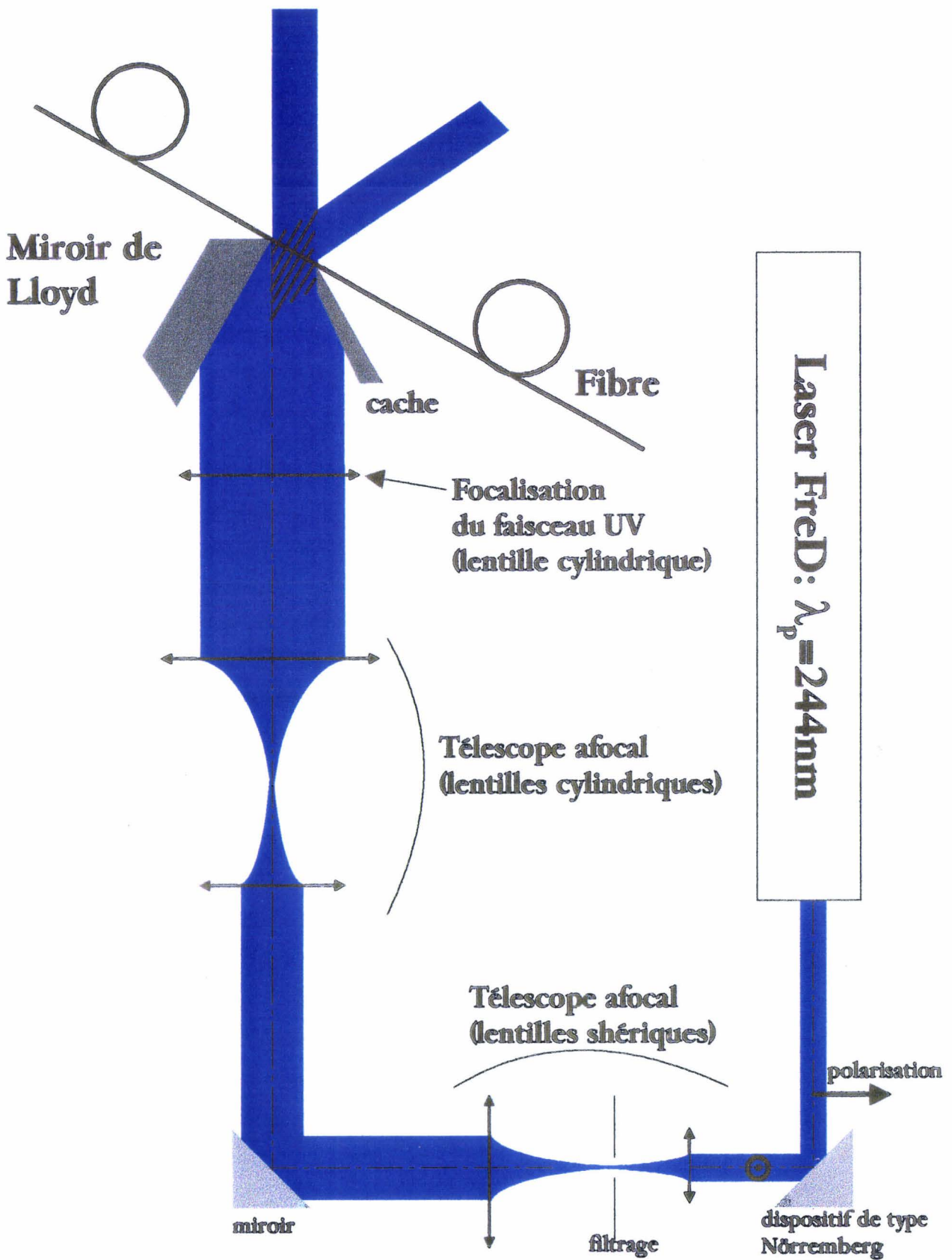


Figure I.4: Schéma du montage expérimental utilisant un miroir plan pour inscrire des réseaux de Bragg dans les fibres optiques dopées.

C. LES DIFFERENTS TYPES DE PHOTOSENSIBILITES DANS LES FIBRES GERMANOSILICATES

C.I. - Présentation

La variation d'indice observée dans les fibres optiques dépend de nombreux facteurs tels que le type de fibre, la quantité et la nature des dopants, les conditions d'inscription du réseau ou encore la longueur d'onde d'irradiation.

Les réseaux de Bragg peuvent être photoinscrits dans les fibres optiques avec une grande diversité de longueurs d'onde d'inscription. Dans les premières expériences de Hill, les réseaux étaient obtenus à l'aide d'un rayonnement laser visible à 488 nm [2]. Toutefois, les longueurs d'onde les plus efficaces se situent dans le domaine spectral de l'ultraviolet et une grande gamme de longueur d'onde d'irradiation a été prospectée dans ce domaine. Des réseaux sont ainsi réalisés avec des longueurs d'onde UV allant de 364 nm à 157 nm [3,11,12,13]. Le tableau I.1 indique les principales longueurs d'onde utilisées ainsi que l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction obtenue dans les fibres germanosilicates.

Longueur d'onde d'irradiation (nm)	Laser pulsé ou continu	% de Germanium	modulation de l'indice de réfraction Δn_{mod}	longueur d'onde de lecture (nm)	Références
$325 < \lambda < 364$	continu	10	$1.9 \cdot 10^{-4}$	1560	[13]
257	continu	10	$5 \cdot 10^{-4}$	1530	
244	continu	20	10^{-3}	1550	[48]
$240 < \lambda < 262$	pulsé	8	$5.5 \cdot 10^{-4}$	1550	[50]
193	pulsé	8	$3.6 \cdot 10^{-4}$	1509	[11]
157	pulsé	7	10^{-4}	1552	[12]

Tableau I-1: Principales longueurs d'onde ultraviolettes utilisées pour l'inscription de réseaux de Bragg.

C.II.Traitement "post" fabrication pour augmenter la photosensibilité des fibres

Différentes méthodes de photosensibilisation des fibres ont été décrites dans la littérature. Certaines de ces méthodes font appel à un codopage de la fibre lors de son élaboration. D'autres, décrites ci-après, consistent à traiter la fibre avec de l'hydrogène moléculaire et permettent ainsi d'agir sur la fibre après sa fabrication.

Hydrogénation à haute pression :

En 1993 deux procédés d'augmentation de la photosensibilité ont été publiés: traitement par hydrolyse de flamme [7] et hydrogénation à haute pression [6]. Le traitement par hydrolyse de flamme nécessite de chauffer localement la fibre à 1700°C avec une flamme à hydrogène avant l'inscription du composant. Cette méthode est difficile à mettre en oeuvre et peut occasionner des modifications profondes de la structure vitreuse de la fibre du fait de la température élevée. Cette méthode est très peu utilisée. Dans nos expériences, nous avons opté pour la seconde technique que nous allons maintenant décrire.

Cette méthode consiste à faire diffuser de l'hydrogène moléculaire à haute pression (de 20 à 750 atmosphères) dans le coeur d'une fibre à température ambiante [6]. Pour cela, la fibre est d'abord placée dans une enceinte contenant de l'hydrogène sous pression. Après une durée de séjour de la fibre dans l'enceinte de l'ordre de quelques jours (selon la pression utilisée), la concentration en hydrogène du coeur se sature. La cinétique de diffusion de l'hydrogène dans la fibre peut être accélérée si on augmente la température de l'enceinte dans laquelle se trouve placée la fibre [32, 33]. Celle-ci est ensuite retirée de son enceinte et le réseau de Bragg doit être photoinscrit dans cette fibre avant que l'hydrogène n'ait complètement désorbé [34]. La méthodologie du chargement des fibres en hydrogène moléculaire à haute pression est détaillée dans la thèse de doctorat de T. Taunay [18].

L'utilisation de cette méthode permet d'augmenter l'amplitude photoinduite de la modulation de l'indice de réfraction Δn_{mod} d'un ordre de grandeur [6]. Par exemple, dans une fibre de télécommunication (SMF28 Corning [Ge]= 3%), Δn_{mod} , de l'ordre de 10^{-4} , peut atteindre $2 \cdot 10^{-3}$ lorsque la fibre est hydrogénée sous 140 atm avant l'inscription. Ce gain important permet l'utilisation des fibres de télécommunications afin de réaliser des composants à réseaux photoinscrits. De plus, l'hydrogène peut être avantageusement remplacé

par du deutérium moléculaire D_2 afin d'éliminer la présence d'un pic d'absorption OH situé à 1.39 μm . Enfin, Lemaire et al. ont montré qu'en chauffant la fibre hydrogénée, la photosensibilité augmentait encore [35].

C.III.- Les fibres germanosilicates

La photosensibilité a été démontrée dans les fibres silicates suivantes:

Les fibres germanosilicates [2,3]

Les fibres aluminosilicates [36,37]

Les fibres phosphosilicates [35,38,39]

Les fibres silicates dopées à l'azote [40]

Les fibres silicates dopées au tantale [41]

Dopant utilisé	Longueur d'onde d'irradiation λ_p (nm)	Fluence (mJ/cm^2)	Traitement utilisé pour la photosensibilisation	Δn_{mod} ($\times 10^{-4}$)	Références
P_2O_5	193	200	Hydrogénation à 100 atm	2	[38]
P_2O_5	248	170	Hydrogénation à 100 atm + Chauffage à 100°C	7	[35]
$\text{Al}_2\text{O}_3, \text{P}_2\text{O}_5$ + $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$	248	500	Hydrogénation à 100 atm	2.5	[42]
P_2O_5 + $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$	193	40	Hydrogénation à 100 atm	10	[43]
$\text{P}_2\text{O}_5, \text{SnO}_2$	248	400	Aucun	12	[44]
Ta	248	50	Aucun	0.1	[41]
$\text{SiO}_{1-X} - \text{N}_X$ $X < 0.1$	193	400	Aucun	8.4	[40]

Tableau I.2: Principaux résultats obtenus lors de l'inscription de réseaux dans les fibres silicates non-dopées par de l'oxyde de germanium [18].

Nous n'exposerons pas les nombreux résultats obtenus sur les fibres silicates présentés dans différents articles de revues [5, 45, 46, 47]. Néanmoins, nous présentons succinctement quelques résultats sur les fibres germanosilicates qui sont le sujet de notre étude.

Les premières expériences sur la photosensibilité ont été effectuées sur des fibres germanosilicates monomodes [2,3]. Dans la matrice vitreuse de ces fibres, les atomes de germanium (4 électrons sur leur couche de valence) se substituent aux atomes de silicium (4 électrons sur leur couche de valence) et participent à la formation du réseau. La structure tétragonale des édifices covalents (SiO_4 ou GeO_4) est conservée et les propriétés thermodynamiques de ces verres sont très proches de celles d'un verre de silice pur. Du point de vue des télécommunications optiques, le dopage au germanium est utilisé pour augmenter l'indice du coeur des fibres et ainsi créer une structure guidante à l'intérieure de la fibre. Différentes concentrations de germanium peuvent être utilisées de quelques pour-cents dans les fibres à usage de télécommunication à une trentaine de pour-cents dans des fibres à usage plus spécifique (Fibre dopée aux ions d'erbium pour l'amplification optique). Suivant les concentrations de germanium et/ou le diamètre du coeur de la fibre germanosilicate, différents types de photosensibilité ont été observés [3, 48].

Différents codopants sont également ajoutés lors de la fabrication de la fibre germanosilicate pour augmenter la photosensibilité. Les premiers codopages ont tout d'abord été obtenus en introduisant du bore dans la matrice vitreuse [8]. Les variations d'indice Δn_{mod} (10^{-3}) observées sont alors plus importantes que celles mesurées dans une fibre germanosilicate non codopée mais la stabilité en température du réseau de Bragg est moins bonne [49]. Williams et al. proposent alors un recuit de passivation afin d'assurer une stabilité du coefficient de réflexion (variation inférieure au pour-cent) sur 25 ans à une température de 45°C . Néanmoins, l'ajout de bore présente l'inconvénient de créer des pertes dans la 3^{ème} fenêtre des télécommunications à $1.55 \mu\text{m}$ [49, 9].

Dong et al. ont montré une augmentation d'un facteur 3 de la variation d'indice Δn_{mod} par codopage avec de l'étain, de la fibre germanosilicate [9]. Les auteurs présentent aussi une comparaison étain/bore et montre que, premièrement la photosensibilité est moins bonne pour l'étain que pour le bore, deuxièmement la stabilité est supérieure à une fibre germanosilicate (et a fortiori codopée au bore), et troisièmement, l'étain n'introduit aucune perte supplémentaire dans l'infrarouge [9].

Dianov et al. ont mis en évidence une forte photosensibilité d'une fibre germanosilicate dopée par de l'azote [13]. La préforme contenait une

concentration de germanium de 7% et d'azote de 0.1%. Une irradiation à 244 nm a permis d'obtenir dans ce type de fibre des variations de l'indice de réfraction de $2.8 \cdot 10^{-3}$ pour une fibre non hydrogénée et de $1 \cdot 10^{-2}$ lorsque les fibres étaient chargées en hydrogène (200 atm). Ce résultat montre une augmentation de la photosensibilité de la fibre germanosilicate d'un ordre de grandeur.

D. CARACTERISATION DES DIFFERENTS TYPES DE PHOTOSENSIBILITE DANS LES FIBRES GERMANOSILICATES

D.I. Dynamiques d'inscriptions

Nous allons maintenant nous intéresser aux dynamiques d'inscriptions de la variation d'indice photoinduite au cours de l'insolation de fibres germanosilicates par un laser UV pulsé ou continu. Comme le montre l'équation (8), une augmentation de Δn_{mod} se traduit par une augmentation de la réflectivité du réseau. L'évolution de la modulation d'indice au cours de l'irradiation peut donc se calculer à partir des changements de la transmission spectrale du réseau de Bragg. Lors de l'inscription, la mesure de la translation de la longueur d'onde de Bragg λ_B permet d'estimer la modification photoinduite de l'indice effectif de propagation du mode LP_{01} (relation (11)). La mesure de $R(\lambda)$ et de λ_B va donc nous permettre d'estimer l'amplitude Δn_{mod} de la modulation et la variation moyenne Δn_{moy} (et son signe) de l'indice de réfraction du coeur ($\Delta n_{\text{moy}} = \Delta n'_0$ dans la relation (2)).

Réseau de type I

Nous représentons sur la figure I.5 l'évolution de la transmission spectrale de la fibre à λ_B et le décalage de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de type I au cours de l'irradiation avec un laser continu. On constate tout d'abord une évolution monotone du coefficient de réflexion en fonction du temps d'irradiation. De même, on observe un décalage de λ_B vers les plus grandes longueurs d'onde. La mesure de la translation de la longueur d'onde de Bragg lors de l'inscription indique que Δn_{moy} est positif. Une évolution monotone de Δn_{mod} au cours de l'inscription est observée dans le cas des réseaux de type I [1, 3, 5, 46, 47, 48, 50, 51, 52]. La photosensibilité responsable de la création de réseaux de type I est alors appelée photosensibilité de type I.

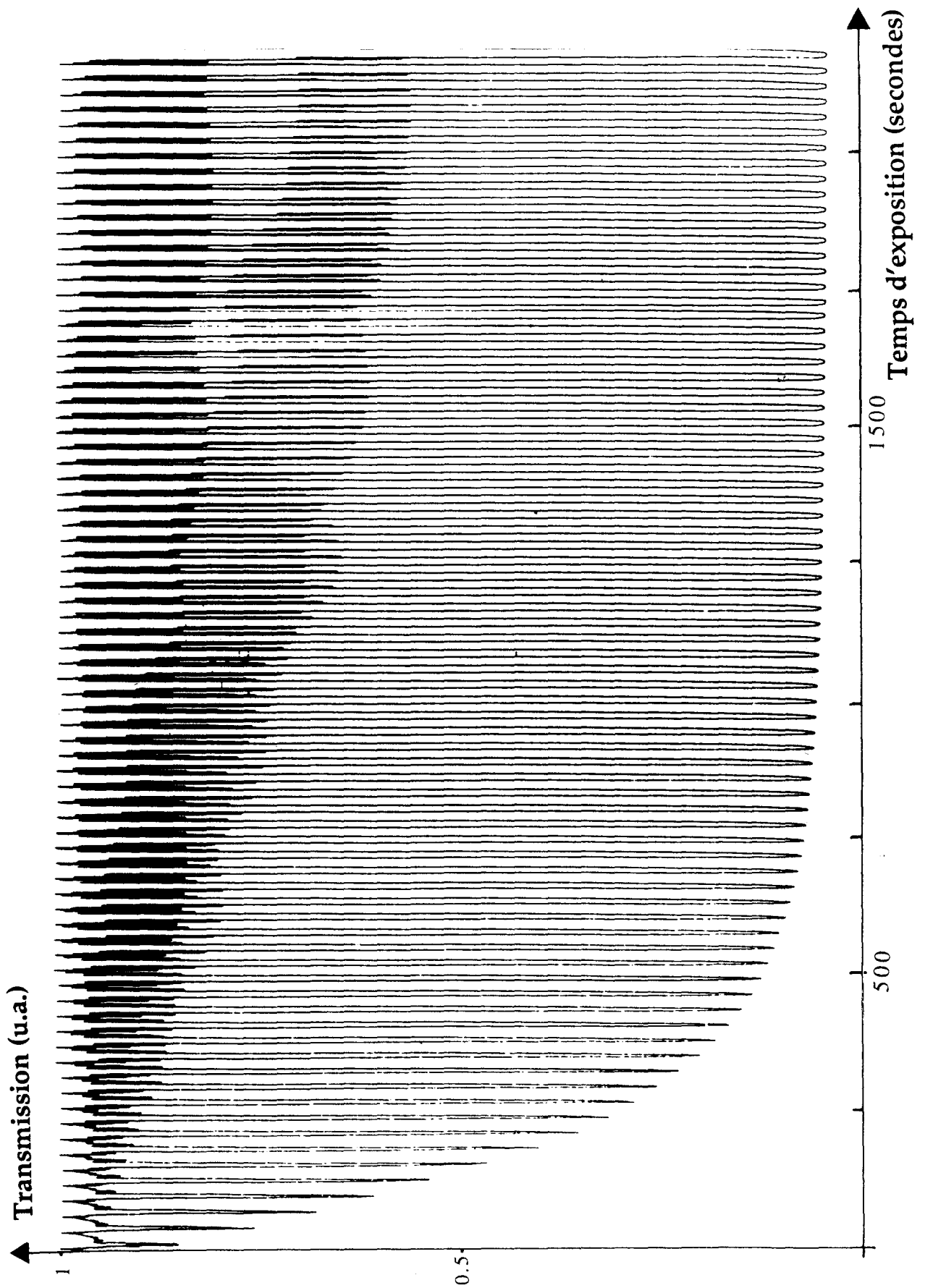


Figure I.5: Evolution de la transmission spectrale de la fibre à λ_B conditions : longueur du réseau 2mm, Fluence: 25 W/cm², Fibre C.

Pour une irradiation avec un laser continu, la modulation d'indice d'un réseau de type I suit la loi d'évolution conforme à la relation suivante [52]:

$$\Delta n_{\text{mod}}(t,I) = C. I^{\alpha'} . t^{\alpha} \quad (14)$$

I désigne l'irradiance moyennée le long de l'axe de la fibre et t le temps d'insolation (en secondes). C, α et α' sont les paramètres de l'ajustement numérique déduit des points expérimentaux:

$$\alpha \approx 0,3$$

et $\alpha' \approx 0,49$ pour $0 < t < 8$ mm.

D. Z. Anderson et al. ont effectué aussi une modélisation des dynamiques d'inscriptions en régime pulsé et obtiennent une relation similaire à la relation (14). La photosensibilité de type I est la plus étudiée car elle est observée dans toutes les fibres: germanosilicates, aluminosilicates, phosphosilicates, silicates dopées avec de l'azote [1, 3, 4, 46, 47]. Cette photosensibilité est également observée dans les fibres chargées en hydrogène [6]. Les variations d'indice de modulation associées à cette photosensibilité de type I vont de 10^{-6} à quelques 10^{-2} .

Réseau de type II.

En 1993, Archambault a démontré l'existence d'un nouveau régime de photosensibilité dit de type II [54]. Ces réseaux de type II sont inscrits dans une fibre avec un seul pulse laser à 248 nm (Laser à excimères KrF) et avec une densité d'énergie très importante de 1 J/cm^2 . A titre comparatif, les réseaux de type I sont inscrits avec une énergie par pulse d'environ 100 mJ/cm^2 et quelques milliers de pulses. Des réseaux de type II, obtenus uniquement avec un rayonnement laser pulsé, ont été observés dans des fibres germanosilicates (hydrogénées et non hydrogénées) et phosphosilicates (non hydrogénées). Les Δn_{mod} sont alors typiquement de 10^{-3} . Selon les travaux d'Archambault, la modulation d'indice photoinduite, avec un seul pulse laser, augmente brusquement de 2 ordres de grandeur (Δn_{mod} passe de 10^{-5} à 10^{-3}) lorsque l'énergie par pulse atteint la valeur critique de 1 J/cm^2 [54]. La photosensibilité de type II se différencie donc de la photosensibilité de type I par une densité d'énergie par pulse, seuil nécessaire à l'obtention d'un réseau efficace. La frontière entre les 2 régimes de

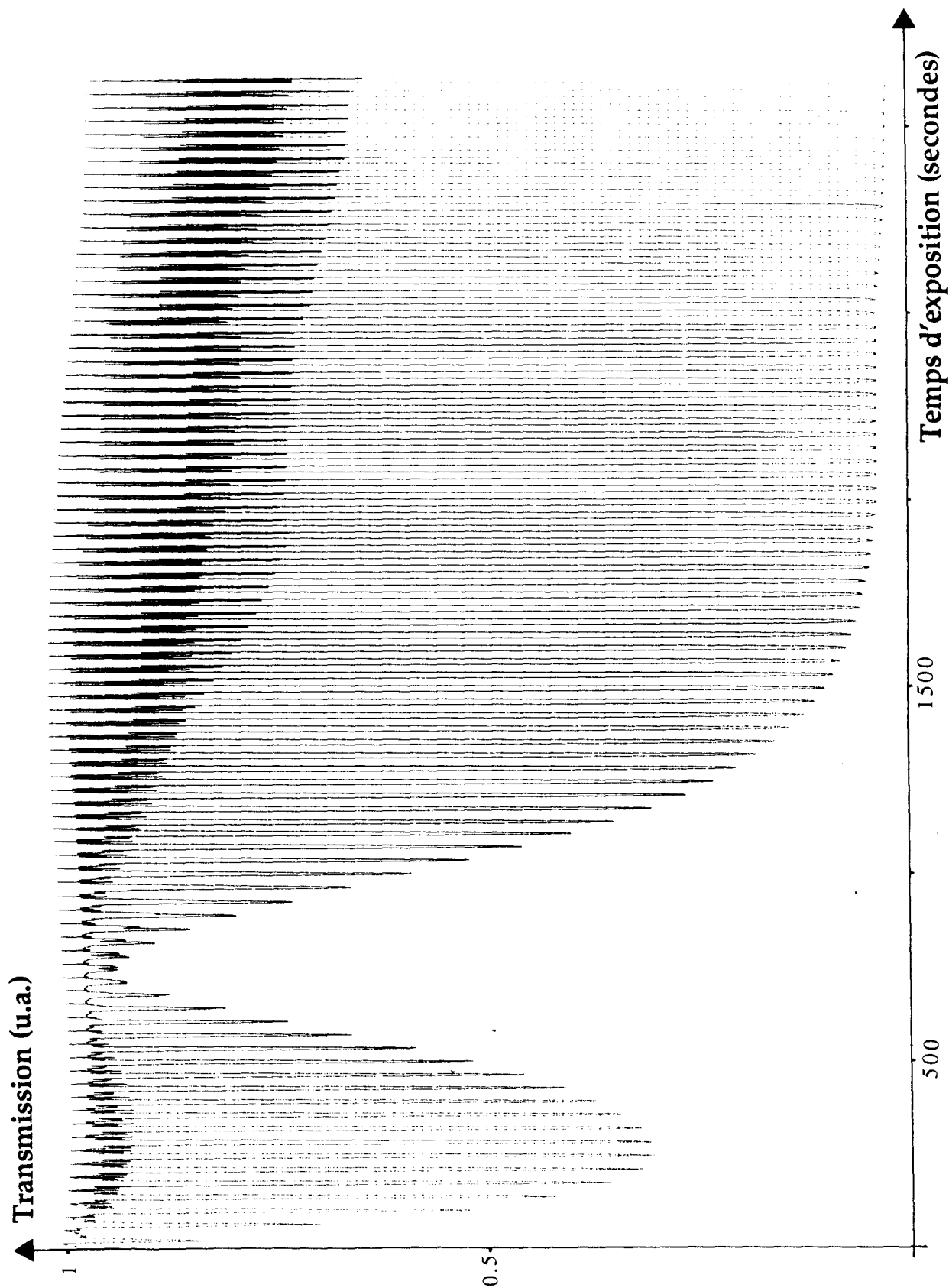


Figure I.6: Evolution de la transmission spectrale de la fibre à λ_B conditions : longueur du réseau 2mm, Fluence: 25 W/cm², Fibre D.

photosensibilité n'est malheureusement pas unique et dépend à la fois des caractéristiques de la fibre et des traitements subis par celle-ci avant l'irradiation.

Par exemple, des expériences ont montré que quelques pulses et une densité d'énergie par pulse de 60 mJ/cm^2 suffisent à photoincrire un réseau de type II dans une fibre hydrogénée à forte biréfringence de contrainte [55].

Ces réseaux présentent l'avantage d'être inscrits rapidement (un seul pulse) et offrent la possibilité de les réaliser lors du procédé de fibrage. Néanmoins, ils présentent une qualité spectrale très médiocre (pertes importantes dans les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg) et les conditions d'obtention d'une bonne reproductibilité posent des problèmes [54].

Réseau de type IIA.

En 1993, Xié et al. ont observé une dynamique de croissance de réseau dans une fibre fortement dopée au germanium différente de celle du type I et du type II [48]. Dans leurs expériences, l'évolution de la transmission de la fibre n'est pas monotone en fonction du temps (cas d'une irradiation avec un laser continu) ou du nombre de pulses (cas d'une irradiation avec un laser pulsé). Ils ont tout d'abord observé une décroissance de la transmission de la fibre à la longueur d'onde de Bragg λ_B associée à la formation d'un réseau de type I. En poursuivant l'inscription, ils ont constaté l'effacement de ce réseau de type I puis la recroissance d'un nouveau réseau toujours à la longueur d'onde de Bragg λ_B (figure I.6). Ils ont attribué la formation de ce second réseau à un nouveau régime de photosensibilité dit de type IIA. Ils ont également observé lors de l'inscription du réseau de type I, un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers les longueurs d'onde croissantes. Par contre, du début de l'effacement du réseau de type I jusqu'à la construction d'un réseau de type IIA, λ_B s'est légèrement décalée vers les longueurs d'onde décroissantes. La croissance du réseau de type I est donc bien attribuée, comme nous l'avons vu précédemment, à une augmentation de l'indice du coeur de la fibre ($\Delta n_{\text{moy}} > 0$). Par contre l'effacement de ce réseau et la croissance d'un réseau de type IIA est à attribuer à une diminution de l'indice du coeur ($\Delta n_{\text{moy}} < 0$).

Pour rendre compte de cette dynamique, Xié et al. ont développé un modèle phénoménologique faisant appel à une compétition entre la photosensibilité de type I et celle de type IIA [56]. Le modèle suppose que 2 processus physico-chimiques produisent en chaque point du coeur de la fibre des variations d'indice de signes contraires. La variation d'indice positive (type I) se produit rapidement alors que la variation d'indice négative (type IIA) s'établit

selon une dynamique plus lente. La compétition entre les 2 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 [56].

Les dynamiques de formation de réseau de type IIA ont été mises en évidence dans des fibres germanosilicates fortement dopées de très petits coeurs (diamètre de 2 à 3 μm) et dans les fibres silicates dopées à l'azote [40,48].

Différentes expériences menées au L.D.M.P. de Lille et développées dans cette thèse montrent que la cinétique d'apparition d'un réseau de type IIA dépend fortement de « l'histoire » de la fibre avant l'irradiation UV [58, 59]. Par exemple, dans une fibre germanosilicate hydrogénée sous haute pression, la photosensibilité de type IIA n'existe pas [48, 58]. Par contre si on laisse l'hydrogène désorber en partie hors de la fibre à l'air libre, un réseau de type IIA commence à apparaître pour des temps d'irradiation relativement longs [58]. Plus l'hydrogène désorbe de la fibre, plus la cinétique d'apparition d'un réseau de type IIA est rapide. La photosensibilité de type IIA sera plus particulièrement étudiée dans le chapitre II de cette thèse.

D.II.- Stabilité thermique des réseaux

La permanence de la photosensibilité des fibres à température ambiante ou à des températures plus élevées fait l'objet de nombreuses études [48, 60, 61, 62, 63]. Il s'agit d'une donnée essentielle pour certaines applications dans le domaine des télécommunications qui nécessitent des stabilités importantes à long terme. Ce problème est encore plus critique dans le domaine des laser à fibre. Un faisceau de pompe généralement de puissance de plusieurs centaines de watts est injecté dans le coeur de la fibre. Cette puissance élève la température de la fibre et donc la température du miroir de Bragg accélérant alors la décroissance de la modulation d'indice. La stabilité thermique à long terme (plusieurs années) du miroir de Bragg est un élément capital dans le maintien des performances de la source laser lors de son utilisation.

Les études de stabilité thermique sont réalisées en soumettant des réseaux de Bragg à des élévations thermiques et en observant l'évolution des variations d'indice photoinduites Δn_{mod} et Δn_{moy} qui deviennent alors une fonction du temps t et de la température T à laquelle la fibre est soumise.

Un modèle traitant de la permanence de l'effet photoréfractif a récemment été proposé par Erdogan et al. [60]. Ce modèle suppose que la variation d'indice résulte de la capture d'électrons dans des pièges d'énergies différentes distribuées autour d'une énergie moyenne ΔE . 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 . Erdogan et al. établissent ainsi la relation suivante qui régit l'évolution de la variation d'indice au cours du temps:

$$\Delta n_{\text{mod}}(t, T) = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{[(kT \ln v_0 t) - \Delta E]}{kT_0}\right\}} \quad (15)$$

k est la constante de Boltzmann. T_0 et v_0 sont des paramètres respectivement homogènes à une température et à une fréquence. Les valeurs de ces paramètres dépendent des caractéristiques de la fibre. Ce modèle reproduit bien le comportement, lors d'une destruction thermique, de réseaux réalisés en pulsé ou en continu dans des fibres non hydrogénées. Patrick et al. ont montré un désaccord entre ce modèle (relation (15)) et des recuits isochrones de réseaux de Bragg inscrits dans des fibres hydrogénées [61].

En outre, ce modèle est applicable uniquement dans le cas de réseaux de type I. La dynamique de destruction thermique de réseaux de type IIA est plus complexe et ne peut être modélisée par la relation (15) [48]. En effet, lors de l'inscription d'un réseau de type IIA, il se produit une compétition entre deux mécanismes photoréfractifs (type I et IIA) engendrant une variation d'indice de signe opposé. Or, ces deux mécanismes ont des températures de destruction différentes de sorte que l'évolution de Δn_{mod} en fonction de la température peut s'avérer également non monotone. Cet effet n'est pas du tout reproduit par la relation (15).

I. Riant et al. ont montré que la stabilité thermique dépendait aussi des conditions d'inscription [62].

Il n'existe donc pas de modèle prédictif de la stabilité thermique de réseaux de Bragg de tout type.

Nous allons maintenant présenter les températures de destruction de réseaux associés à différents types de photosensibilités dans les fibres germanosilicates: Type I, Type IIA et Type II.

D .II.a. Fibres non hydrogénées

Photosensibilité de type I

Les réseaux de type I ont les stabilités thermiques les plus faibles. En effet, un chauffage isochrone du réseau de Bragg pendant 30 minutes à 100°C est parfois

suffisant pour observer une diminution significative (diminution de 3%) du coefficient de réflexion du réseau, et donc de l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction, tandis que pour d'autres fibres et d'autres conditions d'inscription, des températures de 300°C sont nécessaires. Cette large gamme de températures de destruction s'explique par la diversité des mécanismes à l'origine de la photosensibilité de type I [1, 5, 46, 47]. Ces mécanismes contribuent dans des proportions différentes selon les fibres à une variation positive de l'indice du matériau (centres colorés, photodensification) [4, 46, 47]. Néanmoins, les réseaux de type I se détruisent tous lors d'un chauffage prolongé (quelques minutes à plusieurs jours) à la température de 450°C [49, 60, 61, 62, 63].

Photosensibilité de type IIA

Dans les expériences réalisées à Lille, tous les spectres de type IIA commencent à s'effacer vers 550°C et ne sont plus détectés vers 800°C [48]. Ces résultats sont valables dans toutes les fibres où ce type de photosensibilité a été observé et cela quelque soit le traitement subi par la fibre avant l'irradiation (chauffage, contrainte appliquée sur la fibre) [40, 48, 62]. Ces réseaux s'avèrent donc très stables et la durée de vie de composants tout fibre à base de réseaux de type IIA, à température ambiante, est particulièrement importante (quelques dizaines d'années). Par ailleurs, la température à partir de laquelle ces réseaux commencent à se détruire est définie de façon plus précise que les réseaux de type I et constitue un paramètre physique pertinent pour caractériser la photosensibilité de type IIA.

Photosensibilité de type II

Les réseaux de type II présentent la stabilité la plus grande lorsqu'ils sont soumis à une élévation de température. Leur réflectivité à la longueur d'onde de Bragg λ_B n'évolue pas avant une élévation de température de l'ordre de 700°C [54,55]. Ces réseaux sont ensuite complètement détruits à une température de 1000°C. De même que pour la photosensibilité de type IIA la température de destruction de réseaux de type II constitue un bon paramètre de caractérisation de ce type de photosensibilité.

D.II.b.Fibres hydrogénées

Comme nous l'avons vu précédemment, le traitement des fibres avec de l'hydrogène sous pression permet d'obtenir des variations d'indice importantes dans les verres silicates. La formation de ces réseaux a été attribuée à des mécanismes de variation d'indice associés à la photosensibilité de type I. Néanmoins, la stabilité de ces réseaux réalisés dans des fibres hydrogénées est moins bonne que dans des fibres non hydrogénées. Des températures de début de destruction allant de 23°C à 150°C ont en effet été observées [61].

D.III.- Coefficient de diffraction

Nous allons maintenant définir un nouveau paramètre dont la valeur permet de caractériser le type de photosensibilité observée. Ce paramètre est le coefficient de diffraction égal au rapport entre la puissance diffractée par le réseau de Bragg et la puissance injectée dans la fibre optique. En effet, en plus du couplage entre 2 modes contrapropagatifs de la fibre, la photoinscription d'un réseau de Bragg s'accompagne d'un couplage entre le mode LP_{01} guidé et le continuum de modes radiatifs. Cet effet provoque une fuite de lumière transversalement hors de la fibre à des longueurs d'onde λ_i inférieures à la longueur d'onde de Bragg λ_B . L'efficacité de ce couplage sera étudiée en détail dans le chapitre II de cette thèse. Le phénomène de diffraction dépend de la longueur d'onde λ_i du faisceau injecté dans la fibre, de la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau, de la valeur de Δn_{mod} et de la longueur L du réseau. Nous allons maintenant présenter les valeurs de ce coefficient pour des réseaux associés à différents types de photosensibilité. La mesure de ce coefficient a été effectuée pour des valeurs de λ_B , λ_i , Δn_{mod} et L fixées.

Réseau de type I

Le phénomène de diffraction de lumière hors de la fibre est très faible pour ce type de photosensibilité. Le coefficient de diffraction a été mesuré à quelques 10^{-5} pour un Δn_{mod} de 10^{-4} . [64, 65].

Réseau de type IIA

Comme nous le verrons dans le chapitre II de cette thèse, l'apparition d'un réseau de type IIA s'accompagne d'une augmentation de la puissance diffractée par la fibre. Le coefficient de diffraction est alors mesuré à une valeur de quelques 10^{-3} [65, 66].

Réseau de type II

La visualisation avec un microscope à haute résolution, du coeur d'une fibre après la photoinscription d'un réseau de type II montre la présence de microfractures. Ces microfractures jouent le rôle d'éléments diffractants répartis en volume dans le coeur de la fibre. La photoinscription d'un réseau de type II est donc accompagnée d'une très forte diffraction de lumière hors de la fibre [54, 55]. Les pertes associées à cette diffraction sont alors non négligeables puisque des coefficients de diffraction de quelques 10^{-2} ont été évalués [54, 55].

E. DESCRIPTION SYNTHETIQUE DES MODELES DE LA PHOTOSENSIBILITE DES FIBRES GERMANOSILICATES

De nombreuses tentatives d'interprétation des origines de la photosensibilité mise en évidence par K.O. Hill [2] ont été publiées à ce jour. Certaines d'entre elles font appel à des phénomènes locaux impliquant des mécanismes physico-chimiques qui se produisent sur les zones irradiées du matériau (dimension de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$). D'autres sont développées à partir de modèles non locaux tels que le transport de charges ou d'atomes, ou le relâchement de contraintes. Les modèles locaux regroupent les modèles qui supposent la formation de centres colorés [4], la création de dipôles au voisinage des centres de défauts [67], le modèle de densification [68]. Les modèles non locaux présentés sont le modèle de charges d'espace [69], le modèle de relâchement de contraintes [70] et le modèle de densification photoélastique [71]. Les différentes tentatives d'interprétation des origines microscopiques de la photosensibilité des verres ont été décrites en détail par E. Fertein [16] ou dans différents articles de synthèse [4, 46, 47, 72]. Nous allons présenter ici les principaux modèles de photosensibilité susceptibles de rendre compte de l'ordre de grandeur des variations d'indice photoinduites. Le modèle de migration d'ions n'ayant pas

donné lieu à de nombreuses vérifications expérimentales ne sera pas présenté dans ce mémoire.

E.I. Modèle des centres colorés

Nous présentons ce modèle pour une fibre optique dopée à l'oxyde de germanium. Lors de l'élaboration d'une fibre germanosilicate par le procédé M.C.V.D., il se produit une oxydation à haute température de différents constituants (Si, P, B, Ge). A la température à laquelle s'effectue cette réaction, GeO est beaucoup plus stable que GeO₂. Le mélange vitreux présente donc une proportion insuffisante d'oxygène. Le composé est dit "non stoechiométrique". Ce manque d'oxygène dans le verre autorise la formation de liaisons Ge-Si ou Ge-Ge dans la matrice SiO₂:GeO₂. L'existence de ces liaisons provoque l'apparition d'une bande d'absorption UV centrée à 244 nm [73].

L'irradiation d'une fibre germanosilicate par un rayonnement UV (244 nm) ou visible (514,5 nm) induit une rupture de ces liaisons Ge-X (X désigne un atome de Ge ou de Si) par un processus d'absorption respectivement à un ou deux photons. La rupture de ces liaisons s'effectue en libérant un des électrons mis en jeu dans la liaison Ge-X (photoionisation). Ceci entraîne la création de plusieurs défauts ou centres colorés dénommés Ge(E'), Ge(1), Ge(2) présentant des bandes d'absorption respectivement à 198 nm, 281 nm et 213 nm [74, 75]. L'insolation UV ou visible d'une fibre germanosilicate se traduit donc par une modification des populations de défauts et des bandes d'absorption qui leur sont attribuées.

Ce phénomène, appelé "photochromisme" produit un excès de pertes significatif dans le domaine spectral ultraviolet et visible. La création de bandes d'absorption dans l'UV associée à la formation de centres colorés modifie la polarisabilité du milieu et peut expliquer l'origine de la variation d'indice.

A partir de ces observations, de nombreux auteurs ont calculé les modifications de l'indice de réfraction à l'aide des relations de Kramers-Kronig. Ces relations traduisent celle qui existe entre les variations du coefficient d'absorption du matériau et les variations de son indice de réfraction. L'enregistrement des spectres d'absorption ($\Delta\alpha(\lambda, F)$), associés aux centres colorés, est effectué généralement dans un domaine spectral limité compris entre λ_1 et λ_2 . Une formulation simplifiée des relations de Kramers-Kronig peut s'écrire :

$$\Delta n(\lambda', F) = \left(\frac{1}{2\pi^2} \right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\Delta\alpha(\lambda, F)}{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda'} \right)^2} d\lambda \quad (16)$$

F représente un ou plusieurs paramètres d'inscription et λ' la longueur d'onde à laquelle on désire calculer Δn . En réalité la mesure de $\Delta\alpha(\lambda)$ n'est effectuée que sur une zone spectrale nécessairement limitée si bien qu'il est impossible de tenir compte de toutes les bandes d'absorption des centres de défaut.

La validité de ce modèle de Kramers-Kronig testée par plusieurs auteurs consiste à calculer Δn à l'aide de la relation (16) puis de comparer le résultat avec les valeurs expérimentales de Δn [4, 76, 77, 78]. Généralement, le spectre d'excès de pertes, résultant d'un certain temps d'insolation d'une préforme, est mesuré sur une gamme spectrale s'étendant de 165 nm à 400 nm [77]. Ensuite, la valeur calculée Δn à l'aide des relations de Kramers-Kronig est comparée à celle mesurée à partir d'un réseau inscrit dans la fibre tirée de la même préforme. Les expériences sont réalisées avec la même fluence UV. Cette comparaison est valable si l'amplitude des spectres d'excès de pertes ($\Delta\alpha(\lambda)$) est une fonction linéaire de la fluence du faisceau UV. L'irradiation de la fibre par un champ de frange sinusoidale pour réaliser un réseau de Bragg insole le matériau avec une densité d'énergie sinusoidale. Une réponse non linéaire du matériau se traduit alors par une répartition non sinusoidale de $\Delta\alpha(\lambda)$ le long de l'axe de la fibre. Leconte et al. ont montré des phénomènes de saturation dans les spectres d'excès de pertes et proposent une méthode plus rigoureuse de l'utilisation des relations de Kramers-Kronig [78].

E.II. Modèle de densification

L'existence d'une variation d'indice induite par un phénomène de densification, lors de l'irradiation UV à 248 nm de fins films SiO_2 amorphe, a été observée par Fiori et al. [68]. Cette constatation s'interprète grâce à la relation de Lorenz/Lorentz reliant la variation relative d'indice $\Delta n/n$ d'un matériau avec sa variation relative de densité $\Delta\rho/\rho$:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \quad (17)$$

Dans l'expression (17), la variation de polarisabilité du milieu n'est pas prise en compte. La linéarité de cette relation a été vérifiée expérimentalement

par Fiori et al. pour des variations relatives de densité allant jusque 22% [68]. Les auteurs montrent également que le phénomène de densification induit par l'irradiation UV est équivalent à la densification d'un verre soumis à une force de pression hydrostatique. Il se produit alors un changement de la structure locale du verre par un effondrement de l'ordre des anneaux selon lesquels les molécules SiO_2 s'assemblent [79].

La première mise en évidence expérimentale d'une densification dans une préforme germanosilicate a été ensuite apportée par B. Poumellec en 1995 [80]. L'expérience a consisté à photoinscrire un réseau de Bragg de pas Λ dans le coeur d'une lame de préforme à l'aide d'un laser pulsé de longueur d'onde 244 nm. L'examen par microscopie interférométrique à balayage de phase a mis en évidence une corrugation de périodicité Λ imprimée dans une vallée [80]. Cette vallée ne résultait pas d'une photoablation: un recuit thermique à 500°C d'une vallée de 30 nm réduit cette vallée à 2 nm: la surface est redevenue presque plate indiquant une expansion du matériau densifié [81, 82]. B. Poumellec et al. ont élaboré un modèle de densification photoélastique prenant en compte le changement de polarisabilité du milieu (lame de préforme) résultant de la corrugation et de la vallée [71]. Ce modèle permet de calculer la modification de l'indice de réfraction. Les valeurs théoriques calculées rendent compte de 70% à 90% des valeurs mesurées dans les préformes [81, 82].

Dans les fibres, H. Limberger et al. ont observé des modifications de l'état de contraintes lors de l'irradiation UV [83]. La création de contraintes tensives a été interprétée comme résultant du compactage du coeur de la fibre [84]. Enfin, P. Cordier et al. ont réalisé des enregistrements par microscopie électronique par transmission d'une partie du coeur d'une fibre germanosilicate [85]. Ils apportent la première observation expérimentale d'une photodensification du coeur de la fibre.

Le phénomène de densification contribue donc pour une part importante à l'augmentation d'indice lors de l'inscription d'un réseau de type I dans une fibre hydrogénée. Lorsque la fibre est hydrogénée, il apparaît que le phénomène de densification ne rend compte que de 10% de l'indice photoinduit dans le matériau [47, 82].

E.III.Modèle de relâchement de contraintes

Ce modèle est décrit dans la thèse de doctorat de E. Fertein et nous en rappelons les principaux aspects [16].

Préalablement à toute irradiation lumineuse, le coeur d'une fibre est le plus souvent sous contraintes tensives [83,84]. Ces contraintes réparties dans le coeur et la gaine se développent lors de la fabrication de la préforme, puis de la fibre. L'existence de ces contraintes s'explique par la différence entre les coefficients de dilatation thermique du coeur d'une fibre dopée α_{co} ($\alpha_{co} = 2.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour de la silice dopée avec 20% de Germanium) et de la gaine optique α_{cl} ($\alpha_{cl} = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Ainsi lorsque, lors de sa fabrication, la fibre est amenée à une température inférieure à la température de transition vitreuse T_g (température pour laquelle l'échantillon passe de l'état liquide à l'état solide vitreux), le coeur se retrouve sous contraintes tensives ($\alpha_{co} > \alpha_{cl}$). Dans le cas de la symétrie cylindrique (r, θ, z) de la fibre et grâce à l'approximation de déformation plane, les contraintes σ_r , σ_z , et σ_θ s'écrivent [70,72]:

$$\sigma_z = \sigma_r + \sigma_\theta = \frac{E}{1-\nu} (\alpha_{co} - \alpha_{cl}) (T_g - T) \quad \text{pour } r < a \quad (18)$$

a désigne le rayon du coeur de la fibre, E et ν sont les modules d'Young et de Poisson supposés identiques dans le coeur et dans la gaine optique de la fibre. Pour certaines fibres fortement dopées à l'oxyde de germanium, la tension axiale σ_z peut atteindre plusieurs centaines de MégaPascals [72].

L'indice de réfraction d'un matériau est modifié lorsque l'on applique des contraintes. La loi liant la variation d'indice à celle des contraintes σ_x , σ_y et σ_z en coordonnées cartésiennes s'écrit [70,72]:

$$n_x = n_0 - C_1 \sigma_x - C_2 (\sigma_y + \sigma_z) \quad (19)$$

n_0 est l'indice de coeur de la fibre soumis à aucune contrainte, C_1 , C_2 sont des coefficients photoélastiques positifs.

Sceats et al. ont alors été les premiers à émettre l'hypothèse selon laquelle l'irradiation UV induit un relâchement de contraintes tensives dans le coeur de la fibre [86]. La variation d'indice ainsi obtenue est positive (relation (19)).

Mais des expériences récentes de Fonjallaz et al démontrent par une méthode directe, l'augmentation de contraintes tensives lors de l'inscription d'un réseau dans une fibre [83, 84]. Ces observations sont en contradiction avec le modèle de relâchement de contrainte. La relation (19) conduit alors à une variation négative de l'indice de réfraction de la fibre au cours de l'insolation. Ce modèle n'est donc pas applicable à la photosensibilité de type I mais pourrait expliquer la variation négative de l'indice de réfraction observée lors de l'inscription de réseaux de Bragg de type IIA.

F. CONCLUSION

Ce premier chapitre propose un état de l'art de la photosensibilité des fibres germanosilicates et des méthodes d'inscription de réseaux les plus courantes. Nous nous sommes focalisés sur les fibres dopées au germanium car elles sont les plus utilisées en télécommunications optiques et possèdent les variations d'indice les plus importantes (10^{-2}).

Ce chapitre permet également de prendre conscience que les mécanismes de la photosensibilité sont nombreux et complexes. Il est par exemple difficile de définir des paramètres fiables caractérisant tel ou tel type de photosensibilité. Les conditions d'inscription (longueur d'onde UV, fluence par pulse, nombre de pulses, ...), et l'histoire de la fibre préalablement à l'irradiation (état de contrainte du coeur, hydrogénation, chauffage, ...) influencent la dynamique et la valeur de la variation d'indice photoinduite.

G. REFERENCES DU CHAPITRE I

- [1] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, « Photosensitivity in optical fibers », *Ann. Rev. Mater. Sci.* 23, 125-157 (1993).
- [2] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, « Photosensitivity in optical fiber waveguides : application to reflection filter fabrication », *Appl. Phys. Lett.* 32, 647-649 (1978).
- [3] G. Meltz, W. W. Morey, W. H. Glenn, « Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method », *Opt. Lett.* 14, 823-825 (1989).
- [4] D. P. Hand and P. St. J. Russel, « Photo-induced refractive index changes in germanosilicate fibers », *Opt. Lett.* 15, 102-104 (1990).
- [5] R. Kashyap, « Photosensitive optical fibers: Devices and Applications », *Opt. Fib. Tech.* 1, 17-34 (1994).
- [6] P. J. Lemaire, R.M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, « High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity in GeO₂ doped optical fibers », *Elec. Lett.* 29, 1191-1193 (1993).
- [7] F. Bilodeau, B. Malo, J. Albert, D. C. Johnson, K. O. Hill, Y. Hibino, M. Abe and M. Kawachi, « Photosensitization of optical fiber and silica on silicon/ silica waveguides, » *Opt. Lett.* (18) 953-955 (1993).
- [8] D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage, R. Kayshap and R. Campbell, « Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres », *Elect. Lett.* 29, 43-47 (1993).
- [9] L. Dong, J. L. Cruz, L. Reekie, M. G. Xu and D.N. Payne, « Enhanced photosensitivity in tin-codoped germanosilicate optical fibers », *IEEE Photon. Technol. Lett.* 7, 1048-1050 (1995).
- [10] E. M. Dianov, K. M. Golant, V. M. Maashinsky, O. I. Medvedkov, I. V. Nikolin, O. D. Sazhin and S.A. Vasiliev, « Highly photosensitive germanosilicate fibre codoped with nitrogen », communication privée.
- [11] J. Albert, B. Malo, K.O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson and S. Theriault, « Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silica optical fibers exposed to intense ArF excimer laser pulses », *Appl. Phys. Lett.* 67, 3529-3531 (1995).
- [12] K. Beckley and P. Herman, « Fiber photosensitivity using 157nm radiation from a F2 laser », *CLEO'97, OSA Technical Digest Series*, volume 11, Baltimore Convention Center, May 18-23, p 107 (1997).

- [13] E. M. Dianov, D. S. Stardubov, S. A. Vasiliev, A.A. Frolov and O.I. Medvedkov, « Refractive-index gratings written by near-ultraviolet radiation », *Opt. Lett.* 22, 221-223 (1997).
- [14] B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, J. Albert, D. C. Johnson and K. O. Hill, « Ultraviolet light photosensitivity in Ge-doped silica fibers: wavelength dependence of the light-induced index change, » *Opt. Lett.* (15) p 953-955 (1990).
- [15] S. Legoubin, « Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photo-inscrits dans des fibres optiques », Thèse de doctorat d'Université, Lille, Octobre 1994.
- [16] E. Fertein, « Contribution à l'étude de la photoréfraction dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de germanium », Thèse de doctorat d'Université, Lille, Février 1995.
- [17] B. Leconte, «Réalisation de filtres de Solc dans des fibres à fortes biréfringence de forme. Inscription de réseaux de Bragg par irradiation transverse à l'aide d'un masque de phase», Mémoire de D. E. A , Lille, Juin 1994.
- [18] T. Taunay, « Contribution à l'étude des mécanismes de la photosensibilité de verres et de fibres dopés par des ions de terres rare ou par de l'oxyde de germanium », Thèse de doctorat d'Université, Lille, Février 1997.
- [19] W X; Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon and T. Georges, « Second order diffraction efficiency of Bragg gratings written within germanosilicate fibres », *Opt. Comm.* 101, 85-91 (1993).
- [20]: L. B. Jeunhomme, « Single Mode Fiber Optics: Principles and applications », Marcel Dekker Editeur, N.Y. , (1983).
- [21] J. P. Pocholle, « Caractéristiques de la propagation guidée dans les fibres optiques monomodes », *Revue Technique, Thomson CSF*, N°4, p. 881, (1983).
- [22] D. K. W. Lam and B.K. Garside, «Characterization of single mode optical fiber filters», *Appl. Opt.* 20, 440-445 (1981).
- [23] W. W. Morey, G. Meltz, W. H. Glenn, « Photoinduced Bragg gratings in optical fibres», *Optics and Photonics News*, 14-16 (1994).
- [24] C. G. Askins, T. E. Tsai, G. M. Williams, M. A. Putnam, M. Bashkansky and E. J. Friebele, « Fiber Bragg reflectors prepared by a Single Excimer Pulse », *Opt. Lett.* 17, 833-835 (1992)
- [25] J. Perrocheau, « La microlithographie électronique », documentation technique Thomson/LCR
- [26] Documentation QPS
- [27] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A. E. White, « Production of in-fibre gratings using a diffractive optical elements », *Elec. Lett.* 29, 566-568 (1993)

- [28] P. E. Dyer, R. J. Farley, R. Giedl, « Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase mask » *Opt. Comm.* 115, 327-334 (1995).
- [29] I. Riant, P. Sansonetti, H. Février, S. Artigaud, « Réalisation d'un filtre de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique à l'aide d'un montage interférométrique constitué d'un miroir unique », communication aux JNOG, 26-27 Mai, Marseille, (1993).
- [30] S. J. Mihailov and M. C. Gower, « Periodic cladding surface structures induced when recording fiber Bragg reflectors with a single pulse from a KrF excimer laser, » *Appl. Phys. Lett.* 65, 2639-2641 (1994).
- [31] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D.C. Johnson, J. Albert, « Point by point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques », *Electron. Lett.* 29, 1668-1669 (1993).
- [32] J. Stone, « Interactions of hydrogen and deuterium with silica optical fibers: a review », *J. of Light. Techn. LT5*, n°5, 712-734 (1987).
- [33] P. J. Lemaire, « Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long term loss increase », *Opt. Eng.* 30, 780-789 (1991).
- [34] J. Crank, « Mathematics of diffusion », Oxford, U. Press, London (1975).
- [35] P. J. Lemaire, A. M. Vengsarkar, W. A. Reed and D. J. DiGiovanni, « Thermally enhanced ultraviolet photosensitivity in GeO_2 and P_2O_5 doped optical fibers » *Appl. Phys. Lett.* 66, 2034-2036 (1995).
- [36] M. M. Broer, R. L. Cone and J.R. Simpson, « Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in Ce^{3+} doped silica optical fibers », *Opt. Lett.* 16, 1391-1393 (1991).
- [37] L. Dong, P.J. Wells, D. P. Hand and D. N. Payne, « Photosensitivity in Ce^{3+} doped optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. B* 10, 89-93 (1993).
- [38] B. Malo, J. Albert, F. Bilodeau, T. Kitagawa, D. C. Johnson, K.O. Hill, K. Hattori, Y. Hibino and S. Gujrathi, « Photosensitivity in phosphorus-doped silica glasses and optical waveguides », *Appl. Phys. Lett.* 65, 394-396 (1994).
- [39] J. Canning and M. G. Sceats, *Elect. Lett.* 31, 576-577 (1995).
- [40] E. M. Dianov, K.M. Golant, R. R. Kharpko, A.S. Kurkov, B. Leconte, M. Douay, P. Bernage and P. Niay, « Grating formation in a germanium free silicon oxynitride doped fibre », Submitted to *Electronics Letters*.
- [41] L. Dong, J. L. Cruz, J. A. Tucknott, L. Reekie, P. St. Russel, D.N Payne, « Photosensitivity in tantalum-doped silica optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. B* 12, 1747-1750 (1995).

- [42] J. L. Archambault, L. Reekie, L. Dong and P.St.J. Russel, « High reflectivity photorefractive Bragg gratings in germania free optical fibers », CLEO'94, CWK 3, 242-243, Anheim, USA (1994).
- [43] J. Cannings, M. G. Sceats, H. G. Inglis, P. Hill , « Transient and permanent gratings in phosphosilicate optical fibers produced by the flash condensation technique», Opt. Lett. 20, 2189-2191 (1995).
- [44] L. Dong, J. L. Archambault, E. Taylor, M. P. Roe, L. Reekie and P. St. Russel, « Strong photosensitive gratings in tin-doped phosphosilicate optical fibers », Opt. Lett. 20, 1982-1984 (1995).
- [45] W. W. Morey, G. Meltz and W. H. Glenn, « Photoinduced Bragg gratings in optical fibres», Optics and Photonics News, 14-16 (1994).
- [46] B. Poumellec and F. Kerbouche, « The photorefractive Bragg gratings in the fibers for telecommunications », J. Phys. III 6, 1595-1624 (1996).
- [47] M. Douay, W.X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, B. Poumellec, L. Dong, J. F. Bayon, H. Poignant and E. Delevaque, « Densification involved in the UV based Photosensitivity of silica glasses and optical fibers », J. of Ligh. Tech. 15, accepted for publication in August (1997).
- [48] W.X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec, « Experimental evidence of two types of photorefractive effects occuring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibers », Opt. Comm. 104, 185-195 (1993).
- [49] D. L. Williams and R.P. Smith, « Accelerated lifetime tests on UV written intra-core gratings in boron germania codoped silica fibre », Elect. Lett. 31, 2120-2121 (1995).
- [50] G. Meltz and W. W. Morey, « Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity », International workshop on Photoinduced Self-Organisation Quebec, Canada, SPIE- The international Society for Optical Engineering, (1991).
- [51] R. M. Atkins and R. P. Espindola, « Photosensitivity and grating writing in hydrogen loaded germanosilicate core optical fibers at 325 and 351nm », Appl. Pys. Lett. 70, 1068-1069 (1997).
- [52] H. Patrick and S. L. Gilbert, « Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in a optical fiber », Opt. Lett. 18, 1484-1486 (1993).
- [53] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A. E. White, « Production of in-fibre grating using a diffractive optical element », Elect. Lett. 29, 566-568 (1993).

- [54] J. L. Archambault, L. Reekie and P. St. J. Russell, «100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibers by single excimer pulse », *Electron. Lett.* 29, 453-455 (1993).
- [55] P.C. Hill, G.R. Atkins, J. Canning, G.C. Cox and M.G. Sceats, "Writing and visualization of low-threshold type II Bragg gratings in stressed optical fibers," *Appl. Opt.* 33, 7689-7694 (1995).
- [56] P. Niay, P. Bernage, S. Legoubin, M. Douay, W.X. Xie, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec, « Behavior of spectral transmission of Bragg gratings written in germania-doped fibres: Writing and erasing experiments using pulsed or cw UV exposure », *Opt. Comm.* 113, 176-192 (1994).
- [57] H. Poignant, J. F. Bayon, E. Delevaque, M. Monerie, P. Niay, P. Bernage and M. Douay, « Influence of the H₂ loading on the kinetics of type IIA fiber Bragg grating photoinscription », in *IEEE Colloquium Optical Fiber gratings*, London, England, Feb. 1997.
- [58] W.X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, T. Taunay, J. F. Bayon, E. Delevaque and M. Monerie, « Photoinscription of Bragg gratings within preform plates of high NA germanosilicate fibers: Searching for an experimental evidence of type IIA photosensitivity in preform plates », *Opt. Comm.* 124, 295-300 (1996).
- [59] T. Taunay, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, W.X. Xie, D. Pureur, P. Cordier, J.F. Bayon, H. Poignant, E. Delevaque and B. Poumellec, « Bragg grating inscriptions within strained monomode high NA germania doped fibers: Part I- Experimentation », *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30, 40 (1997).
- [60] T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire and D. Monroe, « Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings », *J. Appl. Phy.* 76, 73-80 (1994).
- [61] H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard and M. D. Gallagher, « Annealing of Bragg gratings in hydrogen loaded optical fiber », *J. Appl. Phys.* 78, 2940-2945 (1995).
- [62] I. Riant, S. Borne and P. Sansonetti, « Dependence of fiber Bragg grating thermal stability on fabrication process », in *OFC'96*, vol. 2, OSA Tech. Dig. Series, paper TuO5 (1996).
- [63] M. Douay, E. Fertein, W.X. Xie, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon and T. Georges, « Thermal hysteresis of Bragg wavelengths in intra core fiber gratings », *IEEE Photon. Tech. Lett.* 5, 1331-1334 (1993).
- [64] M. Janos, J. Canning and M. G. Sceats, "Incoherent scattering losses in optical fiber Bragg gratings," *Opt. Lett.* 21, 1827-1829 (1996).

- [65] D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and M. Monerie, "Optical power transversely scattered from fiber Bragg gratings: far-field measurements and modeling," *J. Opt. Soc. Am. A* 14, (1997).
- [66] D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and E. Delavaque, « Characterisation of the light scattered from type IIA phase gratings », *Proceedings SPIE « Doped Fiber Devices and Systems II » Denver, 2841, 121, (1996).*
- [67] J.P. Bernardin and N. M. Lawandy, "Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibres", *Opt. Comm.* 79, 194-199 (1990).
- [68] C. Fiori and R. A. B. Devine, " Ultraviolet irradiation induced compaction and photobleaching in amorphous thermal SiO₂ ", *Mat. Res. Soc. Symp.* 61, 188-195 (1986).
- [69] F. P. Payne, « Photorefractive gratings in single-mode optical fibres », *Elect. Lett.* 25, 498-499 (1989).
- [70] M. G. Sceats and P.A. Krug, « Photoviscous annealing - Dynamics and stability of photorefractive in optical fibers » in *Photosensitivity and Self-Organization in Optical Fibers and Waveguides*, F. Ouellette, Editor, *Proc. SPIE* 2044, 113-120 (1993).
- [71] B. Poumellec, P. Niay, M. Douay and J. F. Bayon, "The UV induced refractive index grating in Ge:SiO₂ preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index ", *J. of Phys. D: Appl. Phys.* 29, 1842-1856 (1996).
- [72] M. G. Sceats, G. R. Atkins and S. B. Poole, "Photolytic index changes in optical fibers", *Ann. Rev. Mater. Sci.* 23, 381-410 (1993).
- [73] V. Garino Canina, « Oxyde de germanium vitreux, silice vitreuse », *Verres Réfractaires* 6, 313-323 (1958).
- [74] T. E. Tsal, E. J. Friebele, M. Rajaram and S. Mukhapadhyay, « Structural origin of the 5.16 eV optical absorption band in silica and Ge-doped silica », *Appl. Phys. Lett.* 64, 1481-1483 (1994).
- [75] E. V. Anoikin, A. N Guryanov, D. D. Gusovskii, V. M. Mashinskii, S. I. Miroshnichenko, V. B. Neustruev, V. A. Tikhomirov and Yu B. Zverev, « Photoinduced defects in silica glass doped germanium and cerium », *Sov. Lightwave. Comun.* 1, 123-131 (1991).
- [76] R. M. Atkins, V. Mizrahi and T. Erdogan, « 248 nm induced vacuum UV spectral changes in optical fibre preform cores: support for a color centre model for photosensitivity », *Elect. Lett.* 29, 385-387 (1993).

- [77] P. St. J. Russel, D.P. Hand, Y.T. Chow and L.J. Poyntz-Wright, "Optically-induced creation, transformation and organization of defects and colour-centres in optical fibres", Proc. of Int. Work. in Photo-Self-Orga. in Opt. Fib., Proc SPIE, 1516-1529 (1991).
- [78] B. Leconte, W.X. Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon, E. Delavaque and H. Poignant, « Analysis of color center related contributions to Bragg gratings formation in GeO₂:SiO₂ fibre based on a local Kramers-Kronig transformations of excess loss spectra », Soumis à Appl. Opt. (Juillet 1996).
- [79] J. P. Bernardin and N. M. Lawandy, "Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibres", Opt. Comm. 79, 194-199 (1990).
- [80] B. Poumellec, I. Riant, P. Niay, P. Bernage and J. F. Bayon, "UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge:SiO₂ preforms: interferometric microscopy investigations", Opt. Mater. 4, 404-409 (1995).
- [81] M. Douay, P. Bernage, D. Ramecourt, P. Niay, J. F. Bayon, H. Poignant, « Thermal destruction of UV induced compaction in germanosilicate preform plates », SPIE Proceedings , « Doped Fiber Devices and Systems II », Denver, vol. 2841, 258 (1996).
- [82] M. Douay, W.X. Xie, P. Bernage, D. Pureur, P. Niay, B. Poumellec and L. Dong, « Annealing of gratings photowritten in tin-codoped germanosilicate preform plates and fibers », SPIE proceedings, « photosensitive Optical Matériaux and Devices », 2998, 82 (1997).
- [83] H. G. Limberger, P. Y. Fonjallaz, R. P. Salathé, F. Cochet and B. Leuenberger, « Correlation of index changes with stress changes in fibers containing UV written Bragg gratings » in XXth European Conference on Optical Communication, Florence, 1005-1008 (1994).
- [84] H. G. Limberger, P. Y. Fonjallaz, R. P. Salathé and F. Cochet, « Compaction- and photoelastic-induced index changes in fiber Bragg gratings », Appl. Phys. Lett. 68, 3069-3071 (1996).
- [85] P. Cordier, S. Dupont, M. Douay, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon and L. Dong, « Transmission electron microscopy evidence of densification associated to Bragg grating photoimprinting in germanosilicate optical fibers », Accepté dans Appl. Phys. Lett., Janvier 1997.
- [86] M. G. Sceats and S. B. Poole, « Stress relief - the mechanism of photorefractive index control in fibre cores », Proceedings of the Sixt. Aust. Conf. on Opt. Fib. Tech., 302-305.

Chapitre II

Etude de l'efficacité du couplage introduit par l'inscription d'un réseau de Bragg de courte période, entre le mode fondamental et les modes radiatifs

A. INTRODUCTION

Dans le chapitre I, nous avons discuté de la variation périodique de l'indice de réfraction du coeur d'une fibre qui conduit au couplage entre deux modes guidés contrapropagatifs. Cette modulation de l'indice du coeur est assimilable à un réseau de Bragg, dont la réponse spectrale est centrée autour de la longueur d'onde λ_B . La variation d'indice photoinduite peut en outre créer un couplage entre le mode guidé et les modes de gaines (ou le continuum de modes radiatifs) à des longueurs d'onde inférieures à λ_B . Ce couplage vers les modes radiatifs induit une diffusion de la puissance optique transportée par les modes guidés, hors du coeur de la fibre, à l'endroit où a été inscrit le réseau. Les pertes peuvent atteindre 99% pour une modulation de l'indice de réfraction de quelques 10^{-3} réalisée sur une fibre du CNET (ref: ST447) hydrogénée [1]. Les réponses spectrales de ces composants deviennent alors bien plus complexes que celles présentées sur les figures I.5 et I.6.

Ce couplage entre le mode guidé et les modes de gaines (ou le continuum de modes radiatifs) lors de l'inscription d'un réseau de Bragg a déjà été observé dans différentes configurations expérimentales [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Dans le cas des réseaux de Bragg de courtes périodes (avec un pas typiquement égal à $0.45 \mu\text{m}$), ce phénomène est important pour des modulations de l'indice de réfraction de l'ordre de la différence d'indice entre le coeur et la gaine. Toutefois,

Kaskyap et al. ont réalisé des réseaux de Bragg possédant une faible variation d'indice mais avec des traits non perpendiculaires à l'axe de la fibre. Ceci leur a permis d'aplatir la courbe de gain des amplificateurs à fibre dopée erbium [2, 13]. Le fait d'incliner les traits du réseau d'un angle θ , compris entre 2° et 15° , augmente l'efficacité du couplage vers les modes de gaine mais diminue le couplage entre les modes contrapropagatifs. Le choix de l'angle d'inclinaison θ permet donc d'introduire des pertes dans un domaine spectral particulier, large de quelques nanomètres, avec de faibles modulations d'indice égale à 10^{-4} [2, 10, 11, 12, 13]. Parallèlement, d'autres auteurs ont démontré qu'un pas de réseau de 200 à 400 μm augmente le coefficient de couplage vers les modes de gaines. Ce type de réseau est appelé "réseau à grand pas" [6, 7, 8]. Notre étude ne portera pas sur ces composants.

Les réseaux de type II, obtenus à l'aide d'un seul pulse UV de forte fluence, favorisent également le couplage vers les modes radiatifs [4, 5]. La réalisation de ces réseaux s'accompagne en effet d'une fusion locale de la fibre provoquant l'apparition de dommages (fractures) dans le coeur de celle-ci [14]. Ces défauts de structures jouent ensuite le rôle d'éléments diffractants et augmentent des pertes de la puissance transportée par le mode guidé dans le coeur.

Du point de vue des télécommunications optiques, ce couplage vers les modes de gaines et/ou vers le continuum des modes radiatifs est néfaste pour certaines applications. Il conduit à des atténuations excessives dans un large domaine spectral proche de la longueur d'onde de Bragg. Les réseaux de Bragg sont des filtres destinés aux systèmes de télécommunication utilisant la propagation simultanée de porteuses à différentes longueurs d'onde (systèmes multicolores). Ce type de filtres va alors, du fait de ce couplage parasite, également perturber les autres longueurs d'onde en introduisant des pertes. C'est à fin de minimiser ce couplage vers les modes radiatifs que des études ont été conduites au C.N.E.T. Lannion [1, 15].

Dans le cas des lasers à fibre, la longueur d'onde de la radiation pompe est souvent inférieure à la longueur d'onde de Bragg. Cette radiation pompe peut être sévèrement atténuée lors de la propagation dans les réseaux constituant la cavité laser. Ces pertes conduisent alors à des rendements photoniques médiocres. Le but de ce chapitre est donc d'identifier et de modéliser les pertes par couplages créées par les miroirs de Bragg.

Dans toutes les expériences citées précédemment, le couplage vers le continuum radiatif a toujours été étudié en observant la transmission spectrale de la fibre à des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg. Au lieu de considérer uniquement les pertes introduites, nous allons directement

étudier, dans le second chapitre de cette thèse, les propriétés de la puissance optique diffractée par le réseau, hors de la fibre. Dans une première partie, nous présenterons tout d'abord les caractéristiques spectrales de la transmission d'une fibre lors de l'inscription de réseaux de bragg réalisés avec des modulations d'indice importantes ($\Delta n = 10^{-3}$).

Nous caractérisons ensuite la répartition spatiale et angulaire de la puissance optique diffractée. Ces études seront menées comparativement pour des réseaux de type I et de type IIA.

Dans une seconde partie, nous essayons de corréler l'augmentation de la puissance optique diffractée avec l'apparition d'un réseau de type IIA. Nous verrons ainsi qu'une étude de la répartition angulaire de la puissance optique diffractée apporte des informations complémentaires très importantes sur les mécanismes de photosensibilité.

Dans une troisième partie, nous présentons un modèle théorique permettant de rendre compte de nos observations. Finalement, nous détaillons une utilisation possible de la lumière diffractée, lors de l'inscription d'un réseau, en vue d'applications à l'usage des télécommunications.

B. ETUDE EXPERIMENTALE COMPAREE DU COUPLAGE RADIATIF INDUIT PAR DES RESEAUX DE TYPE I ET DE TYPE IIA.

B.I. Caractéristiques de la transmission de la fibre lors d'un couplage introduit entre le mode guidé et le continuum des modes radiatifs.

B.I.a. Rappels : Distinction entre les modes de gaine et les modes radiatifs.

Les modes radiatifs

L'ensemble des champs électromagnétiques susceptible d'exister dans une fibre optique peut s'exprimer sous la forme d'une somme de deux termes. Le premier est une sommation sur tous les modes guidés existant dans le coeur de la

fibre et dans la gaine. Ces modes ont une structure discrète et assurent le transport de l'énergie lumineuse le long du coeur et de la gaine. Le second terme représente quant à lui, une sommation sur le continuum de modes radiatifs (modes non guidés) qui assurent le transport de l'énergie hors de la fibre [3, 16, 17].

Les modes radiatifs (modes non guidés) obéissent à la plupart des lois établies pour les modes guidés (équation de propagation, relations d'orthogonalité, de normalisation). Néanmoins, la différence essentielle entre ces deux régimes de propagation réside dans le fait qu'aucune équation aux valeurs propres ne peut être écrite pour les modes radiatifs. Ces derniers ne sont soumis à aucune condition aux limites et possèdent une structure de champ oscillante partout dans la fibre. L'excitation des modes radiatifs favorise alors non pas un transport d'énergie le long de la fibre mais un transport d'énergie hors de celle-ci.

les modes de gaine

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté le continuum de modes radiatifs en supposant les dimensions de la gaine infinies ou lorsque l'influence de l'interface gaine/air est négligeable. En fait, comme le montre le profil d'indice d'une fibre dénudée, représenté sur la figure II.1, cette gaine a une dimension finie (125 μm). La taille de la gaine reste néanmoins bien plus grande que celle du coeur et cela ne modifie donc en rien la structure des modes guidés.

La structure des modes de gaine existe du fait d'une discontinuité importante entre l'indice de l'air et celui de la silice. Cette discontinuité de l'indice à l'interface air/gaine est distribuée selon un cylindre qui constitue une cavité. Il devient alors possible de considérer à la fois le coeur et la gaine de la fibre comme le coeur d'une fibre multimode. Les modes propres de cette cavité sont quantifiés et on parle de modes de gaine. Sa taille autorise la formation de plusieurs milliers de modes (typiquement la fréquence normalisée est de l'ordre de $V = 500$) dont l'étude peut s'effectuer avec un modèle de rayons. Les modes de gaine représentent donc une fraction discrétisée du continuum de modes radiatifs pour lesquels la condition de réflexion totale à l'interface gaine/air est vérifiée [16, 17].

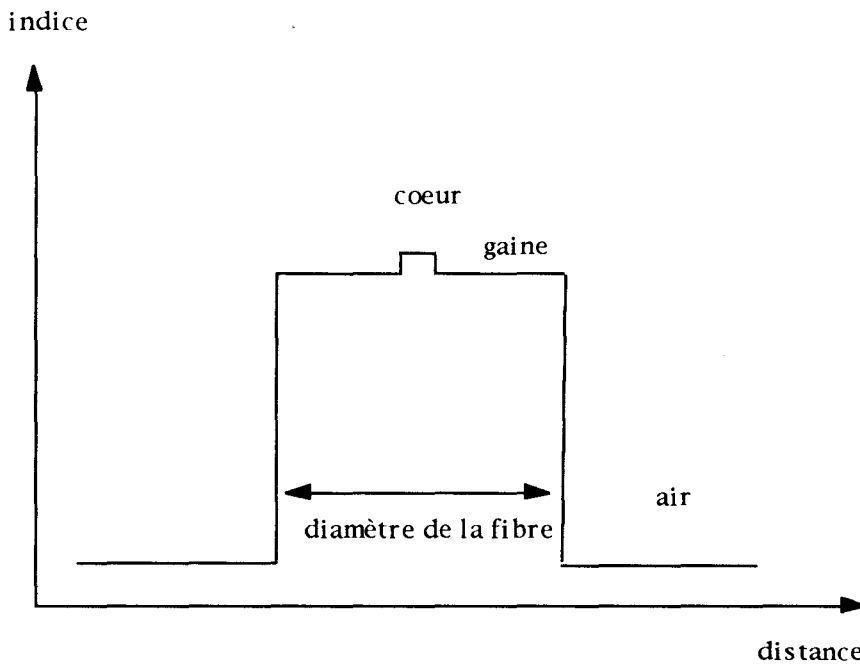


Figure II-1: Schéma simplifié du profil d'indice d'une fibre optique suivant la direction radiale. Aucune distinction n'est ici faite entre l'indice de la gaine optique et celui de la gaine mécanique (non représentée).

B.I.b. Montage expérimental

Les réseaux étudiés au cours de ce travail de thèse ont été réalisés à l'aide de deux sources laser: l'une fonctionne en régime pulsé, l'autre en régime continu. Chaque source génère un faisceau ultraviolet de longueur d'onde 244 nm proche de la bande d'absorption à 240 nm de la silice dopée à l'oxyde de germanium. Le faisceau est filtré spatialement et étendu à l'aide de télescopes afocaux selon les directions horizontales ou verticales. Après ce traitement spatial, le faisceau est envoyé dans un interféromètre de Lloyd. Son revêtement polymère retiré, la fibre est placée perpendiculairement aux plans des franges. Une attention toute particulière est apportée lors du positionnement de la fibre dans le champ d'interférence de façon à minimiser l'inclinaison des franges par rapport à l'axe de la fibre. En effet, l'inclinaison des traits du réseau d'un angle θ perturbe fortement le couplage entre les différents modes et donc la réponse spectrale du réseau de Bragg [2, 10, 11, 12]. L'erreur possible sur l'inclinaison des traits du réseau par rapport à l'axe de la fibre a été évaluée à 4.10^{-3} radians (0.23°).

Référence de la fibre	Dopants du coeur	diamètres du coeur et de la gaine	longueur d'onde de coupure	Δn coeur/gaine
A (FPG 2034)	29% GeO ₂ molaire	$\varphi_c=2.7 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	1.2 μm	$3.9 \cdot 10^{-2}$
B (FPGA469Pr ₂)	17.5% GeO ₂ molaire Pr ³⁺ : 500 ppm mass. Al ₂ O ₃ : 0.5% molaire	$\varphi_c=1.8 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=110 \mu\text{m}$	0.68 μm	$2.65 \cdot 10^{-2}$
C (FPG 385)	6% GeO ₂ molaire	$\varphi_c=6.5 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	1.2 μm	$7.7 \cdot 10^{-3}$
D (fibre du contrat PHOTOS)	13% GeO ₂ molaire 18% B ₂ O ₃ molaire	$\varphi_c=6.7 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	1.32 μm	$8 \cdot 10^{-3}$
E (FPA 527 Ce)	Al ₂ O ₃ : 3.3% molaire Ce ³⁺ : 7000 ppm massique	$\varphi_c=5.2 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	0,74 μm	$5.2 \cdot 10^{-3}$
F (fibre biréfringente $\Delta n_{\text{bir}} = 2.1 \cdot 10^{-4}$) (BPG 513 Nd)	11% GeO ₂ molaire Al ₂ O ₃ : 0.5% molaire Nd ³⁺ : 700 à 800 ppm massique	$\varphi_c=2.4 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	0.74 μm	$1.7 \cdot 10^{-2}$
G (FPG 473 Nd)	19% GeO ₂ molaire Nd ³⁺ : 70 ppm Al ₂ O ₃ : 0.5%	$\varphi_c=1.8 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	0.74 μm	$2.9 \cdot 10^{-2}$
H (FPG 519 Nd)	9.3% GeO ₂ molaire Al ₂ O ₃ : 7% molaire Nd ³⁺ : 330 ppm massique	$\varphi_c=2.2 \mu\text{m}$ $\varphi_{\text{ext}}=125 \mu\text{m}$	0.79 μm	$2.6 \cdot 10^{-2}$

Tableau II-1: Caractéristiques des fibres utilisées dans le chapitre II et III de cette thèse. (les nomenclatures C.N.E.T. sont reportées en dessous de chaque référence de fibre).

Nous allons maintenant présenter le montage expérimental permettant de déterminer la réponse spectrale de la fibre pendant et après l'irradiation transversale du coeur par le faisceau UV (figure II.2). Le procédé expérimental décrit ci-après consiste à enregistrer la transmission spectrale $T(\lambda)$ de la fibre.

Pour cela, nous injectons tout d'abord le flux lumineux issu d'un laser à semi-conducteur accordable sur le bras n°1 d'un coupleur 2 vers 2. Ce laser, développé par la société Photonetics (laser Tunics), présente une émission monomode stable d'une puissance de 1 mW. Il est en outre accordable (sans sauts de modes) sur un domaine spectral allant de 1500 nm à 1565 nm. La largeur de raie d'émission a été fixée à 2 GHz afin de réduire les phénomènes d'interférences lors de l'utilisation du coupleur 2 vers 2. La jonction entre le laser Tunics et le coupleur est réalisée à l'aide de connecteurs dont les extrémités sont polies en angle pour réduire les réflexions parasites. Nous venons ensuite souder ou connecter la fibre, dans laquelle est photoinscrit le réseau de Bragg, sur le bras numéro 4 du coupleur.

Un détecteur numéro 1 (photodiode InGaAs/Ge avec amplificateur, bande passante de 20 kHz) est placé en sortie de la fibre étudiée et permet de suivre l'évolution de sa transmission en fonction de la longueur d'onde d'émission du laser. De même, le flux lumineux réfléchi par le réseau est collecté grâce au détecteur numéro 2 (photodiode InGaAs avec amplificateur, bande passante de 300 kHz). Ces deux détecteurs donnent, dans tout le domaine spectral accessible par le laser, la puissance transmise et réfléchi par la fibre au cours de l'inscription du réseau. L'extrémité du port numéro 3 du coupleur est, quant à elle, placée dans du liquide d'indice afin d'éviter les réflexions parasites susceptibles de modifier le spectre de transmission et de réflexion. Le laser Tunics et les détecteurs sont reliés à un P.C. muni d'une carte d'acquisition rapide (carte G.P.I.B.). Ce banc de caractérisation permet de suivre en temps réel l'évolution du spectre transmis et réfléchi par un réseau au cours de son inscription ou de sa destruction. Grâce à ce dispositif, le pouvoir de réflexion en intensité minimum détectable est de 0.03. Cette valeur définit la valeur minimale de Δn détectable égale à $5 \cdot 10^{-5}$.

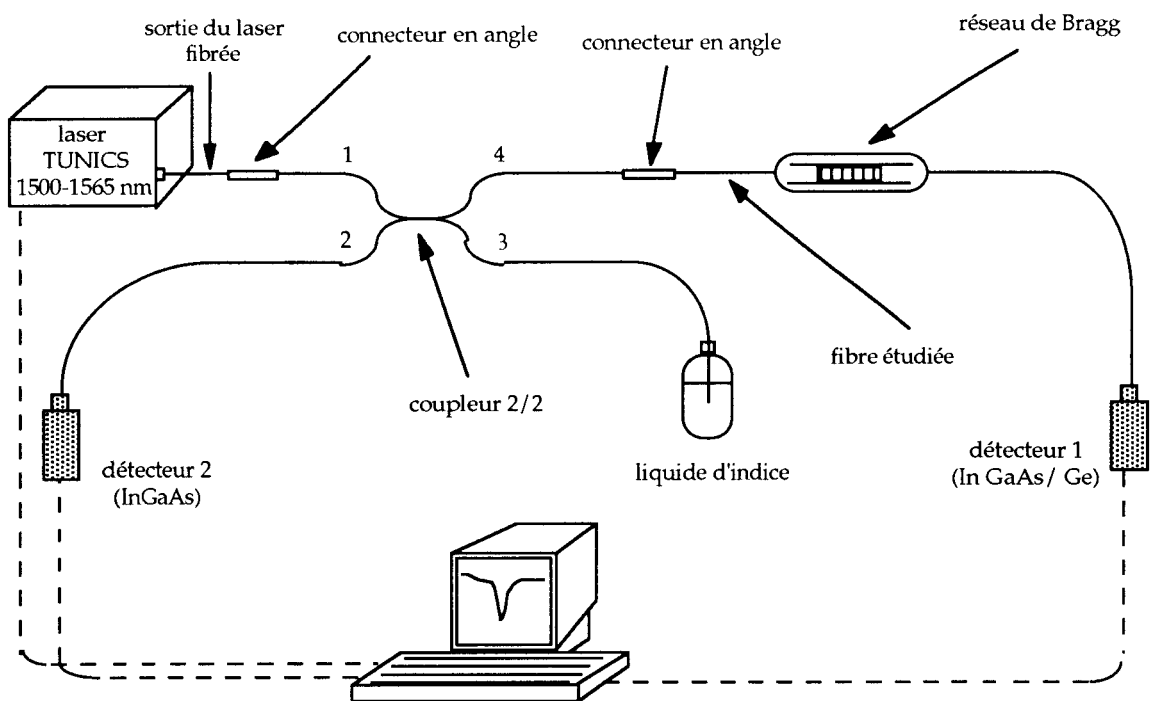


Figure II-2: Montage expérimental destiné à mesurer la réponse spectrale en réflexion et en transmission d'une fibre dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg.

B.I.c. Couplage vers les modes de gaine lors de l'inscription de réseau de type I

Lorsque les modulations d'indice des réseaux de type I deviennent trop importantes ($\Delta n = 10^{-3}$), les réponses spectrales des réseaux diffèrent de celles présentées sur la figure I-1. Il apparaît en effet des pertes en transmission à des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg.

La figure II.3 représente un exemple de spectre en transmission d'un réseau fortement réflecteur ($R = 97\%$) réalisé dans la fibre D avec une modulation de l'indice de réfraction Δn de 5×10^{-4} . La fibre étudiée possède un coeur dopé au germanium et codopé au bore afin d'augmenter sa photosensibilité (tableau II.1). Le spectre de la figure II.3 est caractérisé par une série de pics d'atténuation située à des longueurs d'onde inférieures à λ_B . Dans certaines fibres, ces atténuations peuvent atteindre 100 % [1]. Nous vérifions en outre que le spectre en réflexion de la fibre présente un profil spectral plat pour des longueurs d'onde inférieures à λ_B .

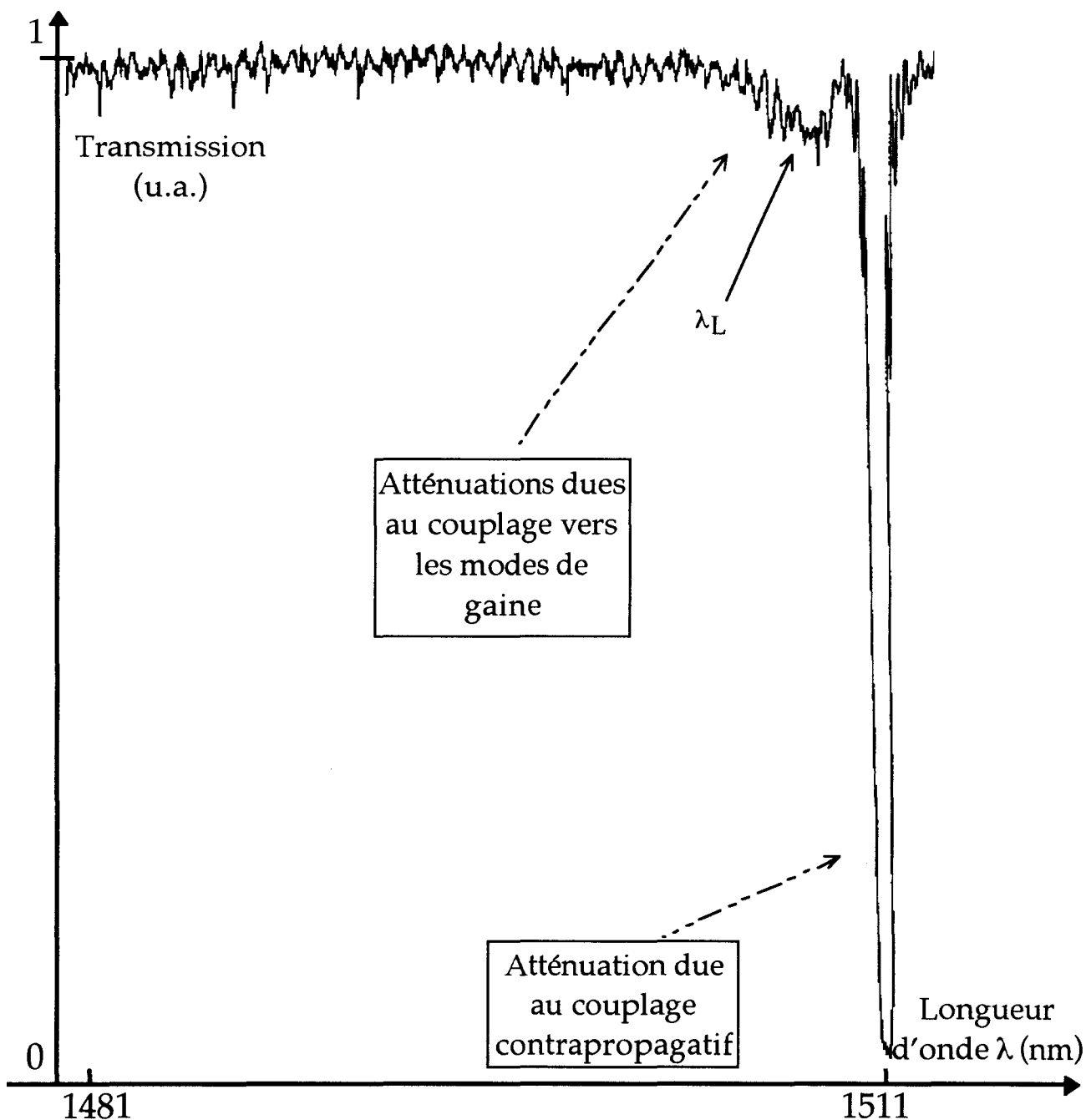


Figure II-3: Spectre en transmission de la fibre D dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg dit de type I. Les deux chutes en transmission sont dues respectivement au couplage entre les deux modes guidés contrapropagatifs de la fibre et au couplage du mode LP_{01} vers les modes de gaine. Ce réseau est réalisé grâce à une irradiation UV continue délivrée par un laser à argon ionisé doublé intracavité ($I = 33.3 \text{ W/cm}^2$ et temps d'irradiation $t = 1500 \text{ s}$). La longueur du réseau est de 3 mm et sa réflectivité est de 97% à la longueur d'onde $\lambda_B = 1511 \text{ nm}$.

Enfin, lorsque la fibre est placée dans du liquide dont l'indice est voisin de celui de la gaine, les pics d'atténuation disparaissent au profit d'une chute de transmission s'étendant sur plusieurs nanomètres, en dessous de λ_B .

Les pics d'atténuation décrits sont les conséquences d'un échange d'énergie entre le mode fondamental du coeur et les modes de la gaine. Sur la figure II.3, chaque pic d'atténuation traduit un couplage entre le mode guidé dans le coeur et un de ces modes. Lorsque la fibre est placée dans du liquide adaptateur, il n'y a plus de discontinuité d'indice due à l'interface air/gaine. Les échanges d'énergie ne se font alors plus entre le mode fondamental et les modes de gaine mais entre le mode fondamental et le continuum de modes radiatifs. En conséquence, les pics d'atténuation disparaissent mais il existe toujours une atténuation dans la même région spectrale.

Il est important de signaler que la contribution au couplage entre le mode guidé et les modes radiatifs induite par l'inclinaison accidentelle des traits du réseau est à négliger. En effet, ce couplage ne devient possible que si l'angle θ entre les plans d'égal indice et l'axe de la fibre vérifie la condition [2]:

$$\theta \geq \arccos \left(\frac{\Lambda}{\lambda} (n_2 + n_{\text{eff}}) \right) \quad (1)$$

où n_2 , n_{eff} et Λ désignent respectivement l'indice de la gaine, l'indice effectif du mode LP_{01} , et le pas du réseau. Plus la différence d'indice entre le coeur et la gaine est importante, plus l'angle θ est grand. Dans les fibres étudiées, l'angle θ minimum nécessaire pour induire un couplage de quelques pour-cents vers les modes rayonnants par inclinaison des traits du réseau est de 3° à 4° . Or, nous avons estimé expérimentalement l'angle possible d'inclinaison à 0.2° (soit $4 \cdot 10^{-3}$ rad). Par conséquent nous considérons dans la suite de cette étude que les traits des réseaux sont perpendiculaires à l'axe de la fibre.

Sur la figure II.3, nous observons une famille constituée de plusieurs modes de gaine. L'écart en longueur d'onde entre λ_B et λ_L est de 1.8 nm pour le réseau de la figure II.3, mais il peut atteindre 5 à 6 nm dans les fibres à grande différence d'indice coeur/gaine. La relation, liant λ_B à λ_L se déduit de l'accord de phase existant entre le mode guidé et le mode de gaine lors de l'inscription d'un réseau de pas Λ :

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

avec $\beta_r = \frac{2\pi n_r}{\lambda}$ et $\beta_{01} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$ les constantes de propagation du mode de gaine (d'indice effectif n_r) et du mode guidé (d'indice effectif n_{eff}). Or comme l'indice effectif d'un mode de gaine n_r est toujours inférieur à l'indice de la gaine n_2 , nous en déduisons :

$$\lambda_L = \frac{\lambda_B}{2} \left[\frac{n_2}{n_{\text{eff}}} + 1 \right] \quad (3)$$

Comme on peut le voir sur la figure II.3, l'espacement en longueur d'onde entre les différents pics d'atténuation n'est pas constant. Pour expliquer ce phénomène, nous nous plaçons dans l'approximation où le profil d'indice du coeur de la fibre reste spatialement uniforme dans un plan perpendiculaire à l'axe de la fibre après l'irradiation UV. Dans ce cas, il se produit préférentiellement un couplage entre deux modes de même symétrie azimutale [10]. Les seuls modes de gaine susceptibles d'être excités par une variation d'indice photoinduite uniforme possèdent alors la même symétrie circulaire que le mode LP_{01} guidé dans le coeur. Les modes de gaine générés appartiennent à la famille dites LP_{0m} , pour laquelle la distribution spatiale de l'intensité présente 0 minimum selon la coordonnée azimutale (allant de 0 à 2π) et m minima selon la coordonnée radiale (de 0 à a_g , rayon de la gaine). Nous visualisons cette famille sur la figure II.3.

Selon le théorie développée par Mizrahi et al., et pour la famille de modes LP_{0m} , les résonances de la cavité constituée par la gaine sont associées avec les zéros de la fonction de Bessel $J_0(\kappa a_g)$. κ désigne la composante transverse du vecteur d'onde des modes de gaine et vérifie la relation $\left[\kappa^2 + \beta^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda}$. A l'aide de l'expression de κ déduite de la condition de Bragg et de l'espacement moyen entre les zéros de la fonction $J_0(x)$, nous en déduisons l'espacement entre les résonances de la gaine [3]:

$$\delta\lambda \approx 3.1 \left[\frac{(\lambda_L)^{\frac{3}{2}} (\lambda_L - \lambda)^{\frac{1}{2}}}{2\pi n_g a_g} \right] \quad (4)$$

où a_g est le rayon de la gaine. Cette relation prévoit une évolution de l'écart entre les pics d'atténuation selon une loi en $\lambda^{1/2}$. Le tableau II.2 indique les valeurs mesurées sur la figure II.3 et calculées selon l'équation (4), de l'écart entre les pics

d'atténuations. Un bon accord entre la théorie et l'expérience indique une identification correcte de la famille de modes de gaines LP_{0m} .

λ (nm)	$\delta\lambda$ théorique (nm)	$\delta\lambda$ expérimental (nm)
1507.6	0.39	0.34
1506.8	0.48	0.46
1505.9	0.57	0.57
1505.2	0.63	0.69

Tableau II-2: Valeurs théoriques (dédites de la relation (4)) et expérimentales (extraites de la figure II-3) de la quantité $\delta\lambda$ à différentes longueurs d'onde. Ces valeurs caractérisent uniquement la première famille de modes de gaine dont le premier mode apparaît à la longueur d'onde $\lambda_L = 1509,1$ nm.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'efficacité du couplage introduit entre le mode guidé dans le coeur et les modes radiatifs, lors de l'inscription d'un réseau de phase. Cette étude a été initiée par Mizrahi [3] sur des réseaux de type I, puis par Erdogan [10] sur des réseaux à traits inclinés.

Si nous définissons les amplitudes des modes par $C_{01}(z)$ pour le mode guidé et par $C_\alpha(z)$ pour les modes radiatifs repérés par l'indice α , les équations de couplage entre les modes s'écrivent [17]:

$$\frac{dC_{01}(z)}{dz} = i \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \int_{\alpha} g_{\alpha,01} C_{\alpha}(z) e^{-i\Delta_{\alpha} z} \quad (5)$$

où Δn est la variation d'indice induite, et de même, pour tout mode radiatif α

$$\frac{dC_{\alpha}(z)}{dz} = i \frac{\pi \Delta n}{\lambda} g_{\alpha,01} C_{01}(z) e^{i\Delta_{\alpha} z} \quad (6)$$

la quantité $\left[\Delta_{\alpha} = \beta_{\alpha} + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda} \right]$ désigne le terme d'accord de phase tandis que l'intégrale de recouvrement $g_{\alpha,01}$ entre le mode guidé et le mode radiatif s'écrit comme suit:

$$g_{\alpha,01} = \frac{\int_A \varphi_{\alpha} \varphi_{01} ds}{\sqrt{\int_{\infty} \varphi_{\alpha}^2 ds \int_{\infty} \varphi_{01}^2 ds}} \quad (7)$$

φ_{01} et φ_{α} désignent respectivement l'amplitude transverse du mode guidé et du mode radiatif. A est l'aire transverse sur laquelle la perturbation d'indice est réalisée suite à l'irradiation et la quantité ds est un élément de surface en coordonnées cylindriques. Le système d'équation précédent ne prend pas en compte le couplage, résonant à λ_B , entre les deux modes propres contrapropagatifs se propageant dans le coeur de la fibre. Ce modèle, valable quelque soit la forme donnée à Δn , prend en compte uniquement le couplage vers les modes radiatifs (interface gaine/air négligée ou gaine infinie). La solution de ce système d'équations est étudiée sous la forme d'une analyse de Wigner-Weiskopf [3, 18].

La solution s'écrit comme suit:

$$\frac{dC_{01}(z)}{dz} = -\left[\pi \left(\frac{\pi \Delta n}{\lambda}\right)^2 (g_{\alpha,01})^2 \frac{\beta}{\kappa}\right] C_{01}(z) \quad (8)$$

Nous constatons que l'efficacité du couplage du mode guidé LP_{01} vers les modes radiatifs dépend quadratiquement de la variation d'indice photoinduite et de l'intégrale de recouvrement entre ces modes, calculée sur la section transverse du coeur. Enfin, rappelons que le résultat (8) est valable uniquement si la variation d'indice photoinduite Δn est uniformément répartie dans un plan perpendiculaire à l'axe de la fibre.

B .I.d. Couplage vers les modes de gaine lors de l'inscription d'un réseau de type IIA.

Le spectre en transmission de la fibre D dans laquelle est photoinscrit un réseau de type IIA est montré sur la figure II.4. Ce spectre présente tout d'abord une première chute de la transmission de 97% à la longueur d'onde de Bragg $\lambda_B = 1511$ nm. Cette atténuation est à attribuer à un couplage entre les deux modes contrapropagatifs guidés dans le coeur de la fibre et révèle une modulation de l'indice de réfraction Δn de 5×10^{-4} . Celle-ci est identique à celle réalisée dans le cas du réseau de type I (figure II.3).

Tout comme pour les réseaux de type I obtenus avec des modulations d'indice importantes, le spectre d'un réseau de type IIA présente également une multitude de pics d'atténuation à des longueurs d'onde inférieures à λ_B .

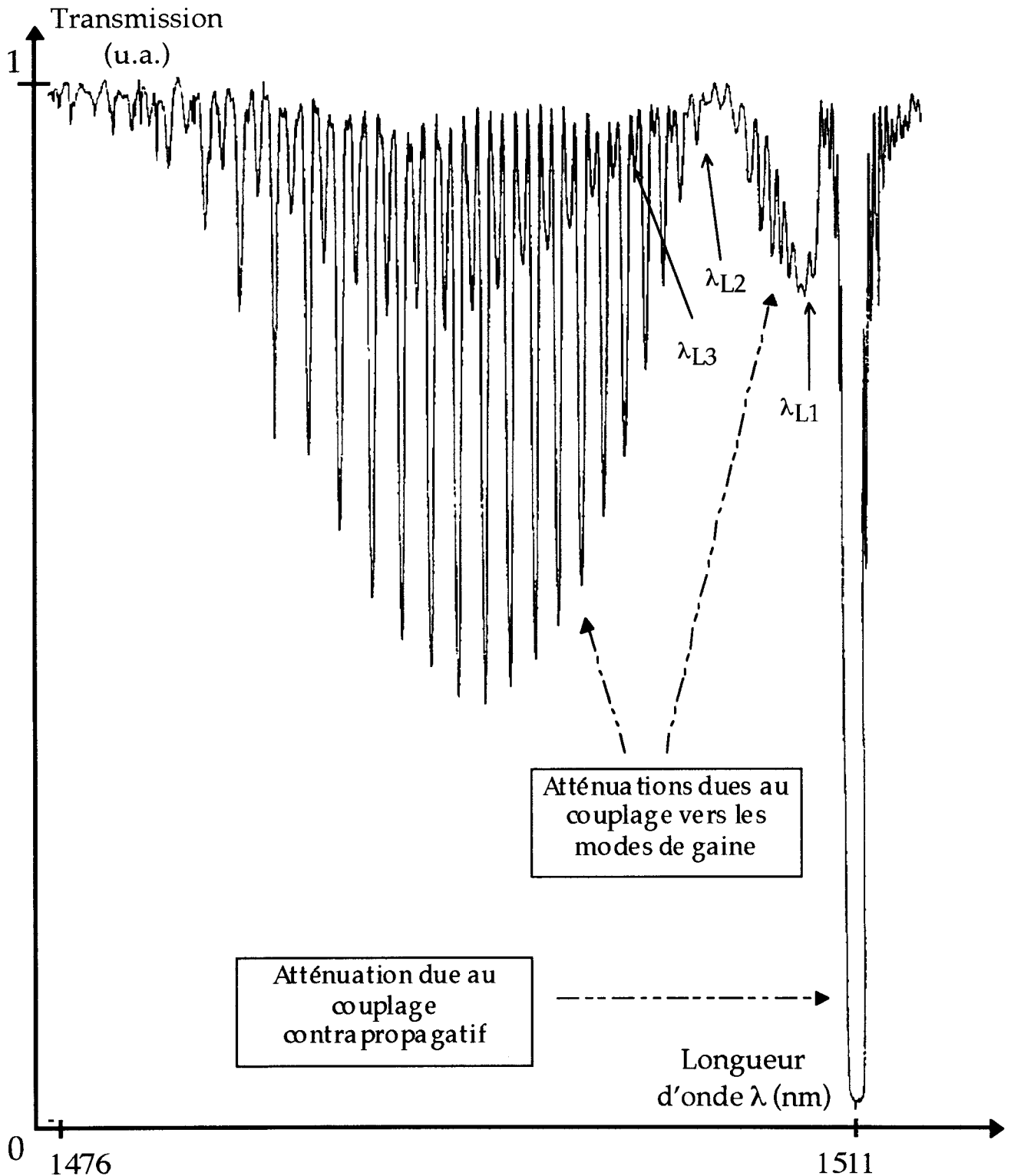


Figure II-4: Spectre en transmission de la fibre D dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg dit de type II A présentant un grand coefficient de réflexion mesuré à λ_B . Le couplage vers les modes de gaine fait nettement apparaître plusieurs familles distinctes de modes. Le réseau a été photoinscrit avec le laser continu ($I = 33.3 \text{ W/cm}^2$; $t = 12700 \text{ s}$). Sa longueur est de 3 mm et sa réflectivité est de 97% à $\lambda_B = 1511 \text{ nm}$. Les pertes à $\lambda = 1494 \text{ nm}$ sont de 60%.

Néanmoins, comme on peut le voir sur la figure II.4, ces résonances consistent cette fois en plusieurs familles distinctes de pics. La première série de pics d'atténuation commence à une longueur d'onde λ_{L1} située à 1.8 nm en dessous de λ_B . La seconde série de pics d'atténuation est la plus importante et apparaît à la longueur d'onde λ_{L2} située 7 nm en dessous de λ_B . Une troisième famille de modes de gaine débute quant à elle à la longueur d'onde λ_{L3} à 8.3 nm en dessous de λ_B . Pour ces trois structures distinctes de modes de gaine, l'écart entre les résonances augmente lorsque la longueur d'onde diminue.

Au cours de nos expériences, nous constatons que l'existence de plusieurs familles de modes de gaine excités s'avère être une particularité du spectre des réseaux de type IIA. Pour valider cette affirmation, nous présentons sur la figure II.5 le spectre en transmission de la fibre D dans laquelle est inscrit un réseau de type IIA de faible réflectivité ($R = 14\%$). Bien que dans ce cas la modulation de l'indice soit faible ($\Delta n = 8 \times 10^{-5}$), nous observons plusieurs familles de modes de gaine conduisant à des atténuations importantes dans le spectre de transmission de la fibre.

Lors de la photoinscription d'un réseau de type IIA, il semble que notre hypothèse selon laquelle la modulation de l'indice reste uniforme dans le plan de section transverse du coeur de la fibre, ne soit plus vérifiée. En effet, l'existence de plusieurs familles de modes de gaine ne peut s'expliquer que par une rupture de la symétrie azimutale de la fibre [10]. En plus du couplage du mode guidé LP_{01} dans le coeur vers une première famille de modes de gaine à symétrie circulaire LP_{0m} , nous observons également un échange d'énergie entre ce mode LP_{01} et d'autres familles de modes avec une symétrie différente LP_{nm} (l'indice n caractérisant l'ordre de symétrie azimutale du mode).

B.I.e. Conclusion

L'inscription de réseaux de types I et IIA réalisés avec des modulations d'indice importantes induit des atténuations dans la transmission de la fibre à des longueurs d'onde vérifiant la relation (2). Ces atténuations sont les conséquences d'un échange d'énergie entre le mode fondamental et les modes de gaine. La symétrie circulaire des modes de gaine excités lors de la réalisation de réseaux de type I démontre l'uniformité de la modulation de l'indice photoinduite dans un plan perpendiculaire à l'axe de la fibre. Un premier modèle théorique a été développé par Mizrahi [3] pour rendre compte du couplage entre le mode guidé dans le coeur et les modes radiatifs, induit par une modulation uniforme de l'indice de réfraction.

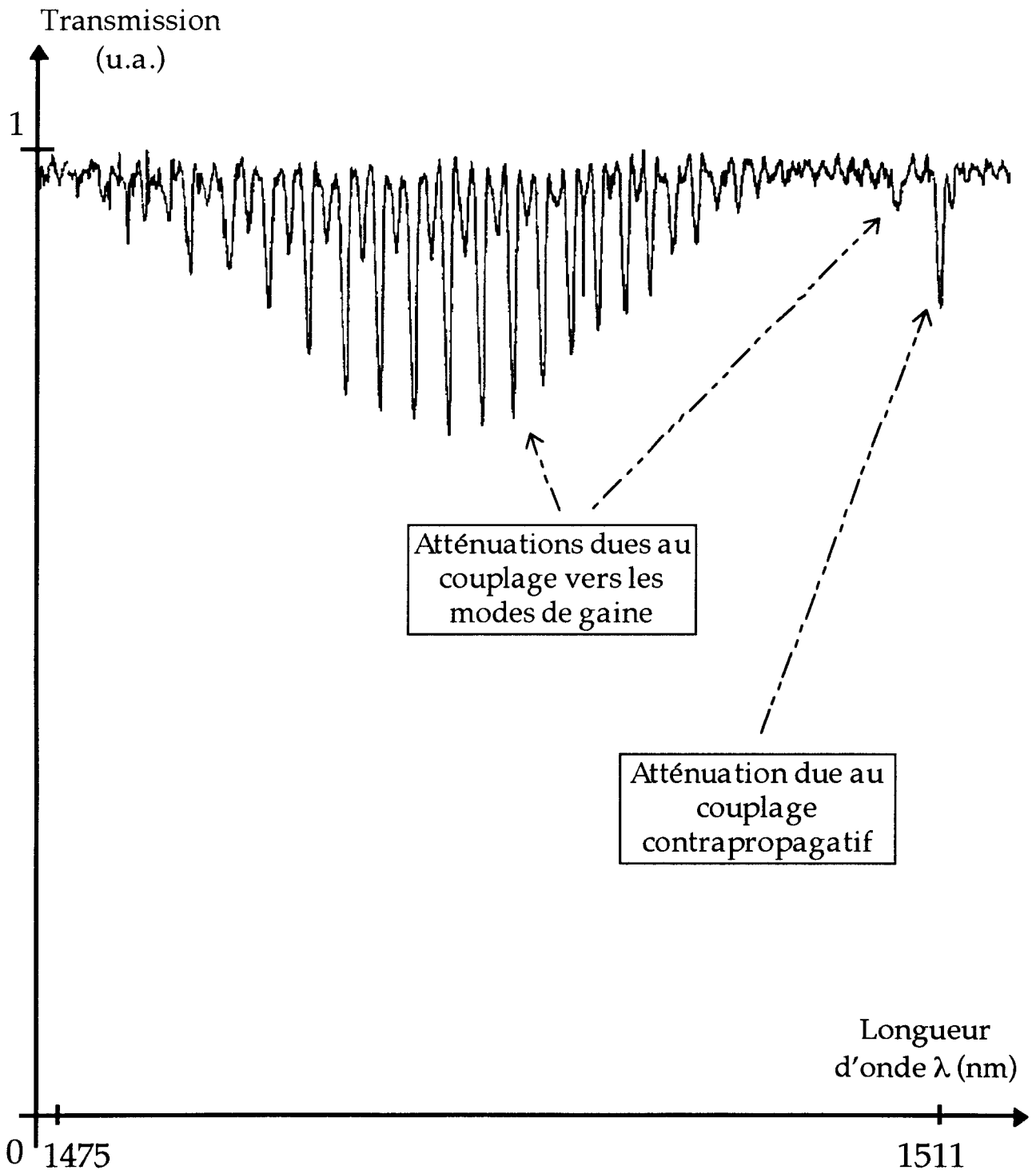


Figure II-5: Spectre en transmission de la fibre D dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg dit de type II A présentant un faible coefficient de réflexion mesuré à λ_B . Le réseau a été photoinscrit avec le laser continu ($I = 33.3 \text{ W/cm}^2$; $t = 4300 \text{ s}$). La longueur du réseau est de 3 mm et sa réflectivité est de 14% à $\lambda_B = 1511 \text{ nm}$. Les pertes à $\lambda = 1492 \text{ nm}$ sont de 27%.

Avant les résultats présentés ici, aucune distinction n'était faite entre les couplages induits vers les modes de gaine, par des réseaux de type I ou IIA. Nos expériences sur des réseaux de type IIA démontrent pour la première fois, l'existence de couplages vers des modes de gaine de symétrie supérieure et dont la composante azimutale est non nulle. Nos résultats suggèrent donc que la modulation de l'indice de réfraction associée avec la photosensibilité de type IIA est non uniformément répartie dans un plan orthogonal à l'axe de la fibre.

L'étude a été effectuée dans un domaine spectral proche de la longueur d'onde de Bragg où les modes de gaines sont observables. Il est possible d'obtenir des modes radiatifs si le domaine spectral observé est situé à plus de 100 nm en dessous de la longueur d'onde de Bragg. Cette situation est celle rencontrée par exemple dans le cas de lasers à fibre dopés par des ions Er^{3+} et pompés à 1480 nm.

Une étude des propriétés optiques de ces modes radiatifs enregistrés en champ lointain peut, quant à elle, apporter des informations supplémentaires sur les modulations photoinduites de l'indice ainsi que sur les pertes de la radiation pompe.

B.II.Etude des principales propriétés de diffraction des réseaux photoinscrits dans les fibres par observation des modes radiatifs.

B.II.a.Etude et observations préliminaires.

Dans nos expériences, les sources de diffusion sont représentées par les différents "dioptrés" du réseau de Bragg, distribués suivant l'axe z. Il en résulte un phénomène de diffusion cohérente par une succession de sources périodiquement réparties. La direction suivant laquelle la lumière est diffractée est alors donnée par la condition d'accord de phase suivante:

$$\beta = \frac{2\pi q}{\Lambda} + \beta_0 \quad (9)$$

Nous supposons dans cette relation que la diffraction se fait dans le sens identique à celui de la propagation du mode LP_{01} . β_0 représente la constante de propagation du mode guidé, Λ est le pas du réseau de Bragg photoinscrit et q est un entier désignant l'ordre de diffraction. β est quant à lui la constante de

propagation du mode radiatif vers lequel la lumière est diffractée. Dans un modèle de rayon, β s'exprime en fonction de l'angle d'émergence θ grâce à la relation suivante :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_i} n_2 \cos \theta \quad (10)$$

où λ_i est la longueur d'onde du faisceau injecté dans la fibre et n_2 l'indice de la gaine. Le pas Λ du réseau et la longueur d'onde λ_i conditionnent avec les relations (9) et (10) l'angle d'émergence du faisceau diffracté. La géométrie cylindrique de la fibre impose alors une diffusion sous forme d'un cône dont l'axe de révolution est celui de la fibre.

La diffraction de la lumière par un réseau de Bragg peut être mise en évidence expérimentalement par une simple observation visuelle. Pour cela, nous réalisons un réseau de réflectivité importante (90%) à une longueur d'onde de Bragg λ_B (1500 nm). Nous injectons ensuite dans la fibre un rayonnement de longueur d'onde λ_i (0.63 μm) bien inférieure à la longueur d'onde de Bragg. Nous observons ainsi une diffraction de la lumière suivant plusieurs cônes, tous centrés autour de l'axe z de propagation de la fibre. Les demi angles d'ouverture θ_J de ces cônes de lumière sont plus grands ou plus petits que $\pi/2$ selon les valeurs relatives de λ_B et λ_i .

La structure conique des pinceaux de lumière diffractée s'explique par la symétrie cylindrique de la fibre. Pour que la diffraction transverse soit visible, il faut par ailleurs que la longueur d'onde du rayonnement injectée dans la fibre soit suffisamment inférieure à λ_B . Ceci permet d'éviter la réflexion totale à l'interface gaine/air.

Tous les cônes de lumière observés présentent des origines diverses. Tout d'abord, comme nous le modéliserons par la suite, les valeurs des demi angle d'ouverture θ_J dépendent des caractéristiques optogéométriques de la fibre. Ainsi dans le cas d'une fibre multimode, chaque mode de propagation est perturbé par la présence du réseau et diffracte de l'énergie répartie suivant un cône de demi angle au sommet θ_J [19]. La figure II.6 représente une photographie de la diffraction transversale d'un réseau de Bragg photoinscrit à une longueur d'onde $\lambda_B = 1200$ nm. La longueur d'onde du rayonnement injecté dans la fibre est inférieure à λ_B mais également à λ_c (longueur d'onde de coupure du mode LP_{11}) et nous observons deux cônes de diffraction d'angle aux sommets différents. Chacun de ces cônes correspond à un des modes propres de propagation de la fibre. Sur la figure II.6, nous voyons également la diffusion Rayleigh intrinsèque à la silice. Cette diffusion existe indépendamment du réseau de Bragg.

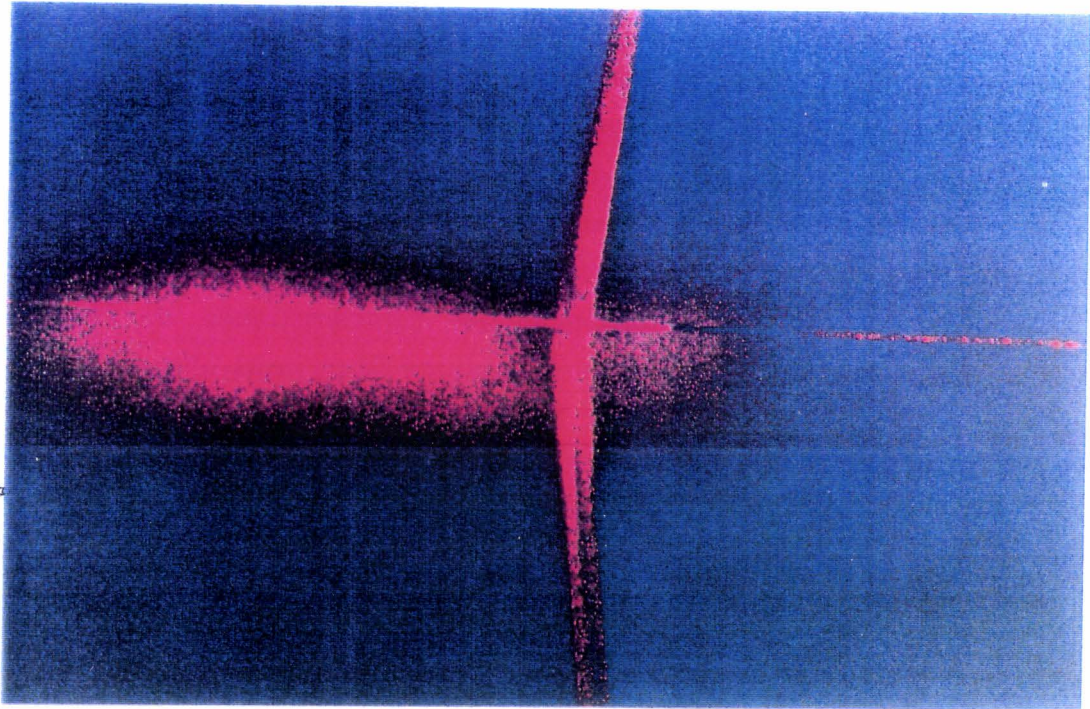


Figure II-6: Photographie de la diffraction transverse due au couplage vers les modes radiatifs induit par un réseau de type IIA (fibre B). La longueur d'onde de Bragg λ_B est de $1,2 \mu\text{m}$ et la longueur du signal λ_i est de 633 nm . Le réseau est inscrit grâce à un laser pulsé ($F = 200 \text{ mJ/cm}^2$ et le nombre d'impulsions est de 30 000). La réflectivité du réseau à λ_B est de 80%.

Dans toutes les expériences décrites ci-après, nous maintenons l'extrémité en sortie de fibre immergée dans du liquide d'indice. Nous réduisons ainsi la réflexion de l'onde guidée en bout de fibre susceptible de générer une diffraction supplémentaire.

Toutes les propriétés de la diffraction par les réseaux de Bragg décrites précédemment sont les mêmes quelque soit le type de photosensibilité à l'origine de la variation d'indice obtenue. L'efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg est définie par le rapport entre la puissance optique diffractée et la puissance optique injectée dans la fibre. La mesure des efficacités de diffraction s'effectue en plaçant la fibre contenant le réseau dans une sphère intégratrice dont le rôle est de collecter la lumière diffractée dans toutes les directions.

Si aucun traitement de photosensibilisation n'a été pratiqué sur la fibre, l'efficacité de diffraction est de l'ordre de 10^{-5} pour un réseau de type I et de 10^{-3} pour un réseau de type IIA. La longueur des réseaux est voisine de 4 mm. Ces valeurs sont comparables à celles observées par M. Janos et al. [20].

Après cette description succincte des caractéristiques de la lumière diffractée par un réseau de Bragg réalisé dans une fibre, nous allons maintenant mesurer et étudier plus précisément la répartition spatiale et azimutale de la puissance optique diffractée.

B.II.b. Répartition spatiale de la puissance optique diffractée par des réseaux de Bragg.

Montage expérimental

Nous nous intéressons à la répartition spatiale de la puissance optique diffractée par un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre. Pour cela, nous réalisons le montage expérimental représenté sur la figure II.7 destiné à mesurer l'évolution de la puissance diffractée le long de l'axe longitudinal du réseau. Comme décrit sur la figure II.7, le faisceau issu d'une diode laser accordable sur quelques nanomètres est injecté dans le cœur d'une fibre germanosilicate (fibre B). La longueur d'onde de ce laser est située autour de 810 nm et la puissance injectée dans le cœur est estimée à environ 35 mW. Un "videur de gaine" est inséré sur la fibre entre l'extrémité en entrée et le réseau de Bragg, afin d'observer uniquement les couplages entre le mode guidé LP_{01} et les modes de gaines à l'endroit du réseau. Un réseau de Bragg d'une réflectivité de 80% à la longueur d'onde de 1240 nm est inscrit à 1,5 m de cette extrémité de la fibre. Le réseau s'étend sur une distance de 4 mm depuis l'abscisse $z = 0$ à $z = L$. Le revêtement

polymère à l'endroit du réseau a été retiré avant son inscription. Une première inspection visuelle du cône de lumière diffracté à travers la gaine est réalisée à l'aide d'un amplificateur infrarouge. Cette observation révèle une non uniformité spatiale, le long du réseau de la puissance diffractée. Nous avons alors entrepris une étude plus précise de la répartition spatiale de la lumière diffractée avec le procédé de détection décrit ci-après. L'extrémité d'une fibre multimode (diamètre de coeur de $100\ \mu\text{m}$ et ouverture numérique de 0,3) est placée sur une platine de rotation fixée sur une table de translation automatisée. La table de translation est commandée par un moteur pas à pas de tel sorte que sa direction de déplacement soit toujours parallèle à l'axe longitudinal de la fibre monomode. La fibre multimode permet de collecter la puissance diffractée le long du réseau. Pour cela, son extrémité est tout d'abord positionnée au début du réseau ($z=0$ sur la figure II.7) à une distance de la fibre inférieure au millimètre. Son orientation est ensuite optimisée grâce à la platine de rotation pour maximiser la quantité de lumière captée. La puissance optique collectée est transmise par la fibre multimode à un détecteur de puissance relié à un enregistreur graphique. La répartition spatiale de la puissance optique par le réseau est obtenue en déplaçant l'extrémité de la fibre multimode, de $z = 0$ à $z = L$ ($L = 4\ \text{mm}$).

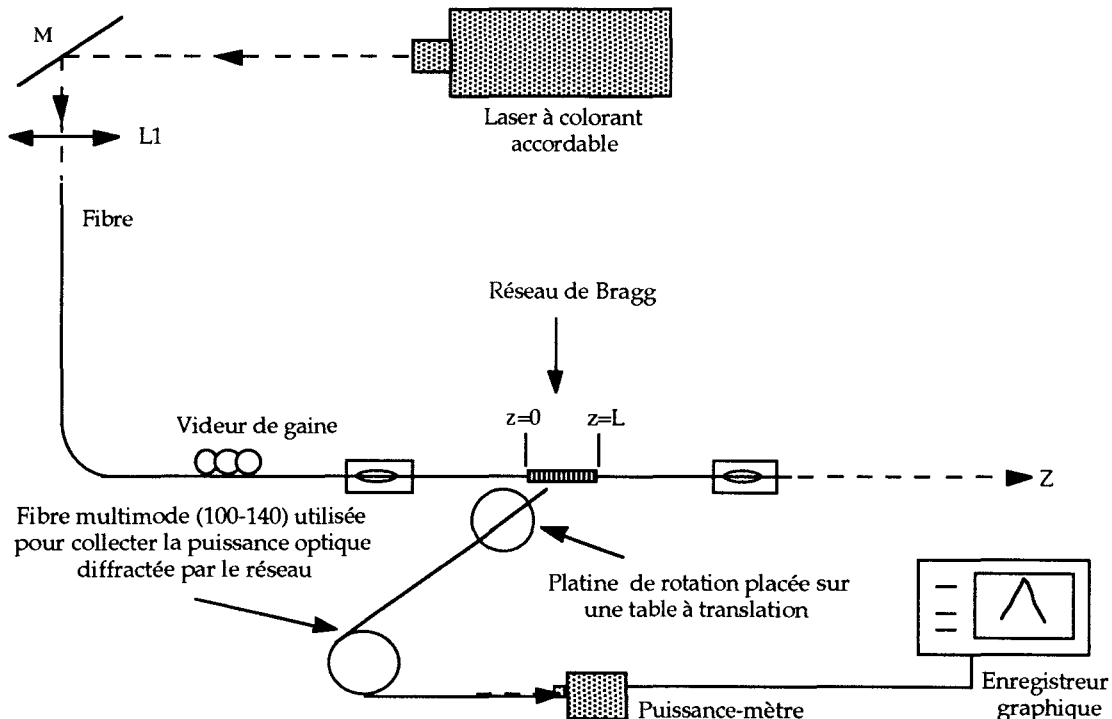


Figure II-7: Montage expérimental destiné à mesurer la répartition spatiale longitudinale de la puissance diffractée depuis un réseau de Bragg photoinscrit dans la fibre. La diode laser émet un rayonnement à $810\ \text{nm}$. La fibre multimode collectrice possède un diamètre de coeur de $100\ \mu\text{m}$ et un diamètre de gaine de $140\ \mu\text{m}$. L_1 désigne une lentille sphérique.

Répartition spatiale de la puissance optique diffractée

La figure II.8 montre deux enregistrements successifs de la distribution de la puissance optique le long de l'axe longitudinal du réseau. Etant donné l'amplitude de déplacement du moteur pas à pas, la résolution spatiale de cette mesure est de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$. Les deux graphes de la figure II.8 ont été enregistrés successivement en modifiant simplement la direction de déplacement de la table de translation (aller et retour). Les pics observés sur cette figure ne sont pas dus à un problème de bruit de détection car leurs caractéristiques sont exactement reproductibles comme l'indique les 2 graphes de la figure II.8. La puissance maximale collectée est de $125\ \mu\text{W}$ pour un fond continu de l'ordre de $50\ \mu\text{W}$. L'intensité de ce fond continu peut être attribuée à un mauvais étalonnage de l'appareil de mesure, à la longueur d'onde considérée.

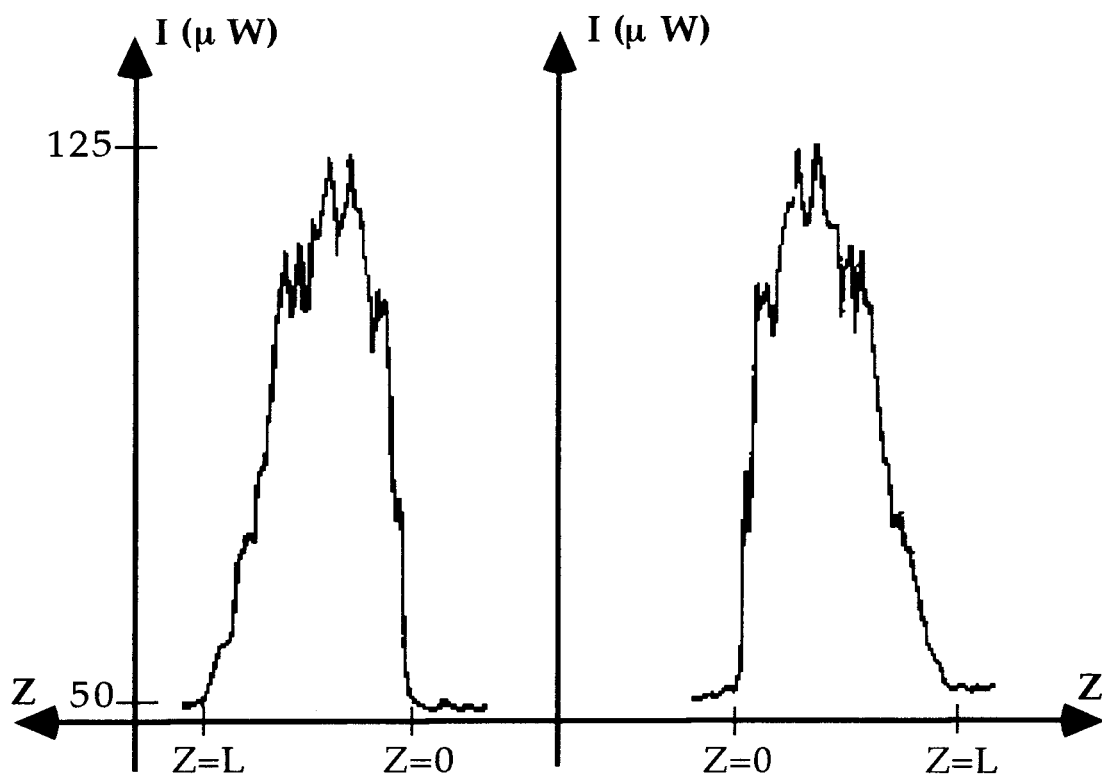


Figure II-8: Enregistrement de la distribution spatiale, suivant l'axe de propagation de la fibre B, de la puissance optique diffractée par un réseau. Le réseau est réalisé avec une irradiation à $244\ \text{nm}$ issue d'un laser continu ($I = 58\ \text{W/cm}^2$), sa réflectivité à $\lambda_B = 1240\ \text{nm}$ est de 80%. Les deux graphes de cette figure ont été enregistrés successivement en inversant le sens de déplacement de la table à translation.

Un réseau de Bragg est engendré par une modulation périodique de l'indice de coeur d'une fibre [21]. Cette modulation est induite par un faisceau UV irradiant transversalement la fibre. Nous avons dans un premier temps émis l'hypothèse que la répartition, suivant l'axe z de la fibre, de l'intensité du faisceau UV était parfaitement sinusoïdale. En fait, nous devons également tenir compte de la division du front d'onde par le dispositif interférométrique puis de la recombinaison de ces deux ondes qui viennent ensuite interférer sur la fibre. Etant donné la nature gaussienne du faisceau UV initial et le repliement de ce faisceau imposé par l'interféromètre, le profil d'intensité $I_1(z)$ sur la fibre présente une structure demi gaussienne [21]. L'évolution de l'intensité est ainsi régie par la relation suivante :

$$I(z) = I_1(z) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right) \quad (11)$$

Où Λ désigne le pas du réseau et $I_1(z)$ représente la répartition d'intensité moyenne non uniforme suivant l'axe z de la fibre. $I_1(z)$ est convenablement décrit par une demi gaussienne repliée avec un maximum à $z = 0$ et un minimum à $z = L$. Dans l'expression (11), nous supposons que la visibilité du champ de frange est égale à 1.

Les mesures des spectres d'excès de perte due à l'irradiation UV indique un comportement non linéaire de ceux-ci en fonction de la fluence cumulée. Un calcul de la modulation de l'indice à l'aide des relations de Kramers-Kronig montre une saturation en fonction du temps d'irradiation ou de la fluence par pulse [22]. Nous supposons en première approximation que la courbe sur la figure II.8 reproduit le profil de la modulation photoinduite de l'indice de réfraction le long de l'axe de la fibre. En fait, cette interprétation suppose que la modulation de l'indice est une fonction linéaire du temps d'irradiation ou du nombre de pulses UV appliqués sur la fibre. Notre interprétation n'est donc pas toujours valable mais permet néanmoins de comprendre l'allure des courbes représentées sur la figure II.8. La courbe présente en effet à la fois une pente raide (en $z = 0$) et une pente plus douce (en $z = L$) caractéristiques d'une fonction gaussienne repliée. Par contre, les pics superposés sur cette demi gaussienne sont plus surprenants et plus difficiles à expliquer. Il est possible que le profil du faisceau UV irradiant la fibre présente des inhomogénéités qui sont alors reproduites dans le coeur de la fibre.

L'étude de la distribution spatiale de la puissance optique diffractée par un réseau de Bragg permet donc, sous certaines conditions de linéarité, de tester la

qualité du profil d'intensité $I(z)$ du faisceau UV d'irradiation et de la modulation photoinduite de l'indice. Il serait intéressant de comparer ces résultats avec une étude de la diffraction transverse réalisée grâce au dispositif expérimental mis au point par Krug et al. [23].

B .II.c. Etude de la diffraction en champ lointain.

Dans l'expérience décrite précédemment, il n'était pas possible de tourner la fibre ou le système de détection autour de l'axe z de la fibre afin d'étudier la répartition angulaire et azimutale (en θ et en φ) de la puissance optique diffractée. Nous décrivons maintenant plusieurs expériences dont les résultats vont nous permettre d'accéder à des informations à la fois sur la répartition angulaire (en θ et en φ) de la puissance optique diffractée, mais aussi sur ses conditions d'existence. Les montages expérimentaux décrits ci-après sont réalisés pour étudier en champ lointain le couplage vers les modes radiatifs et présentent en plus tous les avantages d'une détection sur fond noir.

Evolution de l'intensité de la lumière diffractée au cours de l'irradiation de la fibre par un rayonnement UV

Montage expérimental

Nous nous intéressons à l'origine et aux conditions d'existence de la puissance diffractée par un réseau photoinscrit dans une fibre. Pour cela, nous nous proposons de suivre l'évolution de cette puissance en fonction du nombre de pulses UV appliqués sur la fibre. Afin d'effectuer une comparaison, nous enregistrons simultanément la transmission de la fibre à la longueur d'onde de Bragg λ_B .

Nous représentons sur la figure II.9 le schéma expérimental de cette mesure. Deux faisceaux lumineux sont injectés dans la fibre A à l'aide d'une lame séparatrice. Le premier faisceau est issu d'un laser He-Ne émettant une radiation d'une puissance de 1 mW à la longueur d'onde de 632,8 nm. Le deuxième faisceau provient d'une lampe blanche. La puissance optique transmise par la fibre est ensuite analysée au voisinage de la longueur d'onde de Bragg au moyen d'un spectromètre à haute résolution. La lumière est détectée en sortie du spectromètre avec un détecteur au germanium refroidi, suivi d'un amplificateur à détection synchrone.

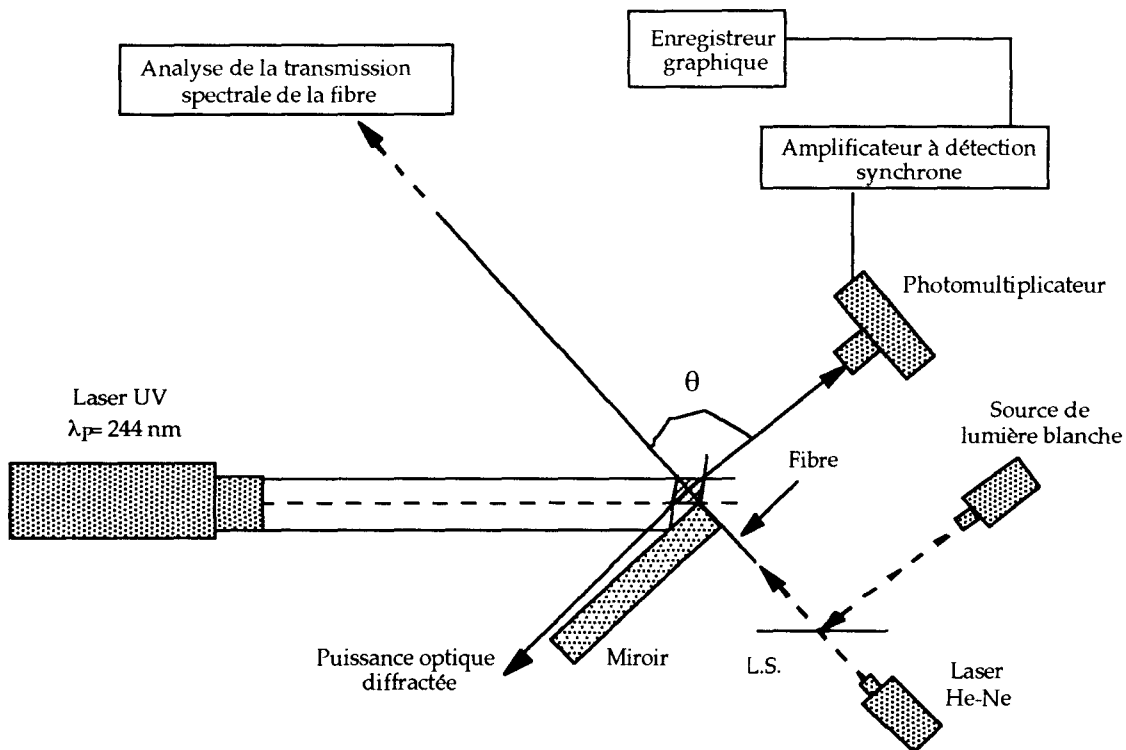


Figure II-9: Schéma expérimental destiné à suivre simultanément l'évolution de la lumière diffractée par un réseau et la transmission de la fibre à la longueur d'onde λ_B . L.S. : lame séparatrice.

Un réseau est ensuite inscrit dans la fibre avec un pas Λ ajusté de sorte que sa longueur d'onde de Bragg soit de 1200 nm. Le couplage vers les modes radiatifs induit par le réseau provoque une diffraction du faisceau issu du laser He-Ne suivant un angle θ de 92° . La puissance optique découplée de la fibre est alors répartie selon un plan presque perpendiculaire à l'axe z de propagation. Un tube photomultiplicateur est utilisé pour détecter la partie verticale de la puissance diffractée. Le photomultiplicateur est suivi d'un amplificateur à détection synchrone relié à un enregistreur graphique. Grâce à ce dispositif expérimental, nous pouvons suivre l'évolution de l'efficacité du couplage vers les modes radiatifs au cours de l'inscription du réseau. Simultanément, nous enregistrons le spectre de croissance du réseau de Bragg à l'aide de la lampe blanche et du spectromètre.

Résultats

Les évolutions simultanées de l'efficacité de diffraction du réseau et de la transmission de la fibre à λ_B sont montrées sur la figure II.10 en fonction du nombre de pulses laser UV reçu par celle-ci. Les conditions d'inscription du

réseau sont indiquées sur cette figure. L'efficacité du couplage vers les modes radiatifs est normalisée à sa valeur obtenue après 70 000 tirs. Comme on peut le voir sur la figure II.10, l'efficacité du couplage reste faible jusque 10 000 tirs. A ce moment, le spectre de type I observé en transmission commence à saturer. La variation d'indice Δn déduite de la mesure de la transmission de la fibre à λ_B est alors de $4.3 \cdot 10^{-4}$. En accroissant le nombre de pulses UV, nous observons une destruction du spectre de transmission à λ_B tandis que l'efficacité du couplage vers les modes radiatifs à 633 nm présente une brusque augmentation. Ce comportement de la transmission de la fibre à λ_B est caractéristique d'un réseau de type IIA pour lequel la dynamique de croissance n'est pas monotone. Ensuite, pendant la croissance du spectre du type IIA, observé en transmission à λ_B , la variation de l'efficacité de diffraction à 633 nm commence à saturer après 45 000 tirs. A ce moment, l'amplitude de la variation d'indice photoinduite mesurée est de $3.7 \cdot 10^{-4}$.

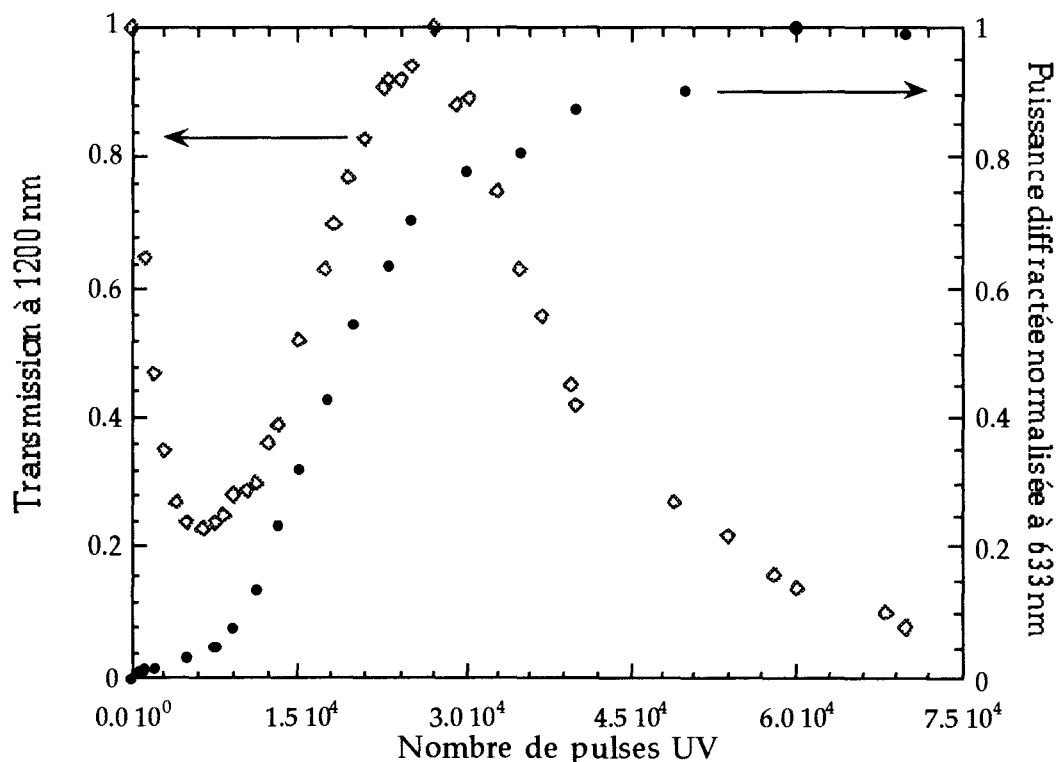


Figure II-10: Evolution simultanée de l'efficacité de diffraction du réseau (définie comme le rapport entre la puissance diffractée mesurée et celle injectée dans la fibre à $\lambda_s = 632.8$ nm) et de la transmission de la fibre à $\lambda_B = 1200$ nm en fonction du nombre de pulses UV reçus par la fibre B ($F = 315$ mJ/cm²).

La même expérience a ensuite été réalisée dans une fibre E présentant une photosensibilité de type I. Lors de l'irradiation de la fibre par le faisceau laser UV, sa transmission chute de façon monotone à la longueur d'onde λ_B . Dans le même temps, l'efficacité de diffraction à 633 nm augmente très lentement sans présenter une variation brutale comme sur la figure II.10. Nous avons montré que l'évolution abrupte de l'efficacité de diffraction en fonction du nombre de tirs est une particularité des fibres présentant une photosensibilité de type IIA.

De même, l'efficacité de diffraction après 70 000 tirs a été évaluée, pour les réseaux de type I et IIA, à l'aide d'une sphère intégratrice. Dans le cas du réseau de type I, une efficacité de 2.10^{-5} est mesurée tandis que pour le réseau de type IIA, une efficacité de 1.10^{-3} est obtenue. Des efficacités de diffraction du même ordre de grandeur ont été obtenues pour des réseaux de types I et IIA inscrit à l'aide d'une source laser continue (FReD COHERENT Inc.) à 244 nm.

Etude de l'angle d'ouverture du cône de lumière diffractée en fonction de la longueur d'onde du faisceau injecté dans la fibre.

Schéma expérimental

Le schéma expérimental réalisé pour mesurer la distribution polaire (en θ) de la puissance optique diffractée en champ lointain est montrée sur la figure II.11. Nous injectons tout d'abord le faisceau issu d'un laser à colorant dans le coeur de la fibre B. Dans cette fibre, nous photoinscrivons préalablement trois réseaux espacés de cinquante centimètres et qui vont être étudiés successivement. Le réseau 1 présente une réflectivité de 82 % à la longueur d'onde $\lambda_{B1} = 1202$ nm tandis que les réseaux 2 et 3 possèdent une réflectivité de 34 % et 95 % aux longueurs d'onde respectives $\lambda_{B2} = 1503$ nm et $\lambda_{B3} = 815$ nm. Ces 3 réseaux ont été obtenus par irradiation UV de la fibre avec un laser pulsé. Pour chacun d'eux, la fluence cumulée nécessaire à leur réalisation est de 6 kJ/cm^2 . Les résultats développés dans ce paragraphe traduisent la dépendance sinusoïdale en z des réseaux et sont donc indépendants du type de photosensibilité mis en jeu.

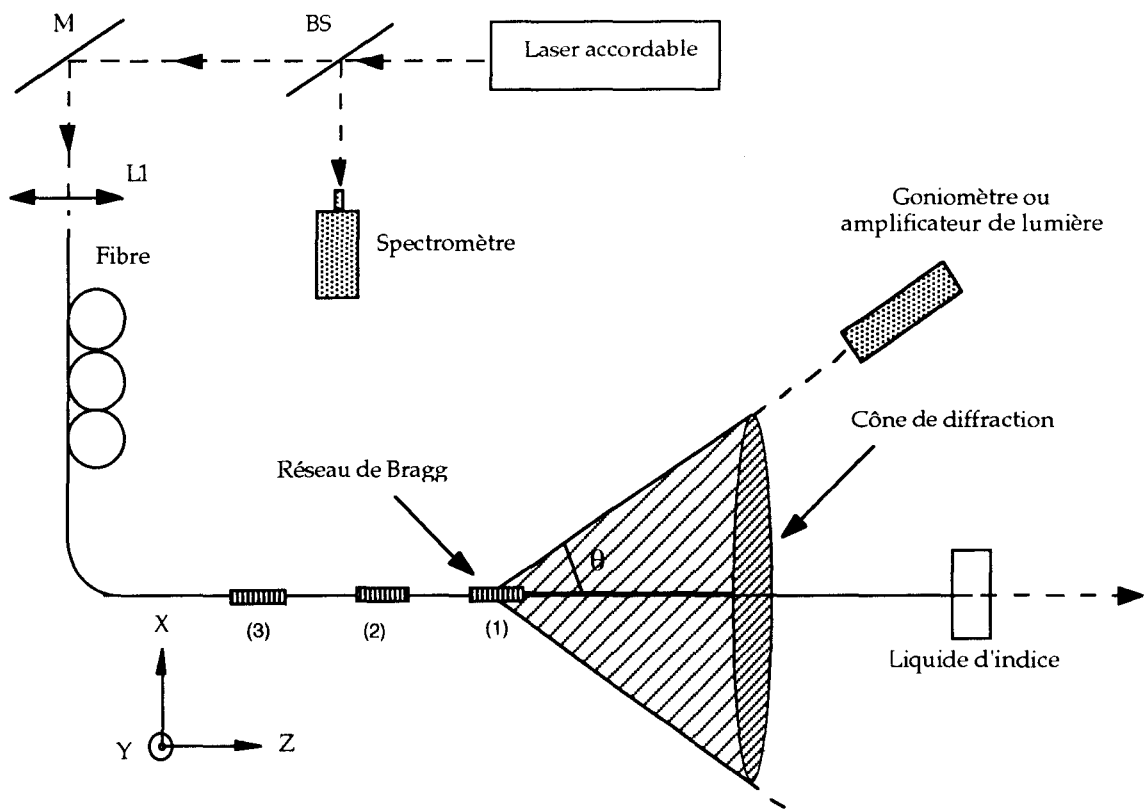


Figure II-11: Montage expérimental réalisé pour mesurer la distribution polaire de la puissance optique diffractée par un réseau de Bragg inscrit dans une fibre. M: miroir de renvoi ; L_1 : lentille ; L.S. : lame séparatrice.

Comme décrit précédemment, la distribution angulaire de la puissance diffractée depuis chacun des réseaux est répartie suivant un cône centré sur l'axe de la fibre. Le demi angle d'ouverture θ de ce cône de lumière dépend de la longueur d'onde λ_i du faisceau laser injecté dans le coeur de la fibre. Dans le but d'étudier plus en détail l'évolution de θ en fonction de la longueur d'onde λ_i , nous avons utilisé successivement deux lasers accordables. Le premier est un laser à colorant (colorant D.C.M.) et le second un laser Saphir Titane prêté par l'Université d'Artois à Lens. Ces deux lasers nous permettent de suivre la dépendance de θ en fonction de λ_i dans un domaine spectral allant de 570 à 790 nm. La demi largeur à mi hauteur de ces lasers accordables est de 3 GHz. La longueur d'onde des faisceaux est mesurée à l'aide d'un spectromètre à réseau de faible résolution (résolution de l'ordre de 2 nm). Pour éviter toute perte de lumière induite par une courbure de la fibre à l'endroit du réseau, celle-ci est maintenue droite à l'aide de deux aimants. Les aimants sont placés de chaque côté du réseau à une distance l'un de l'autre de 2 cm environ. La mesure de θ se

fait grâce à un goniomètre réglé à l'infini placé à vingt centimètres du réseau. Une table de rotation sur laquelle est déposée le goniomètre assure sa rotation autour de l'axe Y (voir figure II.11). La résolution angulaire du goniomètre est de l'ordre de 3.10^{-4} radians. Lorsque le faisceau du laser Saphir Titane est injecté dans la fibre, un amplificateur de lumière infrarouge est nécessaire pour mesurer le faible signal diffracté. Par ailleurs, toutes nos expériences indiquent que la divergence du faisceau diffracté est inférieure à la résolution angulaire du goniomètre. Le faisceau diffracté par le réseau est donc collimaté.

Résultats

La figure II.12 montre l'évolution de θ en fonction de la longueur d'onde λ_i du faisceau injecté dans le coeur de la fibre.

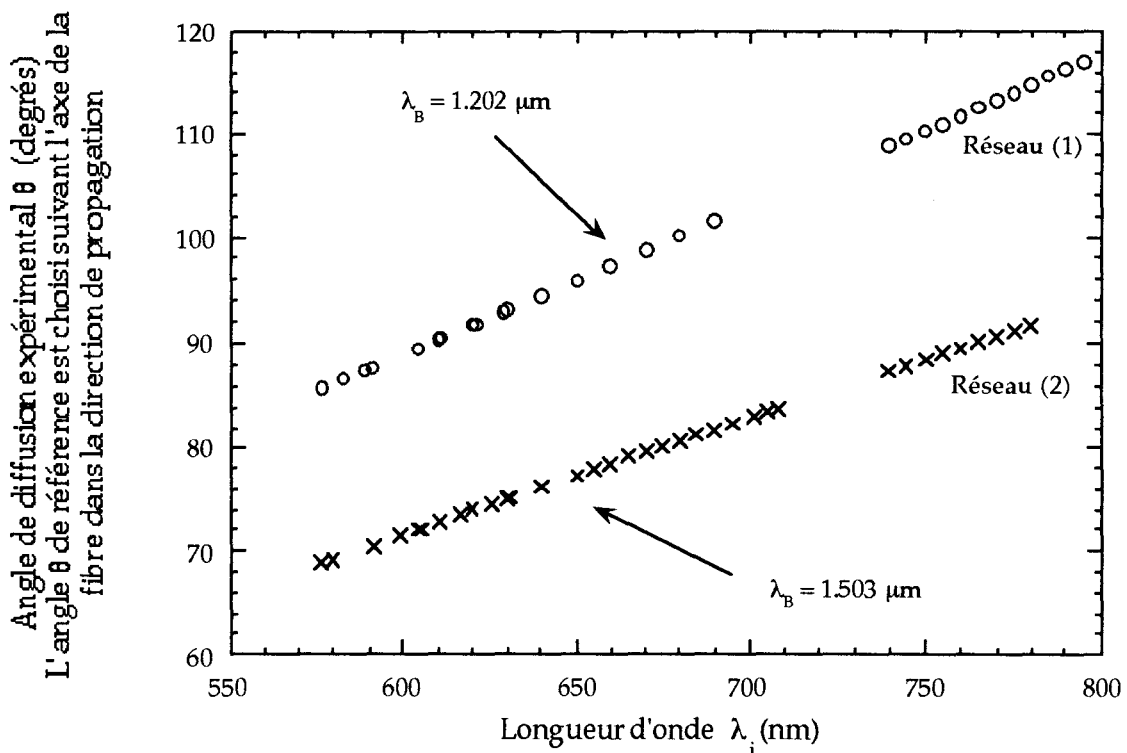


Figure II-12: Evolution expérimentale de l'angle d'émergence θ en fonction de la longueur d'onde du mode guidé dans le coeur. Deux réseaux sont étudiés aux longueurs d'onde de Bragg respectives de $1,3 \mu\text{m}$ et $1,5 \mu\text{m}$. Ces réseaux sont photoinscrits en régime pulsé ($F = 200 \text{ mJ/cm}^2$; nombre de pulses : 30 000).

Cette figure présente 2 séries de points expérimentaux obtenues à partir de l'étude des réseaux 1 et 2 de longueur d'onde de Bragg respectives $\lambda_{B1} = 1202 \text{ nm}$ et $\lambda_{B2} = 1503 \text{ nm}$. Comme nous le constatons sur la figure II.12, l'angle θ augmente linéairement en fonction de la longueur d'onde. Ce type de diffraction a été observé par P. St. J. Russel et al. sur des réseaux de Bragg gravés mécaniquement tout près du coeur, après polissage transverse d'une partie de la gaine [24]. Ainsi, lorsque $\lambda_i = \lambda_B/2 = \lambda_{it}$, θ est égal à $\pi/2$ et le cône de diffraction prend alors la forme d'un plan perpendiculaire à l'axe de la fibre. Quand λ_i est plus petit que λ_{it} , le faisceau diffracté se propage dans l'air avec un angle θ inférieur à $\pi/2$ (diffraction vers l'avant). Par contre, si λ_i est plus grand que λ_{it} , le faisceau diffracté se propage avec un angle θ supérieur à $\pi/2$ (diffraction vers l'arrière).

La diffraction du réseau 3 ($\lambda_B = 815 \text{ nm}$) a également été étudiée. Lorsque la longueur d'onde du faisceau laser appartient au domaine spectral 680 nm - 790 nm, aucune diffraction transverse du réseau 3 n'est détectable. En effet, dans cette zone spectrale, la lumière diffractée hors du coeur est recapturée par la gaine et de ce fait, aucune diffraction n'est observable. Dans cette gamme de longueur d'onde, la perturbation apportée par le réseau provoque un transfert d'énergie du mode fondamental vers les modes de gaine. Par contre, si nous plaçons le réseau dans du liquide adaptateur d'indice, nous observons une diffraction de lumière vers les modes radiatifs, susceptible de quitter la fibre.

D'autre part, nous remarquons que lorsque la longueur d'onde du faisceau laser devient inférieure à 680 nm, deux cônes de faisceaux diffractés sont observés. Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde de coupure du mode LP_{11} de la fibre. Dès que $\lambda_i < \lambda_c$ deux modes sont excités. Ils diffractent tous deux de l'énergie suivant des directions angulaires θ légèrement différentes.

Répartition azimutale de la puissance optique diffractée par les réseaux de type I et de type IIA.

Réseaux de type IIA

La répartition en champ lointain de la puissance optique diffractée par un réseau de type IIA est étudiée à l'aide du dispositif expérimental développé dans notre laboratoire et présenté sur la figure II.13.

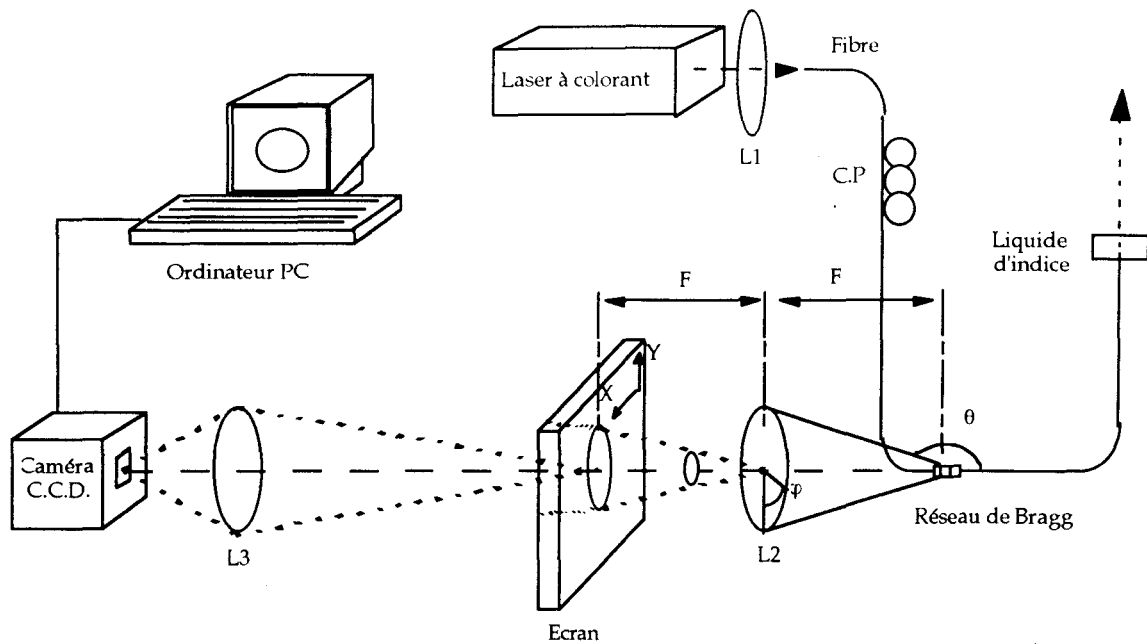


Figure II-13: Dispositif expérimental destiné à visualiser la répartition azimutale de la puissance optique diffractée par un réseau photoinscrit dans la fibre B. L_1 , L_2 , L_3 : lentilles sphériques ; P.C. : contrôleur de polarisation.

La fibre utilisée est la fibre B et le réseau caractérisé ici est photoinscrit à l'aide d'un laser pulsé à la longueur d'onde de Bragg de 900 nm, avec une fluence cumulée de 6 k J/cm^2 . Ce réseau de 6 mm de long présente un spectre de type IIA et une réflectivité de 95 % [9]. Comme indiqué sur la figure II.13, une lentille convergente L_2 , de focale $F = 20 \text{ cm}$, est placée à une distance F du milieu du réseau. L'ouverture numérique de la lentille est suffisamment grande pour collecter toute la lumière diffractée par celui-ci. Un écran constitué d'une feuille de papier transparent est ajusté à une distance F de l'autre côté de la lentille L_2 afin de matérialiser le plan de Fourier de cette lentille [25, 26]. La figure formée sur cet écran est circulaire. Le diamètre de cet anneau dépend de la longueur d'onde λ_i du faisceau laser injectée dans la fibre. Une lentille L_3 sur la figure II.13 image l'écran sur une caméra C.C.D à deux dimensions de chez Exitech Beam Profiler. Ses dimensions sont $(5 \times 5) \text{ m m}^2$.

L'évolution de la taille de l'anneau en fonction de la longueur d'onde λ_i est en bon accord avec l'étude précédente concernant la dépendance de θ avec λ_i . Comme les longueurs d'onde du faisceau du laser à colorant [570 nm - 680 nm] sont supérieures à $\lambda_B/2$, l'angle θ est supérieur à $\pi/2$. La figure II.14 montre un enregistrement en deux dimensions de la diffraction de la lumière par le réseau de Bragg, imagée sur la caméra C.C.D.. La figure II.15 donne une représentation en trois dimensions de la puissance optique diffractée.

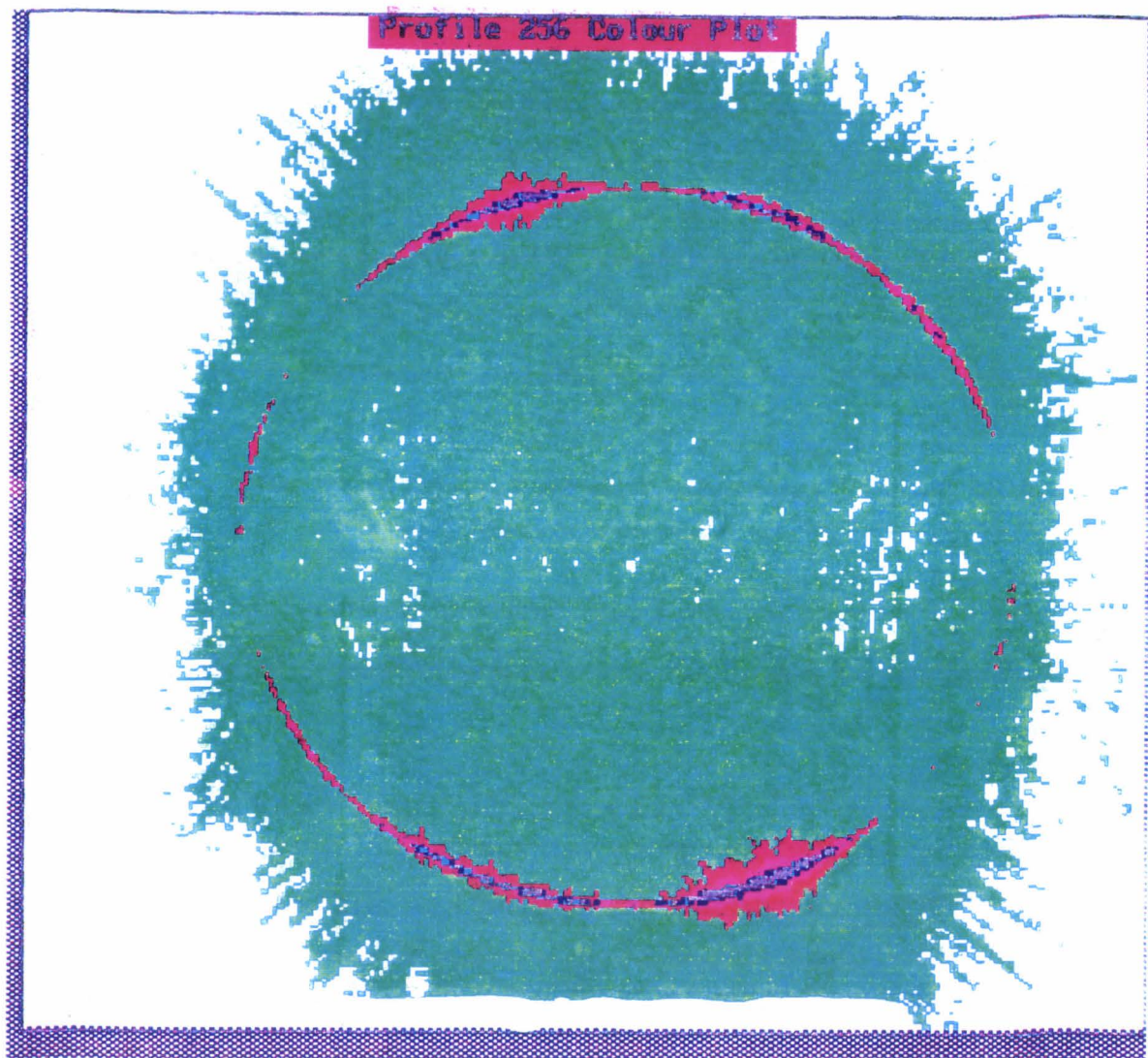


Figure II-14: Enregistrement en deux dimensions de la diffraction de la lumière par un réseau de Bragg imagée sur la caméra C.C.D. du dispositif expérimental de la figure II.13. Réseau de type IIA: $\lambda_B = 900 \text{ nm}$, fluence cumulée = 6 kJ/cm^2 , réflectivité $R = 95 \%$. La longueur d'onde du faisceau se propageant dans le coeur est de 673 nm .

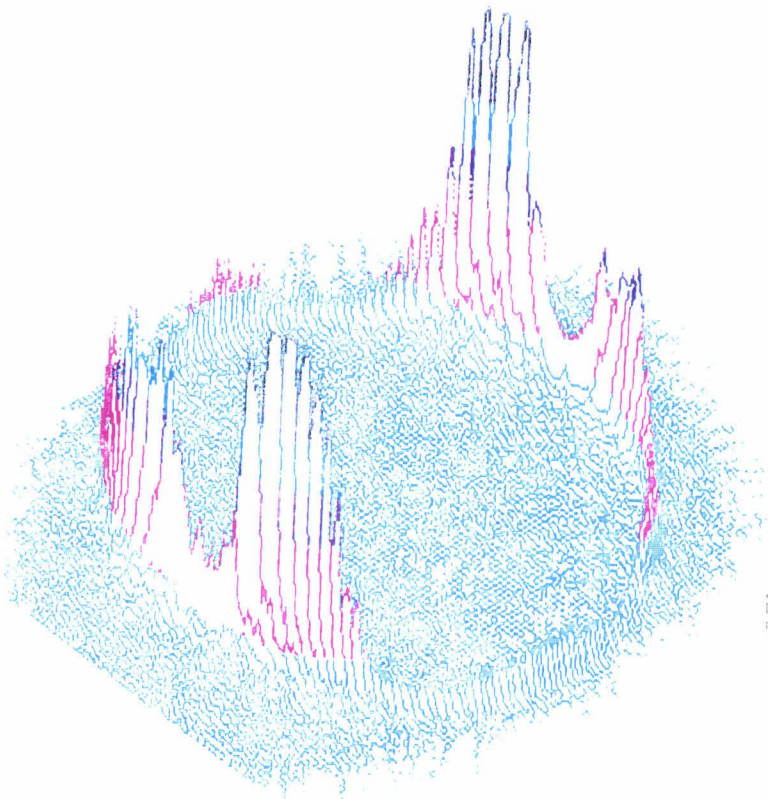
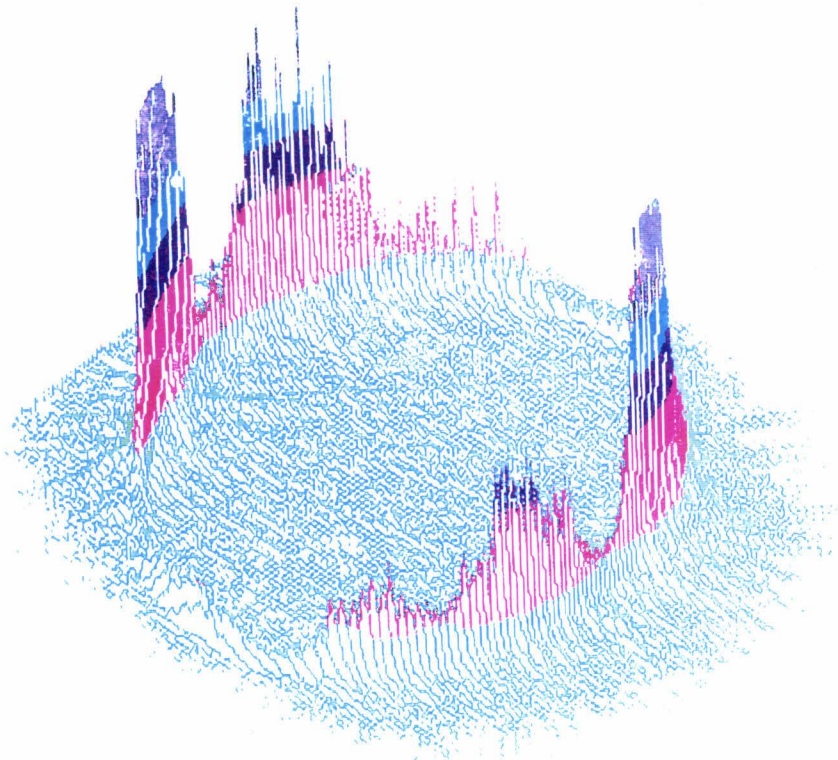


Figure II-15: Représentation en 3 dimensions de la puissance diffractée, indiquée sur la figure II.14.

Sur les figures II.14 et II.15, nous observons l'existence de plusieurs maxima d'intensité, caractéristiques de la diffraction de réseaux de type IIA. En effet, ce type de figure de diffraction est mis en évidence quelque soit le réseau de type IIA caractérisé [26]. Par la suite, nous avons vérifié que ces maxima n'étaient pas attribuables à une réflexion de la lumière diffractée à l'interface air/gaine. Pour cela, nous avons d'abord placé le réseau dans du liquide adaptateur d'indice pour ensuite observer la figure de diffraction. En utilisant cette précaution, les figures de diffraction obtenues sont en tout point semblables à celles montrées sur les figures II.14 et II.15.

Le système de franges très serrées apparaissant sur la figure II.15 est dû à un problème de logiciel lors de la reconstruction de l'image en 3 dimensions. En grossissant la figure II.14, nous constatons que ce système de franges n'apparaît pas à 2 dimensions et est bien dû à un artefact du traitement numérique de l'image en trois dimensions.

La position des maxima d'intensité observés en champ lointain est directement reliée à l'orientation de la fibre. Par exemple, une rotation de la fibre autour de l'axe z de propagation provoque un changement de la position de ces maxima. Ainsi, quand la fibre effectue une lente rotation autour de l'axe z , l'évolution de la position des maxima d'intensité est détectée à l'aide de la caméra C.C.D.. Nous observons que l'angle de rotation des maxima autour de l'anneau de lumière diffracté coïncide exactement avec l'angle de rotation de la fibre. Le diamètre et la forme de cet anneau ne sont pas modifiés par cette action.

Par la suite, nous avons mené des expériences pour déterminer l'influence de l'état de polarisation du mode guidé dans la fibre sur la répartition en champ lointain de la puissance optique diffractée. L'état de polarisation du mode LP_{01} est modifié en agissant sur un contrôleur de polarisation placé sur la fibre avant le réseau de Bragg. Ce contrôleur de polarisation est réalisé en enroulant la fibre autour de 3 tambours de 2 cm de diamètre [27]. Une rotation de ces tambours modifie localement à la fois l'état de contrainte et la biréfringence de la fibre. La polarisation de la lumière guidée évolue alors de façon non contrôlée au niveau du réseau de Bragg. Nous constatons ainsi que le diamètre de l'anneau de lumière observé dans le plan de Fourier de L_2 n'est pas modifié par une action sur le contrôleur de polarisation. De même, la position des maxima d'intensité s'avère très peu sensible à l'état de polarisation de la lumière guidée dans la fibre. Seule une faible rotation des maxima de l'ordre de 2° à 3° a été remarquée. Par contre, si leur position n'évolue pas, des variations relatives d'intensité entre ces maxima allant jusque 50% sont observées.

L'influence d'une variation de la longueur d'onde λ_i du faisceau sonde sur la répartition azimutale de la puissance optique diffractée a également été examinée. Pour cela, nous avons observé l'évolution du diamètre ϕ de l'anneau, représenté en champ lointain sur la figure II.14, en fonction de λ_i . Le diamètre ϕ de l'anneau diminue lorsque la longueur d'onde varie de 570 nm à 790 nm. Cette évolution est en bon accord avec la variation du demi angle d'ouverture θ suivant la longueur d'onde λ_i , représentée sur la figure II.12. Pour tous les réseaux considérés, plus la longueur d'onde augmente, plus l'angle θ augmente et donc plus le diamètre ϕ de l'anneau diffracté diminue. Par ailleurs, nous observons une évolution de la position des maxima d'intensité en fonction de la longueur d'onde λ_i .

L'influence de la direction de polarisation du faisceau UV d'irradiation n'a pas été explorée. Le rôle de ce paramètre sur la position des lobes de diffraction est actuellement en cours d'étude.

Réseaux de type I

Nous présentons maintenant succinctement la répartition en champ lointain de la puissance optique diffractée par un réseau de type I. Nous avons pour cela photoinscrit dans la fibre E des réseaux de type I avec une réflectivité de 90 %. Cette fibre présente uniquement une photosensibilité de type I, même pour des temps d'irradiation très longs. Ces réseaux sont ensuite étudiés avec le même processus expérimental décrit précédemment.

Malheureusement, la puissance diffractée par ces réseaux est trop faible pour être détectée par la caméra C.C.D. Aucune image de la répartition azimutale en champ lointain n'est alors disponible. Néanmoins, une inspection visuelle du réseau de Bragg nous indique que la puissance diffractée se répartit toujours suivant un cône de lumière très sélectif en angle. Aucun maximum ou minimum d'intensité n'a été détecté. La répartition azimutale de la puissance diffractée paraît donc uniforme. Ce résultat a été confirmé par des expériences réalisées par Fonjallaz sur l'efficacité de couplage vers les modes radiatifs de réseaux de type I [28]. Son dispositif expérimental est proche de celui de la figure II.13 mais son étude porte sur la diffraction de la lumière à des longueurs d'onde très proche de λ_B . L'efficacité de couplage vers les modes radiatifs est ainsi plus importante. Dans ces expériences, le réseau de Bragg est immergé dans du liquide adaptateur d'indice pour éviter l'excitation de modes de gaine. La lumière découplée du réseau est alors répartie suivant un cône présentant une distribution azimutale (angle φ) parfaitement uniforme.

Le comportement en champ lointain de la puissance diffractée diffère donc complètement suivant le type de photosensibilité à l'origine de la formation du réseau de Bragg.

Discussions et Conclusion.

Il est possible d'inscrire trois types (I, II et IIA) de réseaux dans des fibres germanosilicates [4, 9, 29]. L'efficacité de diffraction de réseaux de type I a été étudiée par Fonjallaz et al. [28]. Les réseaux de type II sont réalisés par une impulsion laser UV et n'ont fait l'objet d'aucune étude du fait de leur pertes importantes (80%) [4, 5, 30]. Il apparaît donc intéressant de réaliser une étude de la diffraction des réseaux de type IIA, absente dans le domaine des réseaux de Bragg.

L'évolution de l'efficacité du couplage vers les modes radiatifs en fonction du nombre de pulses UV irradiant la fibre est particulièrement intéressante lorsqu'on la relie avec la croissance du spectre du réseau à λ_B . Mizrahi et al. ont montré que l'efficacité du couplage est fonction du carré de la modulation d'indice photoinduite Δn multiplié par l'intégrale de recouvrement entre le mode guidé et le mode radiatif excité [3]. Cette intégrale doit être évaluée dans le plan de section transverse de la fibre où la modulation d'indice existe. Ce modèle est valable uniquement si la variation d'indice photoinduite est uniforme dans le plan de section transverse de la fibre. Il n'a ainsi été vérifié par ces auteurs que pour des réseaux de type I présentant une forte modulation d'indice uniforme dans le plan perpendiculaire à la fibre. Or, comme nous le constatons sur la figure II.10, l'efficacité de diffraction d'un réseau de type IIA augmente brusquement au moment où la variation d'indice photoinduite est la plus faible. Ce résultat est en contradiction avec le modèle développé par Mizrahi et al. pour lequel l'efficacité du couplage vers les modes radiatifs suit une évolution quadratique en Δn .

A titre de comparaison, nous représentons sur la figure II.16 l'évolution mesurée de l'efficacité de diffraction ainsi que son évolution prévue par le modèle de Mizrahi.

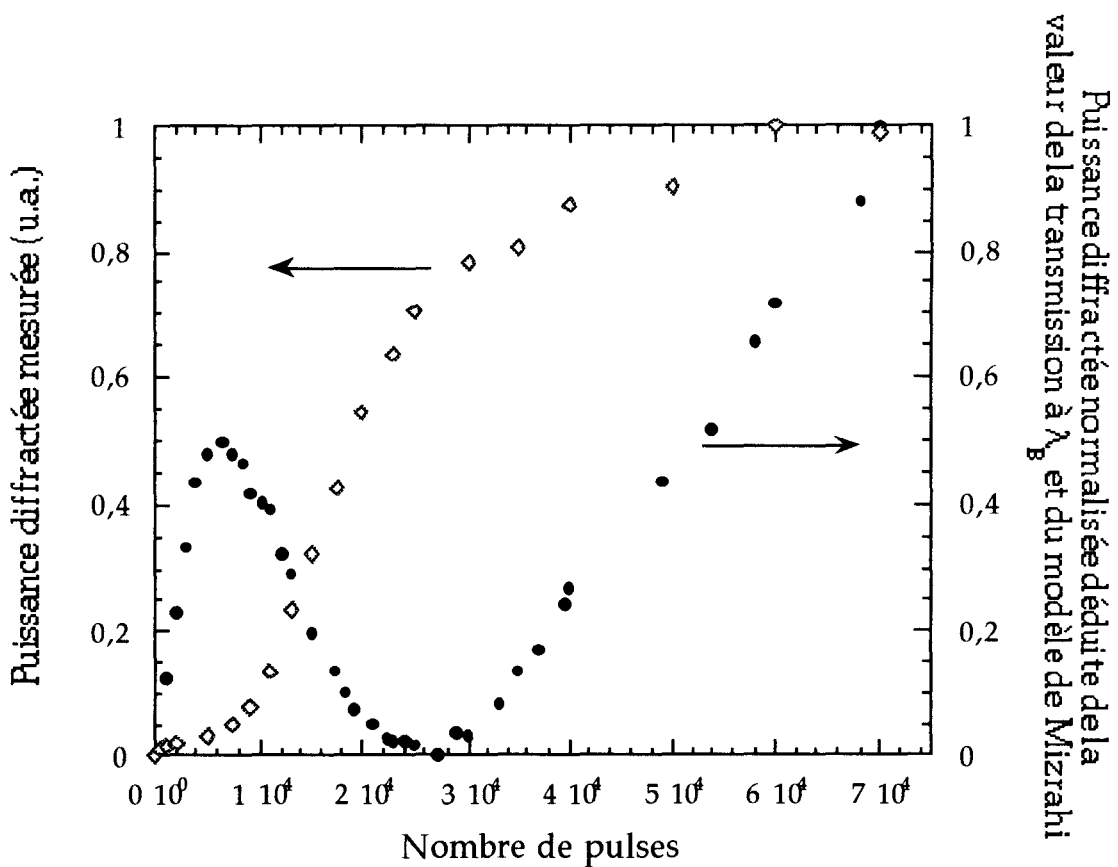


Figure II-16: Comparaison entre l'évolution de l'efficacité de diffraction mesurée (figure II-10) et calculée grâce au modèle de Mizrahi. Ces deux courbes sont normalisées par rapport à leur valeur respective de l'efficacité de diffraction après 70 000 tirs.

Nous reportons d'abord sur la figure II.16 les variations de la puissance diffractée par un réseau de Bragg de type IIA en fonction du nombre de pulses UV (cf. figure II.10). Nous représentons ensuite l'évolution de la puissance diffractée déduite des mesures de la transmission à λ_B et du modèle de Mizrahi. Ces courbes sont toutes deux normalisées par rapport à leur valeur respective de l'efficacité de diffraction après 70 000 tirs. Nous constatons un désaccord entre la théorie et l'expérience. Le modèle théorique ne rend donc pas compte des résultats obtenus sur la diffraction des réseaux de type IIA. Néanmoins, ce désaccord s'explique aisément dès lors que la variation d'indice à l'origine d'un accroissement abrupt de l'efficacité de diffraction est non uniformément répartie dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de la fibre. L'extraction de la variation d'indice quadratique $\Delta n^2(r, \varphi)$ de l'intégrale de recouvrement n'est plus réalisable. L'efficacité de couplage vers les modes radiatifs s'exprime alors par la relation :

$$g_{\alpha,01} = \frac{\int_A \varphi_{\alpha} \Delta n^2(r', \varphi') \varphi_{01} ds}{\sqrt{\int_{\infty} \varphi_{\alpha}^2 ds \int_{\infty} \varphi_{01}^2 ds}} \quad (12)$$

La signification des différentes variables est la même que pour la relation (7). Plus la variation d'indice est localisée dans la section transverse de la fibre, plus la puissance diffractée est importante.

La distribution de la lumière diffractée en champ lointain par un réseau de type I est parfaitement isotrope. Par contre, la répartition azimutale de la puissance optique diffractée par un réseau de type IIA est fortement anisotrope. Plusieurs maxima sont observés et dépendent de la longueur d'onde du faisceau injecté dans la fibre. Leurs intensités dépendent également de la polarisation de l'onde guidée. Or, comme le mode LP_{01} est à symétrie circulaire, l'allure des figures II.14 et II.15 ne peut s'expliquer que par une forme particulière de l'élément diffractant situé dans la fibre. Parce que le réseau ici étudié est un réseau de phase, la grandeur physique qui caractérise la diffraction de la lumière est l'indice de réfraction du matériau. Ces observations renforcent notre hypothèse selon laquelle la variation d'indice favorisant l'augmentation de la puissance diffractée est non uniformément répartie dans le plan de section transverse de la fibre. Une modélisation plus complète du phénomène sera présentée dans le paragraphe II section D de ce chapitre.

C. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA CORRELATION EXISTANT ENTRE L'AUGMENTATION DE LA PUISSANCE OPTIQUE DIFFRACTEE ET LA PHOTOINSCRIPTION D'UN RESEAU DE TYPE I ET DE TYPE IIA.

C.I. Position du problème

Dans le chapitre II paragraphe B section I de cette thèse, nous avons étudié le couplage entre le mode fondamental et les modes de gaine induit par la photoinscription d'un réseau de Bragg dans une fibre. La symétrie des familles de modes de gaine excités nous a apporté des informations sur la répartition spatiale dans la fibre de la variation d'indice induite. Tandis que la photoinscription d'un réseau de type I provoque un couplage vers des modes de gaine à symétrie cylindrique, la réalisation d'un réseau de type IIA autorise l'excitation de plusieurs séries de modes de gaine. Nous avons alors émis l'hypothèse selon laquelle la variation d'indice, lors de la formation d'un réseau de type IIA, était non uniformément répartie dans un plan perpendiculaire à l'axe de la fibre. Pour compléter cette étude, nous nous sommes ensuite intéressés au couplage entre le mode fondamental et le continuum de modes radiatifs. Pour cela, dans le paragraphe II-B-II, nous avons réalisé une série d'expériences sur la répartition en champ lointain de la puissance optique diffractée depuis un réseau de Bragg. Nous avons alors décrit rapidement les caractéristiques de cette diffraction communes aux réseaux de type I et de type IIA. Celles-ci concernent notamment la structure conique du faisceau diffracté. Par la suite, nous avons constaté des différences entre la répartition azimutale de la diffraction depuis des réseaux de type I et de type IIA. Nous avons également montré que l'augmentation de la diffraction, au cours du processus de photoinscription, coïncidait avec l'apparition de la photosensibilité de type IIA.

A ce stade du travail de thèse, nous nous sommes demandés si la création de la photosensibilité de type IIA et l'augmentation de l'efficacité de diffraction étaient deux phénomènes corrélés ou simplement fortuits. Cette question se formule aussi de la façon suivante : la variation d'indice, non uniforme dans le plan de section transverse de la fibre à l'origine d'une augmentation de la diffraction, est-elle également à l'origine de la photosensibilité de type IIA? Pour répondre à cette question et connaître le degré de corrélation entre ces deux

phénomènes, des expériences complémentaires se sont avérées nécessaires. Nous entreprenons maintenant d'étudier les évolutions simultanées de la puissance optique diffractée et de la réflectivité du réseau sous l'action de différents paramètres physiques.

Dans un premier temps, nous entreprenons de suivre l'évolution de la puissance optique diffractée et de la réflectivité d'un réseau au cours d'une élévation de température de la fibre. Comme les réseaux de type I et IIA ont des températures de destruction différentes dans les fibres germanosilicates non hydrogénées, nous tirons de ces expériences des informations complémentaires quant au degré de corrélation entre ces deux phénomènes physiques.

Ensuite, nous réalisons des expériences d'attaque chimique transversale de fibres dans lesquelles ont été photoinscrits des réseaux de type I et IIA. Nous espérons ainsi localiser spatialement dans la fibre, la zone à l'origine de la diffraction de la lumière et de la photosensibilité de type IIA. Pour chacune des deux expériences envisagées ici, nous présenterons les raisons de l'étude, les problèmes éventuellement rencontrés et les résultats expérimentaux. Enfin, nous exposerons une conclusion globale qui reprendra les points importants des résultats établis.

C.II.Evolution simultanée de la puissance optique diffractée et de la réflectivité du réseau sous l'action de différents paramètres physiques.

C.II.a.Destruction thermique d'un réseau de type IIA

Nature de l'étude et protocole expérimental

Dans cette première étude, nous suivons simultanément les évolutions de l'efficacité de diffraction et de la transmission spectrale d'un réseau de type IIA soumis à une élévation de température. Comme nous l'avons précédemment défini dans le chapitre I, la température de destruction thermique d'un réseau constitue un paramètre physique pertinent de caractérisation de la photosensibilité. La valeur de ce paramètre permet de déterminer le type de photosensibilité mis en jeu lors de la formation du réseau. Nous rappelons que

les spectres de type I dans les fibres germanosilicates non hydrogénées commencent à s'effacer vers 200 °C alors que le spectre d'un réseau de type IIA présente une stabilité plus grande. Leur réflectivité n'évolue notablement pas avant une élévation de température de la fibre de l'ordre de 500°C. Le réseau étudié ici est photoinscrit dans la fibre B avec une fluence par pulse de 200 mJ/cm². La longueur d'onde de ce réseau est de 1079 nm. Les conditions d'exposition de ce réseau au rayonnement UV assure la formation d'un spectre de type IIA avec une réflectivité mesurée de 89 %.

Le schéma expérimental est présenté sur la figure II.17. Deux faisceaux sont injectés dans la fibre : l'un est issu d'une lampe blanche et l'autre d'une diode laser émettant un rayonnement monomode à une longueur d'onde de 817 nm. Comme décrit dans les expériences précédentes, la lumière transmise par la fibre est analysée avec un spectromètre et un détecteur au germanium. La longueur d'onde de la radiation émise par la diode est supérieure à la longueur d'onde de coupure de la fibre B et assure ainsi une propagation monomode. Le processus expérimental est décrit ci-après. Tout d'abord, la région de la fibre dans laquelle est photoinscrit le réseau de Bragg est placée dans un four. Ce four, disposé sur une table à translation, est stabilisé à une température T définie avec une précision de $\pm 5^\circ\text{C}$. Le réseau subit alors un traitement thermique isochrone de 30 mn à une température T. Ensuite, le four est translaté afin de descendre la température du réseau de T à la température ambiante. Un enregistrement de la transmission spectrale est effectué. Après avoir effectué cet enregistrement, nous translatons une sphère intégratrice, le long de la fibre, jusqu'à l'endroit où est photoinscrit le réseau. La puissance diffractée dans toutes les directions par le réseau de Bragg est alors mesurée grâce à cette sphère reliée à un détecteur de puissance. Ce dernier assure une mesure de la puissance diffractée avec une précision relative de 10^{-2} . Enfin, nous éloignons la sphère intégratrice puis nous remettons le four dans sa position initiale, à l'endroit du réseau. Le réseau est alors soumis à un nouveau traitement thermique à une température T + 50°C. Cette succession d'opérations s'effectue par pas de 50°C jusqu'à une température finale T = 800°C. A la valeur de la puissance diffractée par le réseau nous soustrayons systématiquement la contribution de la diffusion Rayleigh de la fibre. Cette contribution est obtenue simplement par mesure de la puissance diffusée par une fibre vierge dénudée placée dans la sphère intégratrice. Ce processus expérimental nous permet de comparer l'évolution de l'efficacité de diffraction avec la transmission de la fibre à λ_B , après chacun des créneaux thermiques appliqués au réseau.

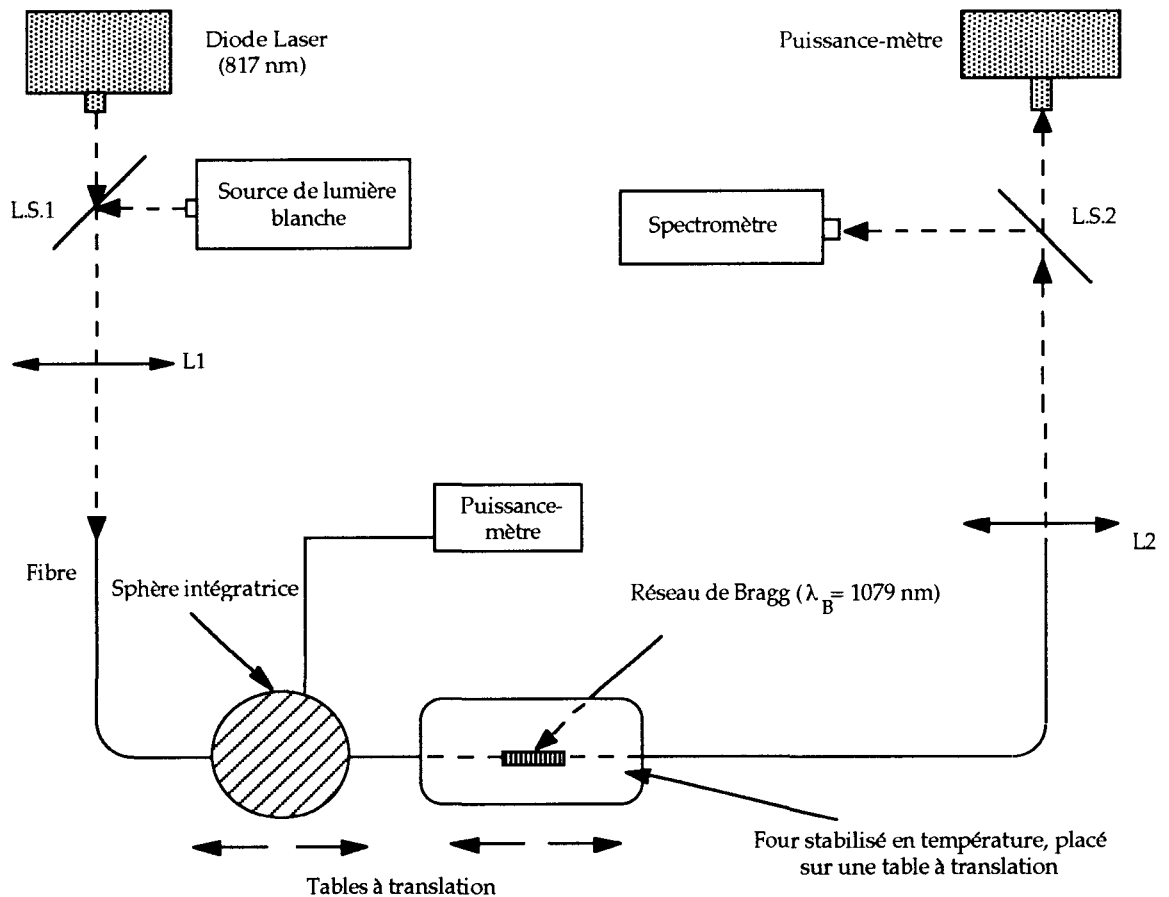


Figure II-17: Schéma expérimental destiné à suivre l'efficacité de diffraction d'un réseau à une longueur d'onde $\lambda = 817 \text{ nm}$ et la transmission spectrale de ce réseau à la longueur d'onde λ_B au cours d'un processus de destruction thermique de la fibre. L_1 , L_2 : lentilles sphériques ; L.S. : lame séparatrice.

Résultats

La figure II.18 illustre la dépendance de la transmission du réseau à la longueur d'onde de Bragg et celle de l'efficacité de diffraction en fonction de la température à laquelle le réseau est élevé. La transmission du réseau reste d'abord constante et égale à 10 % jusqu'à une température de 550°C. L'incertitude sur la mesure de la transmission de la fibre est estimée à 2 %.

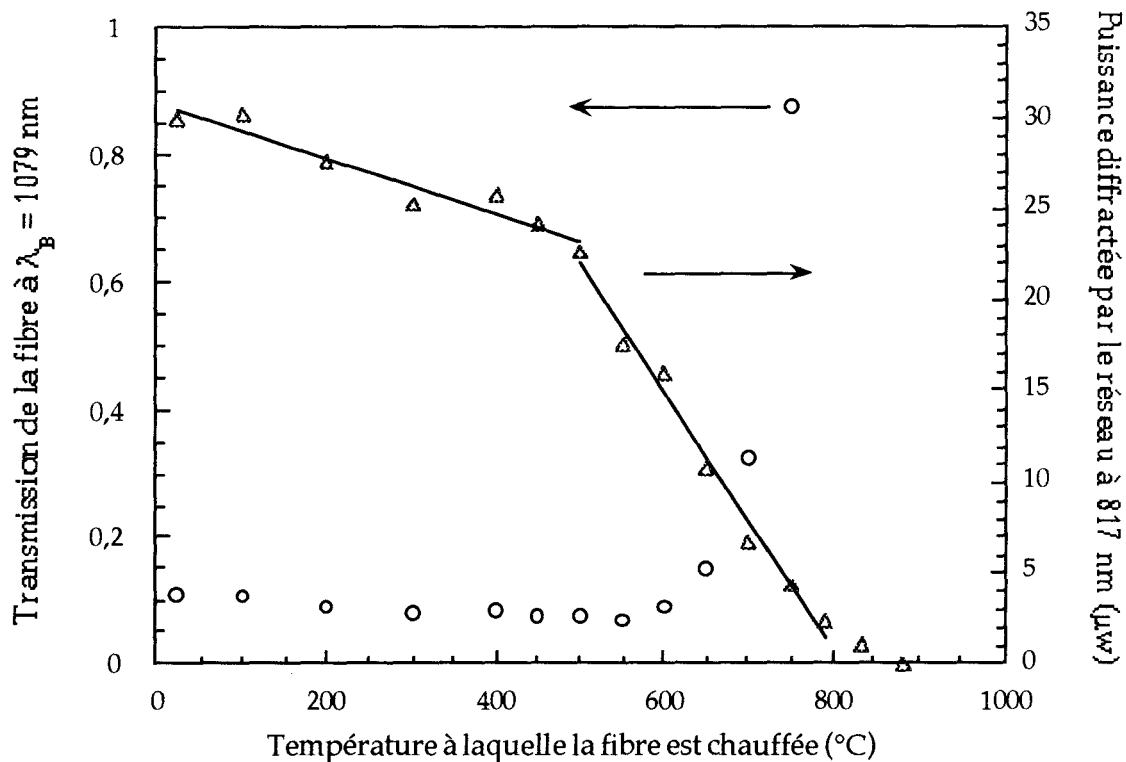


Figure II-18: Dépendance du coefficient de réflexion d'un réseau inscrit dans la fibre B ($\lambda_B = 1079$ nm) et de son efficacité de diffraction, en fonction de la température à laquelle la fibre est élevée. Le réseau étudié est photoinscrit en régime pulsé avec une fluence par pulse de 200 mJ/cm^2 . Les conditions d'inscription d'un réseau assure la formation d'un spectre de type IIA avec une réflectivité mesurée de 89%.

Le coefficient de réflexion du réseau diminue brutalement à partir de 575°C . Le réseau est complètement détruit vers 750°C . Ce comportement en température est caractéristique d'un réseau de type IIA. Quant à l'efficacité de diffraction, elle présente, dès la température de 100°C , une lente diminution quasi-linéaire. La puissance optique diffractée diminue de 20 % jusqu'à la température de 500°C , puis la décroissance de l'efficacité de diffraction s'accélère pour devenir égale à zéro vers 800°C . Comme nous le présentons sur la figure II.18, cette brusque diminution de l'efficacité de 500°C jusque 800°C s'assimile également à une décroissance linéaire. La température à laquelle la chute de la puissance diffractée s'accroît ($T = 500^\circ\text{C}$) coïncide donc, à peu près, à la température de destruction du spectre de type IIA ($T = 550^\circ\text{C}$). Cette expérience montre une corrélation entre

l'évolution de l'efficacité de diffraction et celle du coefficient de réflexion lors d'un recuit [26].

C.II.b. Destruction chimique d'un réseau de Bragg

Principe de l'étude

L'abrasion chimique transversale d'une fibre optique est une méthode efficace pour agir sur la répartition spatiale transverse de l'onde électromagnétique dans le guide. Pour cela, la fibre est placée dans un bain d'acide fluorhydrique HF pendant un temps plus ou moins long selon la concentration en acide et le résultat désiré. Sous l'action de l'acide, le diamètre de la fibre diminue linéairement en fonction du temps. Lorsque l'acide pénètre dans la zone de la gaine où est défini le champ évanescent du mode, les propriétés de guidage de la fibre sont fortement modifiées. Etant donnée la perturbation extérieure apportée par l'acide, l'indice de gaine vu par le mode devient alors une combinaison de l'indice de la silice et de celui de la solution d'acide. Il s'en suit une variation de l'indice effectif du mode qui peut être mesuré par un dispositif interférométrique. Par exemple, si un réseau de Bragg est photoinscrit à l'endroit où l'on réalise l'abrasion chimique, les variations de n_{eff} se traduisent par une modification du spectre transmis par la fibre.

D'autre part, l'abrasion chimique longitudinale d'une fibre, associée à une étude de l'état de surface de l'extrémité de la fibre apporte des renseignements sur la structure du guide [31]. Cette étude topographique est réalisée à l'échelle du nanomètre grâce à un microscope à force atomique (microscope A.F.M.). En effet, selon les constituants présents dans la solution acide, celle-ci ne va pas attaquer à la même vitesse la silice et les différents dopants du coeur. L'association de l'abrasion chimique longitudinale et de l'A.F.M. permet non seulement de mesurer l'indice d'une fibre de petit diamètre de coeur mais aussi de dresser une carte de la distribution transversale du germanium dans la fibre. Cette méthode permet également de mettre en évidence une biréfringence du coeur de la fibre ou encore la présence de défauts de structure [31, 32, 33].

Dans cette thèse, nous présentons une étude sur l'abrasion transversale d'une fibre optique plongée dans un bain d'acide fluorhydrique et dans laquelle a été photoinscrit un réseau de Bragg.

Dans une première partie, nous faisons un rappel succinct des réactions chimiques qui se produisent dans la solution acide fluorhydrique. Plusieurs solutions, présentant des concentrations de constituants différents sont étudiées.

Ensuite, nous observons l'évolution de la puissance diffractée par un réseau de Bragg au cours d'un processus d'abrasion chimique. Enfin, nous étudions l'évolution du spectre transmis par un réseau de Bragg pendant une attaque chimique. La difficulté à mettre en oeuvre un processus de destruction d'une fibre par de l'acide ne nous a pas permis de poursuivre simultanément les évolutions du spectre transmis et la puissance diffractée par le réseau.

Nous espérons, grâce à ces expériences, obtenir des informations sur la localisation spatiale des phénomènes à l'origine d'une augmentation de l'efficacité de diffraction et des photosensibilités de type I et IIA.

Conception de la solution d'acide fluorhydrique

Nous présentons tout d'abord les compositions des différentes solutions d'acide fluorhydrique conçues au cours de ce travail de thèse. La plupart de ces solutions ont déjà été utilisée lors de nombreuses études sur l'abrasion des fibres optiques en silice, par de l'acide [31, 32]. Néanmoins, très peu d'article traite des réactions chimiques mises en jeu et la nature des réactifs. Nous allons donc essayer de donner une description simple et schématique des réactions intervenant entre la silice et le bain acide. Nous ne prétendons pas fournir une description exhaustive ni de la nature des processus chimiques ni des produits formés.

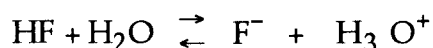
Solution	Composition	Vitesse d'attaque k[C]
HF	24% HF (49%)	32,5 $\mu\text{m} / \text{h}$
B.O.E. 1	1 vol. HF (49%) + 3 vol. NH_4F (40%) + 50% acide citrique	7 $\mu\text{m} / \text{h}$
B.O.E. 2	1/2 vol. HF (49%) + 3 vol. NH_4F (40%) + 66% acide citrique	14,6 $\mu\text{m} / \text{h}$

Tableau II.3: Composition des différentes solutions acides utilisées pour les expériences d'abrasion chimique.

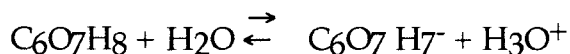
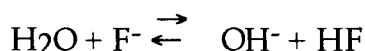
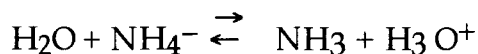
Les trois solutions conçues sont présentées dans le tableau II.3. Toutes ces solutions contiennent de l'acide fluorhydrique HF en solution aqueuse connue pour ses propriétés de dissolution des verres. Exceptée la première solution, les deux autres contiennent également du fluorure d'ammonium NH_4F et de l'acide

citrique saturé $C_6O_7H_8$. Zhong et al. rapportent que les solutions BOE ((1) ou (2)) s'avèrent attaquer préférentiellement la silice plutôt que l'oxyde de germanium [31]. Comme seul le coeur est dopé au germanium, l'abrasion chimique est alors ralentit à l'interface coeur/gaine de la fibre. La solution d'HF diluée quant à elle, détruit plus rapidement l'oxyde de germanium que la silice.

La dissolution de l'acide fluorhydrique dans l'eau est régit par la réaction acido-basique suivante:



HF est un acide faible et la constante d'acidité du couple HF / F^- (pK_a) est de 3.2. Les espèces chimiques formées sont l'ion hydronium (H_3O^+) et l'ion fluorure (F^-). Dans les solutions B.O.E., on a en plus les réactions suivantes :

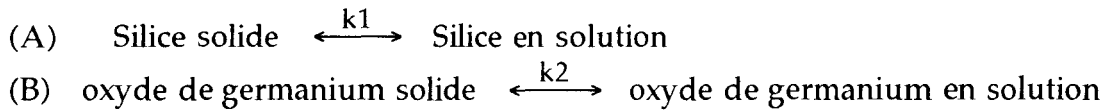


NH_4^- est une base forte et HF est un acide faible. Comme la solution B.O.E. est un mélange d'acide fluorhydrique et de fluorure d'ammonium, elle constitue donc une solution tampon. En effet, tous les mélanges en solution d'un acide faible et d'un des sels qu'il forme avec une base forte sont des mélanges tampons. L'effet tampon est utilisé quand on désire que le pH ne varie pas (ou peu) malgré la production d'ions H_3O^+ ou OH^- , au cours d'une réaction. Une solution tampon assure une concentration en $[H_3O^+]$ fixée et donc un pH constant donné par la relation:

$$pH = pka + \log [base] / [acide] \quad (13)$$

L'acide citrique est ensuite ajouté pour former avec HF et NH_4F un mélange tampon plus "exotique" dont le pH peut ainsi être plus facilement ajusté à une valeur donnée.

Nous allons maintenant tenter de décrire les raisons pour lesquelles la solution HF attaque la silice et l'oxyde de germanium tandis que les solutions B.O.E. détruisent préférentiellement la silice. Pour cela, nous supposons les deux réactions chimiques suivantes avec les constantes d'équilibre k_1 et k_2 .



Ces deux réactions peuvent se produire grâce à des mécanismes acido-basique ou (et) d'oxydo réduction. Le sens d'évolution des réactions (A) et (B), au cours du temps, est régi par les constantes d'équilibre k_1 et k_2 . Les valeurs de ces constantes définissent en effet la quantité ΔG qui représente la différence d'enthalpie libre entre l'ensemble des produits au sein du mélange. Le signe et la valeur de ΔG permettent de prévoir, selon les lois d'équilibre, le sens et les limites d'évolution de toute réaction chimique. Par ailleurs, les constantes d'équilibre k_1 et k_2 sont une fonction de la température, de la pression et de la concentration de tous les constituants du mélange. Or, comme les réactions (A) et (B) se produisent en solution acide, la concentration en $[H_3O^+]$ modifie les équilibres des deux réactions. Pour une valeur du pH particulière, fixée grâce à l'effet tampon, on peut par exemple favoriser le sens (solide \rightarrow solution) de la réaction (A) et le sens (solution \rightarrow solide) de la réaction (B). C'est le cas des solutions B.O.E. pour lesquelles l'abrasion de la silice est autorisée tandis que l'oxyde de germanium n'est pratiquement pas dissolu. Pour la solution d'HF dilué par contre, l'équilibre de la réaction (B) est légèrement déplacé et le sens (1) des deux réactions (A) et (B) devient alors possible. De ce fait, la solution d'HF favorisent l'abrasion à la fois de la silice et l'oxyde de germanium.

Nous avons ensuite expérimentalement étudié le diamètre de fibre abrasé en fonction du temps passé dans la solution acide. Zhong et al. [31] ont défini le taux d'abrasion par unité de surface comme suit :

$$dx/dt = k [C]^n \quad (14)$$

x représente l'épaisseur de fibre détruite, t le temps, $[C]$ la concentration en silice (dopée ou non), n l'ordre de la réaction et k une constante de réaction. Pour les solutions de HF concernées, l'ordre de la réaction est égal à un. dx/dt devient ainsi proportionnel à $[C]$. Nous avons expérimentalement vérifié que la quantité de silice abrasée est une fonction linéaire du temps d'attaque. Le coefficient de linéarité dépend de la valeur de k , sensible à certains dopants comme le germanium. Sur le tableau II.3, nous rapportons pour chaque solution, la valeur du coefficient $k[C]$ en $\mu\text{m}/\text{heure}$. Ce coefficient, valable uniquement jusqu'à ce que l'acide atteigne le coeur, nous permet de connaître à chaque instant la quantité de fibre abrasée. La durée de l'attaque constitue donc notre premier

calibrage du diamètre de fibre. Le second calibrage consiste à suivre l'évolution de la puissance transmise par la fibre au cours du temps et sera détaillé par la suite.

Finalement, nous avons vérifié la reproductibilité de la durée de l'attaque chimique pour s'assurer de la bonne qualité de notre technique de calibration. Plusieurs abrasions de la même fibre ont donc été réalisées dans les mêmes conditions de pression et de température. La durée totale de l'attaque, pour une solution considérée, s'est avérée très reproductible, avec une erreur mesurée de 2%. La quantité de fibre abrasée est donc un paramètre fiable. Par contre, nous avons rencontré des difficultés pour localiser l'interface coeur/gaine. Ces difficultés sont dues non pas à l'abrasion chimique mais à des imperfections dans la géométrie du coeur de la fibre. En effet, des variations de 200 nm du diamètre de coeur, le long de l'axe z de la fibre sont possibles. De plus, étant donnée la faible dimension du coeur, une diffusion du germanium dans la gaine est possible lors du tirage de la fibre. Cette diffusion provoque un gradient de germanium dans la gaine et une modification du facteur k au voisinage de l'interface coeur/gaine. Ceci induit une incertitude globale estimée à 200 - 300 nm sur la localisation spatiale de l'interface coeur/gaine de la fibre.

Evolution de la puissance diffractée au cours d'une abrasion chimique

Cette expérience est entreprise pour localiser dans la section transverse de la fibre les centres diffusants à l'origine de la répartition azimutale de la puissance diffractée obtenue sur les figures II.14 et II.15.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure II.19. Le réseau étudié est photoinscrit dans la fibre B avec une fluence par pulse de 200 J/cm². La longueur d'onde de Bragg du réseau est de 900 nm et les conditions d'irradiation de la fibre assurent la formation d'un spectre de type IIA. La partie de la fibre contenant le réseau est placée dans un bain d'acide fluorhydrique (solution B.O.E. 1). Nous injectons dans le coeur de la fibre le faisceau d'un laser He-Ne à 632.8 nm. Même si cette longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de coupure de la fibre B, nous optimisons les conditions d'injection du faisceau afin d'assurer un régime de propagation monomode. La puissance transmise est collectée par un détecteur de puissance placé en sortie de la fibre. Ce détecteur est relié à un enregistreur graphique. Préalablement à cette étude, nous avons réalisé un réseau d'expériences d'abaque qui nous permet de calibrer le diamètre de la fibre en fonction de la puissance transmise. La valeur de la puissance détectée en sortie de fibre nous informe donc sur l'état d'avancement du processus d'abrasion chimique. Cette donnée vient confirmer le calibrage du diamètre de la fibre en fonction du temps d'attaque.

Par ailleurs, la fibre est maintenue droite au niveau du bain acide pour éviter tout couplage du mode fondamental vers les modes radiatifs, dû à une courbure. Le réseau induit une fuite de lumière dans la direction contrapropagative suivant un angle θ de 126° . Comme dans les expériences précédentes, la diffraction se fait selon un cône centré sur l'axe de la fibre. Une feuille de papier transparente est placée perpendiculairement à la fibre, à une trentaine de centimètres au dessus du réseau. Ce papier matérialise la répartition en champ lointain de la puissance optique diffractée. La distribution azimutale de cette puissance se présente alors sous la forme d'un anneau avec 6 maxima d'intensité. Pour observer la diffraction en champ lointain, nous n'avons pas pris le risque d'utiliser la caméra C.C.D. placée juste au dessus du bain d'acide fluorhydrique. Il ne nous est alors pas possible de fournir des images de l'évolution de la répartition azimutale au cours du processus de destruction chimique.

Durant l'abrasion de la gaine mécanique et d'une partie de la gaine optique, aucune modification dans la répartition de la puissance diffractée n'est observable. De même, l'efficacité de diffraction n'évolue pas. Même quand le diamètre de la fibre est seulement de $17 \mu\text{m}$, nous ne voyons toujours pas de changement significatif. Par contre, lorsque l'abrasion révèle l'interface coeur/gaine, la répartition azimutale de la puissance diffractée devient brusquement isotrope. Aucun maxima d'intensité n'est alors discernable. Le changement du diamètre de fibre pour passer d'une distribution azimutale anisotrope à isotrope est de l'ordre de 100 nm . Cette estimation est obtenue à la condition que la vitesse d'attaque chimique ne soit pas modifiée à l'interface coeur/gaine.



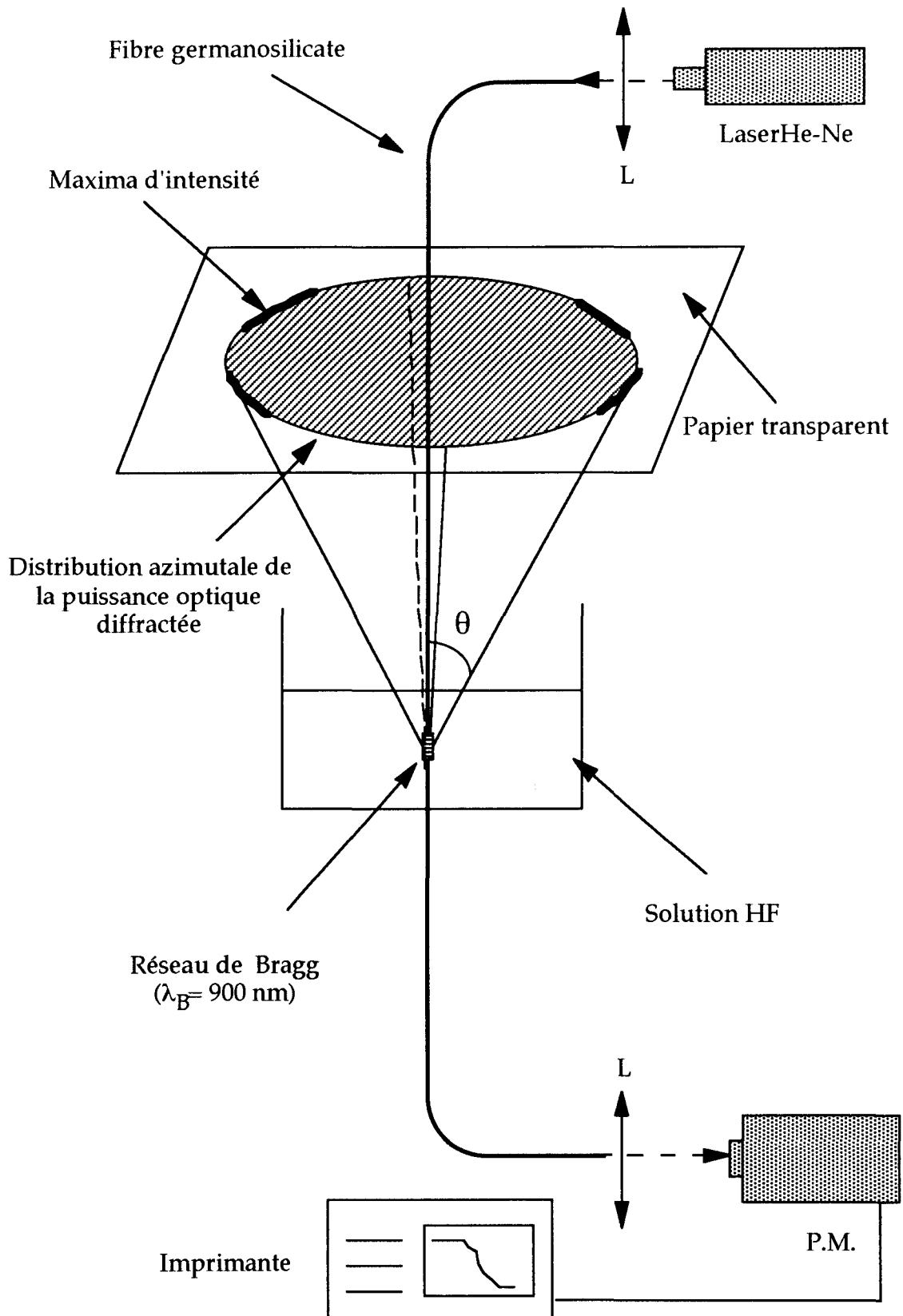


Figure II.19: Dispositif expérimental conçu pour suivre l'évolution de la puissance optique diffractée par un réseau de Bragg au cours de destruction chimique de la fibre. L: lentille.

Par la suite, et dès le début de l'abrasion du coeur, l'efficacité de diffraction augmente fortement pour atteindre 100 % juste avant la fracture de la fibre. Comme nous le verrons par la suite, cette augmentation de la diffraction est attribuable à une corrugation du coeur de la fibre résultante de l'irradiation UV et révélée par l'attaque chimique. Durant l'augmentation de la puissance diffractée, la répartition azimutale reste parfaitement isotrope. Par ailleurs, tout au long de cette expérience, nous n'avons pas observé de modification notable ni de l'angle d'émergence θ , ni de la divergence $\Delta\theta$ du faisceau diffracté.

Observation du spectre transmis par la fibre au cours du processus d'abrasion chimique

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution du spectre de transmission d'un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre soumise à un processus de destruction chimique. Le protocole expérimental est présenté sur la figure II.20.

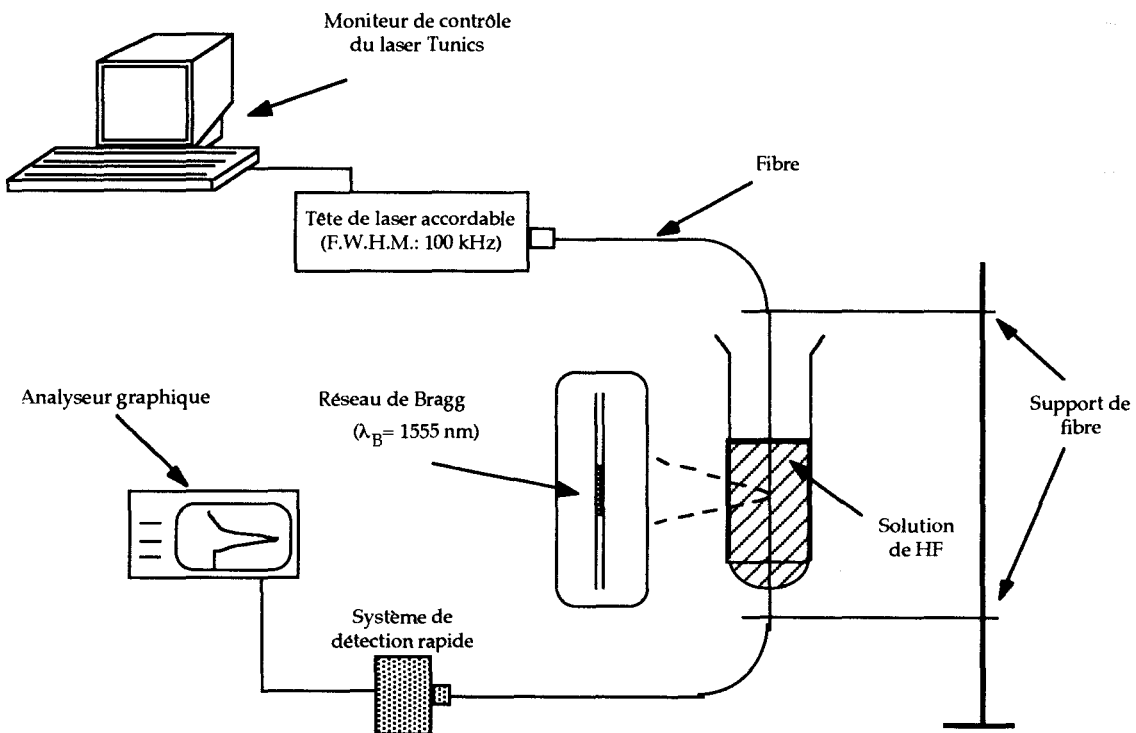


Figure II.20: Protocole expérimental destiné à suivre l'évolution de la transmission de la fibre autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B pendant une abrasion chimique de la fibre.

Nous allons étudier successivement des fibres présentant une photosensibilité de type I et de type IIA. Les fibres dans lesquelles nous inscrivons des réseaux de type IIA possèdent une grande ouverture numérique et un très petit diamètre de coeur (typiquement inférieur à 3 μm). Or, comme on peut le constater sur les cinétiques de destruction des différentes solutions d'acide, le temps nécessaire pour abraser le coeur de ces fibres va être de quelques minutes. De ce fait, nous adaptons un système de détection rapide pour suivre en quasi "temps réel" l'évolution des spectres des réseaux. Dans cet objectif, nous injectons le faisceau du laser Tunicis dans la fibre et nous enregistrons le spectre transmis par cette fibre à l'aide d'un détecteur InGaAs/Ge (B.P. de 20 KHz). En effet, en plus de nombreuses propriétés préalablement décrites, la longueur d'onde de ce laser peut parcourir un domaine spectral de 100 nm en 2 secondes. Cette rapidité de balayage en longueur d'onde associée à un système de détection rapide assure un enregistrement des spectres quasi instantané. Les réseaux de type I et IIA sont alors réalisés dans la fenêtre spectrale 1480 nm - 1580 nm accessible par le laser Tunicis. Nous mesurons ainsi la longueur d'onde du réseau et sa réflectivité.

Sur le schéma de la figure II.20, les fibres étudiées sont maintenues verticales à l'aide de deux aimants de façon à éviter toute tension. La région de la fibre dans laquelle est inscrit le réseau est disposée dans la solution d'acide fluorhydrique. A l'endroit du réseau, la fibre est dénudée sur une très courte distance (inférieure à un centimètre) pour minimiser la zone attaquée par l'acide. Un système de vases communiquant, non représenté, permet de vidanger très rapidement l'éprouvette contenant l'acide et ainsi de rincer la fibre avec de l'eau distillée. Grâce à ce système, l'attaque chimique peut être interrompue à tout instant avec un minimum de risques d'endommager la fibre.

Abrasion chimique d'un réseau de type I plongé dans la solution d'acide B.O.E. 2.

Pour cette expérience, nous utilisons la fibre C germanosilicate dans laquelle seule la photosensibilité de type I a été observée. Nous avons tout d'abord irradié transversalement cette fibre avec un laser pulsé de sorte que le réseau obtenu présente un spectre de type I de réflectivité mesurée égale à 65 %. La région dénudée de la fibre supportant le réseau est ensuite plongée dans la solution d'acide B.O.E. 2. Pour cette étude, nous n'utilisons pas la solution HF diluée, dont la vitesse d'abrasion nous est apparue trop rapide. D'autre part, nous écartons la solution B.O.E. 1, contenant trop d'HF et qui, parce qu'elle corrugue la surface du coeur de la fibre, ne nous permet pas de suivre la valeur réelle de la variation d'indice photoinduite.

Nous présentons sur la figure II.21 l'évolution de la puissance transmise par la fibre au cours du processus de destruction chimique du réseau.

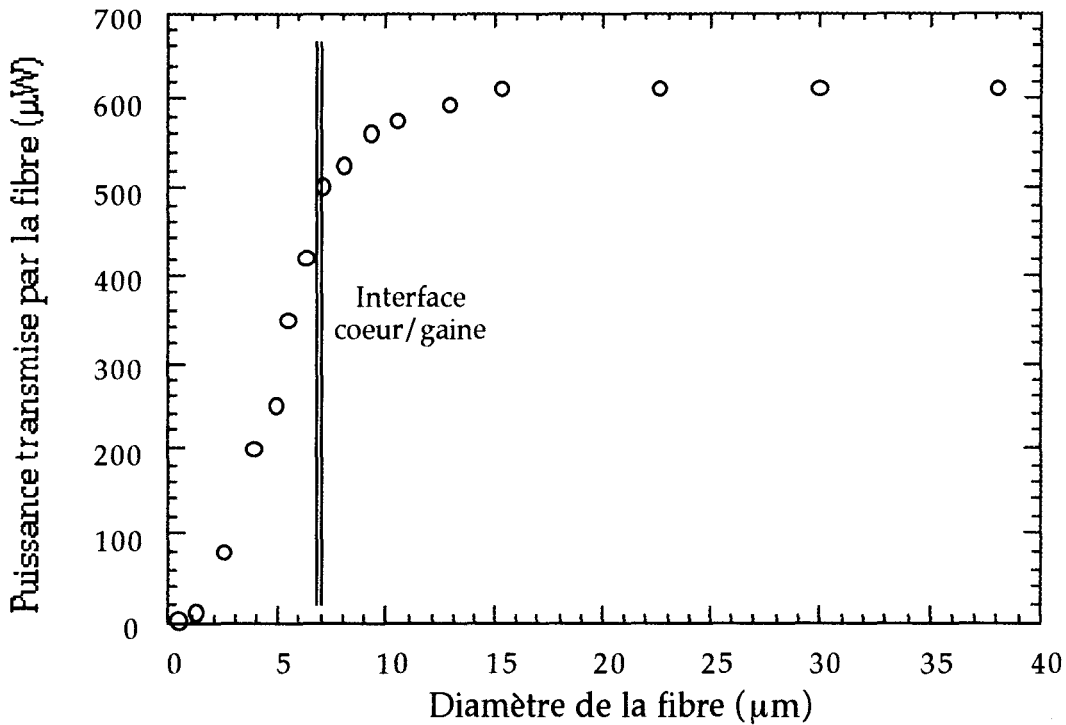


Figure II.21: Evolution de la puissance transmise par la fibre C à la longueur d'onde de 1560 nm en fonction du diamètre de fibre restant, c'est à dire non encore abrasée (solution B.O.E. 2).

La puissance est toujours mesurée à une même longueur d'onde λ_f plus grande que λ_B de quelques nanomètres. Ce choix de λ_f supérieure à λ_B nous permet de connaître la valeur de la transmission de la fibre hors du domaine spectral dans lequel sont définis la réflectivité du réseau et les modes de gaine [3]. Le diamètre de la fibre est calibré en fonction du temps d'attaque. Nous rappelons que ceci suppose une relation linéaire entre la durée de l'attaque et la quantité de matière abrasée. La puissance transmise par la fibre à la longueur d'onde λ_f reste constante et égale à 610 μW jusqu'à un diamètre de fibre de 17 μm environ. Cette puissance chute ensuite pour atteindre la valeur de 450 μW . Nous observons une accentuation de la décroissance une fois que l'acide pénètre dans le coeur de la fibre. Cette perte d'énergie lumineuse guidée est en partie attribuable à une corrugation de l'interface coeur/gaine révélée par l'abrasion chimique. La rugosité, due à une modification structurale du verre après l'irradiation UV, crée un fort couplage vers les modes radiatifs ($\Delta n_{\text{coeur/gaine}} \approx 10^{-1}$).

Nous présentons ensuite sur la figure II.22 l'évolution simultanée de la réflexion du réseau de Bragg à la longueur d'onde λ_B et du décalage de cette longueur d'onde λ_B au cours de l'attaque chimique, mesurés indépendamment. Ce décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ est exprimé par rapport à la longueur d'onde de Bragg $\lambda_{B\text{réf}}$ mesurée avant le début de l'abrasion ($\lambda_{B\text{réf}} = 1556,5 \text{ nm}$).

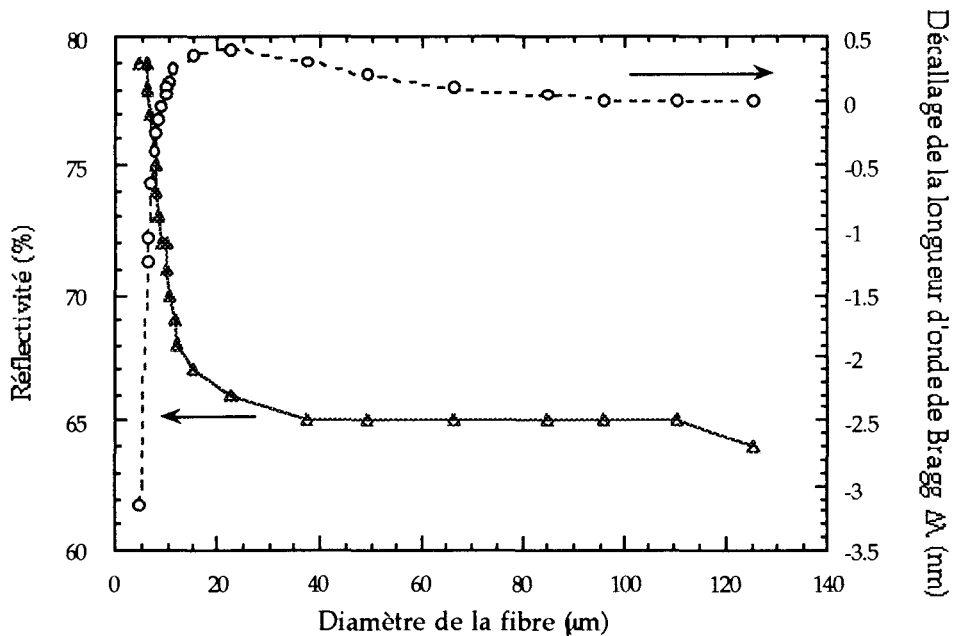


Figure II.22: Modifications de la longueur d'onde Bragg et de la réflectivité d'un réseau de Bragg de type I, au cours d'un processus d'abrasion chimique de la fibre. Le réseau étudié a été photoinscrit dans la fibre C à la longueur d'onde λ_B de 1556,5 nm. Sa réflectivité initiale est de 65%.

Sur la figure II.22, nous constatons que la réflectivité du réseau reste constante et égale à 65 % jusqu'à ce que l'acide pénètre dans la zone où est défini le champ évanescent (17 µm). La réflectivité augmente ensuite brusquement quand l'acide se rapproche de l'interface coeur/gaine. A cette interface, la valeur du coefficient de réflexion est de 79 %. Dès le début de l'abrasion du coeur (de diamètre 6,5 µm), le spectre du réseau s'élargit fortement tandis que la puissance transmise chute. La mesure de la réflectivité devient alors très difficile et c'est pourquoi sur la figure II.22, nous ne reportons pas les valeurs obtenues pour un diamètre de fibre inférieur à 5 µm.

Les valeurs du décalage en longueur d'onde de λ_B au cours de l'abrasion présentent tout d'abord une lente augmentation de 0.35 nm depuis le diamètre 80 µm jusqu'au diamètre 17 µm. Dès l'attaque par l'acide de la zone définie par le champ évanescent, la longueur d'onde de Bragg décroît plus rapidement [34].

A l'interface coeur/gaine, la longueur d'onde de Bragg a diminué de 1.5 nm par rapport à sa valeur avant le début de l'abrasion. Au tout début de l'abrasion du coeur, le décalage de λ_B vers les faibles longueurs d'onde s'accroît.

Pour compléter notre étude, nous avons également suivi l'évolution des modes de gaine, situés à des longueurs d'onde inférieures à λ_B , au cours de l'attaque chimique. Nous avons tout d'abord observé que l'écart en longueur d'onde entre les modes d'une même famille augmente quand le diamètre de la fibre diminue. Cette évolution est en bon accord avec la relation (4) qui régit l'écart entre les différents modes de gaine. Par la suite, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la longueur d'onde λ_L du premier mode excité. En effet, l'évolution de λ_L au cours de l'attaque chimique va nous renseigner sur l'évolution de l'indice de la gaine (silice + solution acide) vu par le mode guidé. Dans ce but, nous présentons sur la figure II.23, l'évolution en fonction du diamètre de la fibre de la quantité $(\lambda_B - \lambda_L)$. Cette grandeur ne change pas avant un diamètre de fibre de l'ordre de 60 μm . Plus le diamètre diminue, plus la quantité $(\lambda_B - \lambda_L)$ augmente et donc plus la différence d'indice ($n_{\text{eff}} - n_2$) augmente. A l'interface coeur/gaine, la grandeur $(\lambda_B - \lambda_L)$ vaut 4.6 nm.

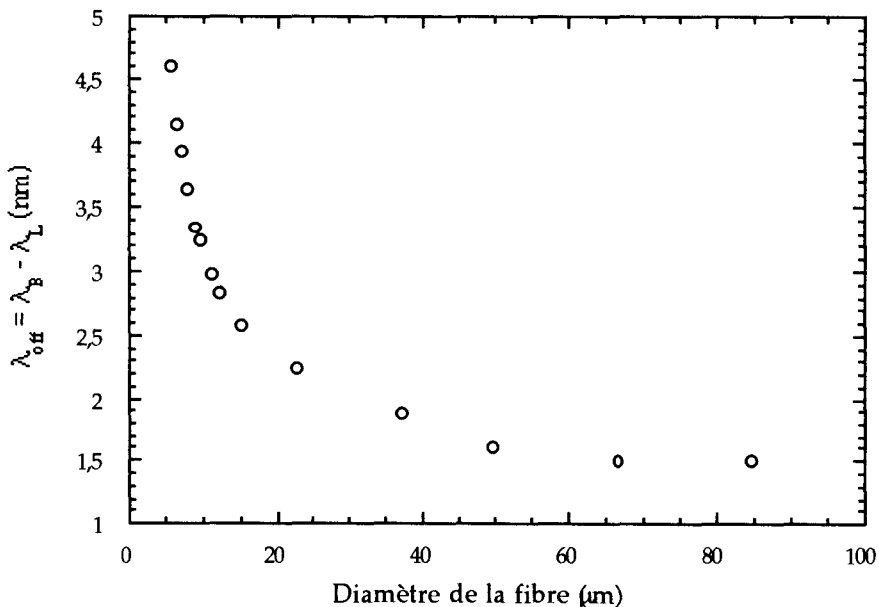


Figure II.23: Evolution au cours de l'attaque chimique de la quantité $\lambda_{\text{off}} = \lambda_B - \lambda_L$. λ_B est la longueur d'onde de Bragg du réseau; λ_L est la longueur d'onde à laquelle apparaît le premier mode de gaine. Ces données sont relatives au même réseau que celui décrit sur la figure II-22.

Interprétation des résultats.

Tout d'abord, la figure II.21 démontre la validité de notre calibrage du diamètre de fibre en fonction de la durée de l'abrasion chimique. En effet, étant donné les caractéristiques de la fibre ($\lambda/\lambda_c \approx 1,3$), la dimension transverse du mode dans la gaine est théoriquement égale à 2,5 fois le diamètre du coeur de la fibre. Cette valeur correspond à une répartition du champ évanescent sur un diamètre de $16,3 \mu\text{m}$. Ce résultat est en bon accord avec l'expérience puisque la puissance guidée dans la fibre commence à chuter quand la taille de fibre non encore abrasée est de l'ordre de $16 \mu\text{m}$.

Sur la figure II.22, nous constatons que le décalage de λ_B vers les grandes longueurs d'onde se produit pour un diamètre de fibre de $70 \mu\text{m}$. Si l'on suppose faible la variation du pas du réseau, cette observation est attribuable à une variation de l'indice effectif du mode guidé. En effet, lors de la fabrication de la préforme puis ensuite du tirage de la fibre, de nombreuses contraintes se créent aux interfaces coeur/gaine et gaine optique/gaine mécanique. L'irradiation UV d'une fibre transforme également le champ de contrainte dans le coeur [28]. De ce fait, le coeur se trouve sous contrainte tensile tandis que la gaine optique est sous contrainte compressive (voir figure II.24). La gaine mécanique, quant à elle, absorbe la tension de fibrage et est sous contrainte légèrement tensile. Lors de l'abrasion chimique de la gaine, il se produit un phénomène de relâchement de contraintes. La théorie de la photoélasticité prévoit une augmentation de l'indice d'un matériau lorsqu'il se produit une diminution de l'état de contrainte tensile. Les variations de n_{eff} peuvent donc être interprétées comme provenant d'un changement de l'état de contrainte de la fibre, tant que la solution chimique n'atteint pas le champ évanescent du mode qui se propage dans le coeur à l'endroit du réseau.

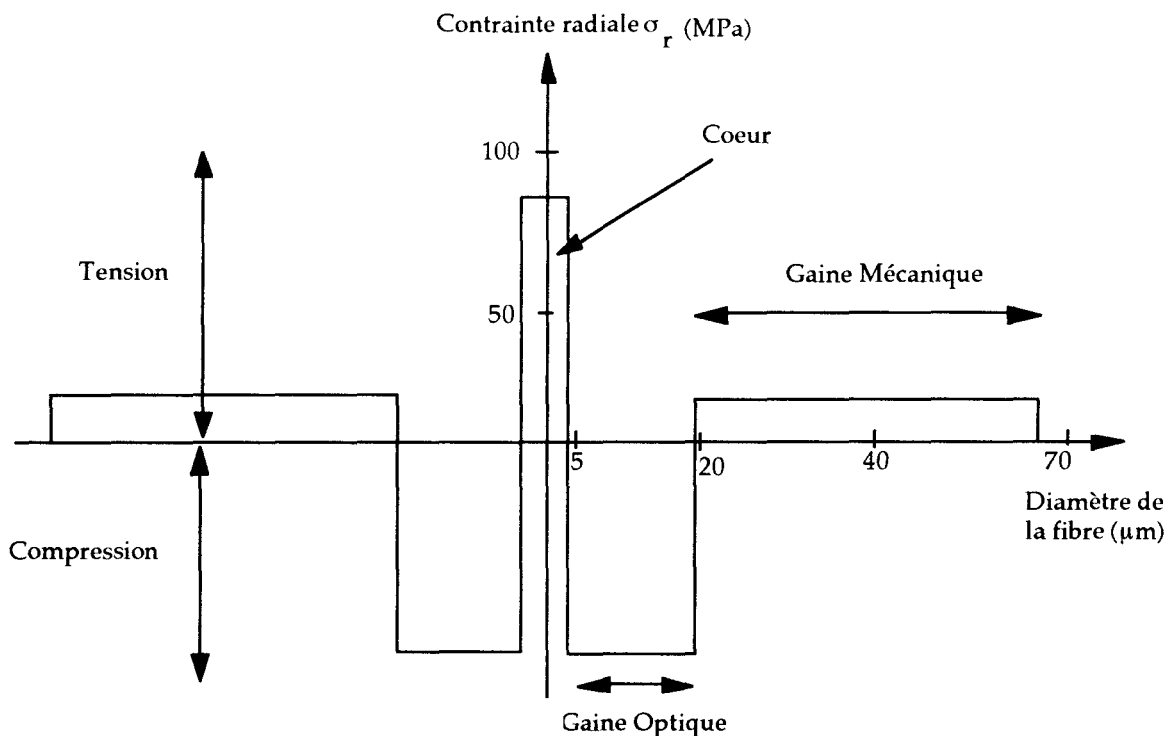


Figure II.24: Distribution radiale des contraintes axiales σ_z avant (en pointillé) et après irradiation (en continu), d'après Fonjallaz et al.. Les contraintes positives caractérisent une tension tandis que les valeurs négatives correspondent à une compression.

Pour mieux comprendre le phénomène de relâchement de contrainte induit par la destruction chimique, nous reportons tout d'abord sur la figure II.25 l'évolution de n_{eff} déduite de la figure II.22. Les dimensions cœur/gaine de la fibre C ne sont pas celles représentées sur la figure II.24, qui ne sert qu'à la compréhension. Pour la fibre C, le diamètre du cœur Φ_C est de $6.5 \mu\text{m}$, le diamètre de la gaine optique Φ_{gO} est de $39 \mu\text{m}$ et celui de la gaine mécanique Φ_{gM} est de $125 \mu\text{m}$. D'après la figure II.25, au début de l'abrasion de la gaine mécanique, l'indice effectif de propagation n'évolue pas. Lorsque le diamètre de la fibre abrasée est inférieur à $90 \mu\text{m}$, l'indice effectif de propagation augmente très lentement suite au relâchement de contraintes tensives de la gaine mécanique qui diminue les contraintes compressives de la gaine optique (figure II.24). Le début du relâchement des contraintes compressives de la gaine diminue les contraintes tensives du cœur [28]. L'indice de propagation augmente alors.

La destruction des gaines mécanique et optique provoque un relâchement des contraintes tensives appliquées sur le cœur. Il s'en suit alors une augmentation de n_{eff} , jusqu'à un diamètre d'environ $17 \mu\text{m}$. A ce stade, l'abrasion chimique pénètre dans la région du champ évanescent et comme l'indice de l'acide est inférieur à $1,44$, l'indice de gaine moyen vu par le mode

chute brutalement. Ce changement de la valeur de n_2 se répercute sur l'indice n_{eff} du mode qui diminue de 3.10^{-3} .

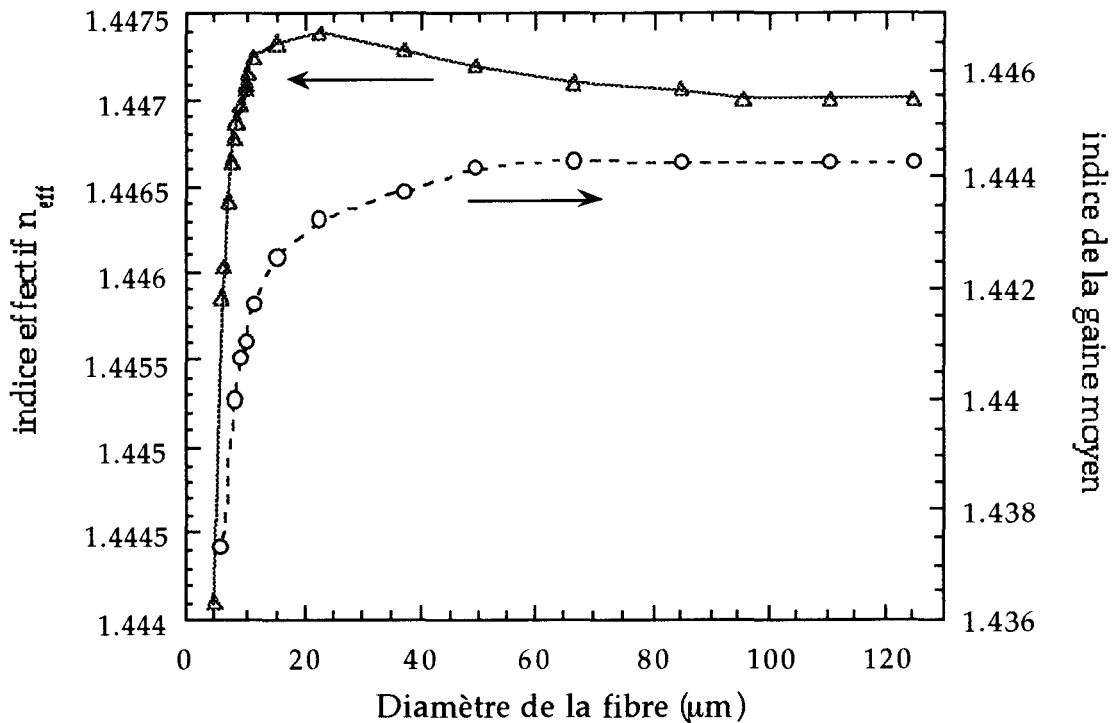


Figure II.25: Evolution, au cours de l'abrasion, de l'indice effectif n_{eff} et de l'indice moyen de la gaine. Ces valeurs sont déduites des données des figures II-22 et II-23.

Nous avons également reporté sur la figure II.25, l'évolution de l'indice de la gaine n_2 au cours du processus de destruction chimique. Cette courbe est déduite de la variation de la quantité $(\lambda_B - \lambda_L)$ de la figure II.23. En effet, la relation suivante:

$$\lambda_B - \lambda_L = \Lambda (n_{\text{eff}} - n_2) \quad (15)$$

associée avec l'évolution de n_{eff} de la figure II.25 nous donne accès aux valeurs de n_2 durant l'abrasion chimique. Nous supposons pour cela que le pas du réseau est constant et que la réaction chimique ne fournit pas assez d'énergie susceptible de chauffer le réseau. Pendant l'abrasion de la gaine mécanique, n_2 tout comme n_{eff} commencent à évoluer légèrement. Quand l'acide atteint la gaine optique, il se produit alors un fort relâchement de la contrainte compressive exercée sur la gaine. La contrainte tend vers zéro et l'indice n_2 diminue lentement jusqu'à un

diamètre de fibre de 17 μm . L'acide pénètre ensuite dans le champ évanescent du mode et accentue la décroissance de l'indice n_2 .

L'évolution de n_2 et n_{eff} pendant l'abrasion chimique s'explique donc par un relâchement des contraintes du coeur et de la gaine de la fibre. A l'aide des valeurs n_{eff} et n_2 mesurées à l'interface coeur/gaine, nous obtenons une fréquence normalisée de 2,6. Même si cette valeur de V est légèrement supérieure à 2,4, nous avons toujours observé au cours de ces expériences un régime de propagation monomode dans la fibre. Ceci doit être dû à la très petite dimension (< 1 cm) de fibre attaquée par l'acide fluorhydrique.

Sur la figure II.22, nous montrons l'évolution de la réflectivité R du réseau en fonction du diamètre de la fibre. La réflectivité R ne subit aucune modification jusqu'à ce que l'acide révèle la région délimitant le champ évanescent du mode LP_{01} . R augmente alors de 14 %.

Nous rappelons que la réflectivité d'un réseau est définie par la valeur de la modulation d'indice photoinduite Δn et du facteur de recouvrement η [21]. η représente l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{01} et le coeur de la fibre où est définie la variation d'indice Δn . Pour un réseau de type I, Δn est considérée uniformément répartie dans le coeur de la fibre. Or, une modification uniforme de l'état de contrainte de la fibre au cours de l'abrasion chimique ne permet pas d'expliquer un changement de Δn , qui est une grandeur spatialement périodique et donc non uniforme. Une telle explication supposerait une modification importante des constantes élastiques (module d'Young, de Poisson) du matériau du fait de l'irradiation UV. Nous ne considérons pas ici cette interprétation jugée peu probable. Nous attribuons plutôt l'augmentation de la réflectivité à une variation du facteur de recouvrement η [35, 36]. En effet, plus l'indice de la gaine diminue et plus le mode est confiné dans le coeur. D'un point de vue propagation guidée, l'acide modifie alors le rapport puissance coeur/puissance totale injectée et favorise l'augmentation du facteur η . De cette façon, la réflectivité du réseau est accrue sans pour autant que Δn soit changée.

L'abrasion chimique de réseaux de type I a permis de déterminer l'évolution des paramètres optogéométriques de la fibre au cours de l'abrasion. Cette expérience valide l'hypothèse selon laquelle la variation d'indice associée est uniforme dans le plan de section transverse de la fibre. Ce procédé va maintenant être utilisé sur des réseaux de type IIA afin de sonder la répartition spatiale de la modulation de l'indice.

Abrasion chimique d'un réseau de type IIA plongé dans la solution acide B.O.E. 2.

Nous nous intéressons maintenant aux mêmes propriétés pour un réseau de type IIA. Le réseau de Bragg étudié est réalisé à l'aide d'un laser pulsé dans la fibre A. Les conditions d'inscription de ce réseau assurent la formation d'un spectre de type IIA de réflectivité mesurée égale à 80% à la longueur d'onde de 1543 nm.

Sur la figure II.26, nous présentons l'évolution de la puissance transmise par la fibre à une longueur d'onde λ_f supérieure à λ_B . Cette puissance reste constante et égale à 400 μW jusqu'à un diamètre de fibre de 7 μm . Une fois que l'acide pénètre dans la région du champ évanescent, la puissance diminue rapidement. Ce travail a permis de mesurer l'extension du champ évanescent dans la fibre A.

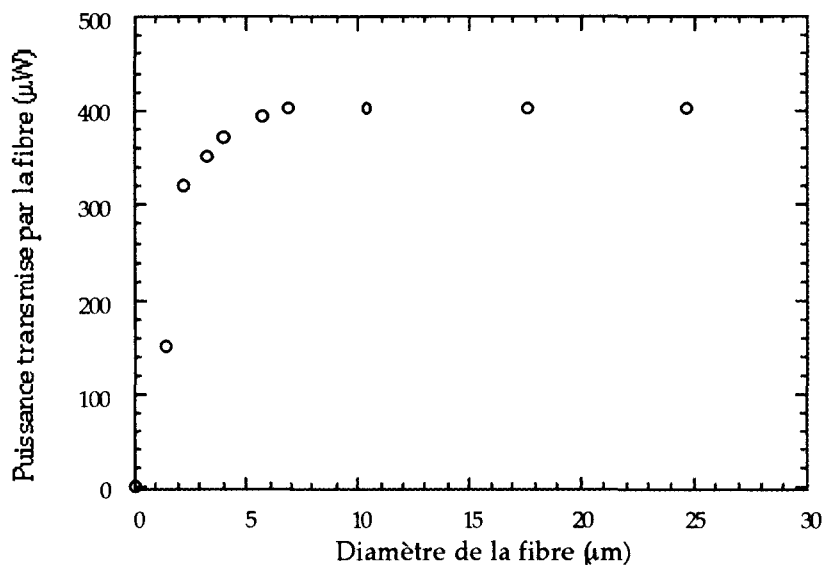


Figure II-26: Modifications de la puissance transmise par la fibre à la longueur d'onde de 1550 nm, en fonction du diamètre de fibre restant (solution B.O.E. 2). L'extension du champ évanescent du mode, qui se propage, est perturbée à partir d'un diamètre minimum de la fibre de 7 μm .

Nous exposons ensuite sur la figure II.27, l'évolution de la réflectivité du réseau et du décalage en longueur d'onde de λ_B . Nous constatons que la réflectivité n'évolue pas significativement avant un diamètre de fibre de 7 μm . Les fluctuations des valeurs obtenues entre les diamètres 125 et 7 μm appartiennent à l'intervalle d'incertitude de mesure estimé à 2 %. Entre les diamètres 7 et 4 μm , nous observons une légère augmentation des coefficients de

réflexion, de l'ordre de 4%. Par la suite, quand le diamètre de fibre non abrasée devient égal à 3 μm , nous constatons une brusque diminution de la réflectivité du réseau. Celle-ci passe en 1.5 μm de 84 % à 37 %. La localisation de la zone où se produit cette chute de la réflectivité correspond à peu près à l'interface coeur/gaine (le diamètre du coeur de la fibre est de 2.7 μm , le diamètre de gaine optique est de 25 μm). Comme pour le réseau de type I de la figure II.22, nous n'avons pas reporté les valeurs correspondant à des diamètres de fibre inférieurs à 1,5 μm .

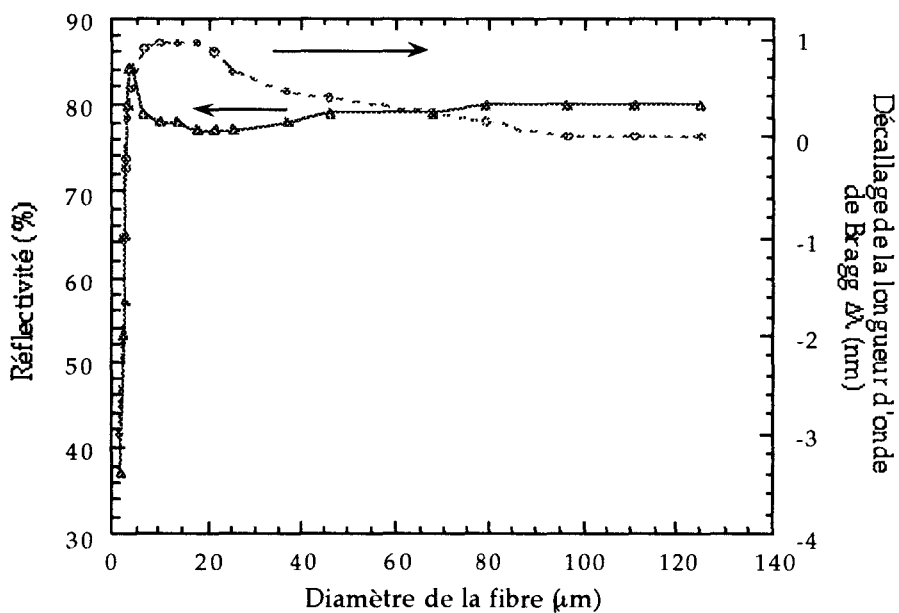


Figure II.27: modifications de la longueur d'onde de Bragg et de la réflectivité d'un réseau de type II A, au cours d'un processus d'abrasion chimique. Les conditions d'inscription du réseau ($F = 300 \text{ mJ/cm}^2$ et nombre de pulses de 80 000) assure la formation d'un spectre de type IIA de réflectivité mesurée à $\lambda_B = 1543 \text{ nm}$ égale à 80%.

Quant au décalage en longueur d'onde de λ_B , nous n'observons aucune modification jusqu'à un diamètre de 80 μm . Nous voyons ensuite une lente augmentation de λ_B d'environ un nanomètre. Celle-ci est attribuable à un changement de contrainte du matériau. Le décalage vers les grandes longueurs d'onde sature et change de sens à l'entrée de la région définie par le champ évanescent.

Les évolutions de la réflectivité et du décalage de λ_B mises en évidence sur ce réseau de type IIA diffèrent de celles présentées sur la figure II.22. Dans le cas d'un réseau de type I, la réflectivité augmente de façon monotone lors de

l'abrasion (figure II.22). Par contre, la réflectivité d'un réseau de type IIA augmente d'abord puis chute brutalement lorsque l'abrasion révèle l'interface coeur/gaine. Contrairement aux réseaux de type I, la « rapidité » avec laquelle la réflectivité diminue, à proximité du coeur, peut difficilement s'expliquer par un changement du coefficient η . L'abrasion de l'interface coeur/gaine semble donc détruire une partie importante de la modulation d'indice [36]. Cette expérience montre que la photosensibilité de type IIA est au moins partiellement localisée à l'interface coeur/gaine ou (et) dans la gaine.

C.III.Conclusions sur la corrélation existante entre la photosensibilité de type IIA et la diffraction de la lumière depuis un réseau de Bragg.

Dans les paragraphes précédents, nous avons discuté séparément des problèmes rencontrés et des résultats propres à chacune des deux séries d'expériences que nous avons menées. Nous en tirons maintenant des conclusions plus générales sur la corrélation existant entre la photosensibilité de type IIA et la diffraction (perte) de la lumière observée dans nos expériences.

Notre hypothèse quant à la corrélation entre ces deux phénomènes est renforcée par notre étude sur le comportement de l'efficacité de diffraction d'un réseau lors d'une élévation en température de la fibre. En effet, sur la figure II-18, nous observons que la puissance diffractée chute brutalement vers 500°C, au moment où la réflectivité du réseau de type IIA diminue. La lente décroissance de la valeur de l'efficacité entre 0 et 500°C est, quant à elle, attribuable à l'effacement de la variation d'indice Δn_1 du réseau de type I qui contribue pour une faible proportion à la puissance totale diffractée. En plus d'avoir une cinétique de croissance similaire, les réactions conduisant à la photosensibilité de type IIA et à une forte diffraction de la lumière présentent le même comportement lors d'une destruction thermique de la fibre [26].

Des expériences d'abrasion chimique de la fibre ont par la suite amené une preuve supplémentaire de la corrélation existant entre ces deux phénomènes. Elles nous indiquent tout d'abord que la cause du phénomène de diffraction, observé dans nos expériences est localisée à l'interface coeur/gaine de la fibre optique. En effet, quand l'abrasion chimique transversale révèle l'interface coeur/gaine de la fibre, la répartition azimutale de la puissance diffractée passe

d'une structure anisotrope à une structure parfaitement isotrope. Nous avons ensuite suivi l'évolution de la transmission spectrale de la fibre autour de λ_B pendant le processus d'attaque chimique. Ces expériences indiquent que la variation d'indice d'un réseau de type I est répartie uniformément dans le coeur de la fibre. Les modifications de la réflectivité des réseaux et de la valeur de λ_B sont attribuables uniquement aux changements de l'indice de gaine vu par le mode au cours de l'attaque. Par contre, la réflectivité des réseaux de type IIA présente un comportement singulier quand l'abrasion chimique révèle l'interface coeur/gaine. La rapidité à laquelle la réflectivité change lorsque l'acide révèle cette zone ne peut s'expliquer par une simple modification de l'intégrale de recouvrement η . Nous émettons alors un certain nombre d'hypothèses sur la localisation spatiale du phénomène à l'origine de la photosensibilité de type IIA. Tout d'abord, la variation d'indice de type IIA, Δn_2 , est non uniformément répartie dans la section transverse de la fibre, occupée par le mode. De plus, il semble que cette variation d'indice Δn_2 soit localisée en partie à l'interface coeur/gaine et (ou) dans la gaine de la fibre. Quand l'acide détruit la gaine et (ou) l'interface coeur/gaine, Δn_2 disparaît totalement ou partiellement et ceci se traduit par une chute de la réflectivité du réseau à λ_B . La réflectivité n'est néanmoins pas nulle car même si Δn_2 disparaît, il reste la variation d'indice Δn_1 de type I. La photosensibilité de type IIA apparaît donc être liée à l'existence de la gaine optique de la fibre. Une proposition des profils d'indice des fibres avant et après irradiation est montrée sur la figure II.28, pour les photosensibilités de type I et IIA. Cette figure résume de façon schématique les hypothèses sur la distributions spatiales des modulations photoinduites de l'indice de réfraction.

Ces trois séries d'expériences montrent que la diffraction de la lumière par un réseau de Bragg et la photosensibilité de type IIA sont certainement deux manifestations différentes du même phénomène physique. En effet, l'efficacité de diffraction et la photosensibilité de type IIA présentent les mêmes cinétiques d'apparition et de destruction. De plus, la localisation spatiale dans la fibre des causes de ces deux phénomènes semble être la même.

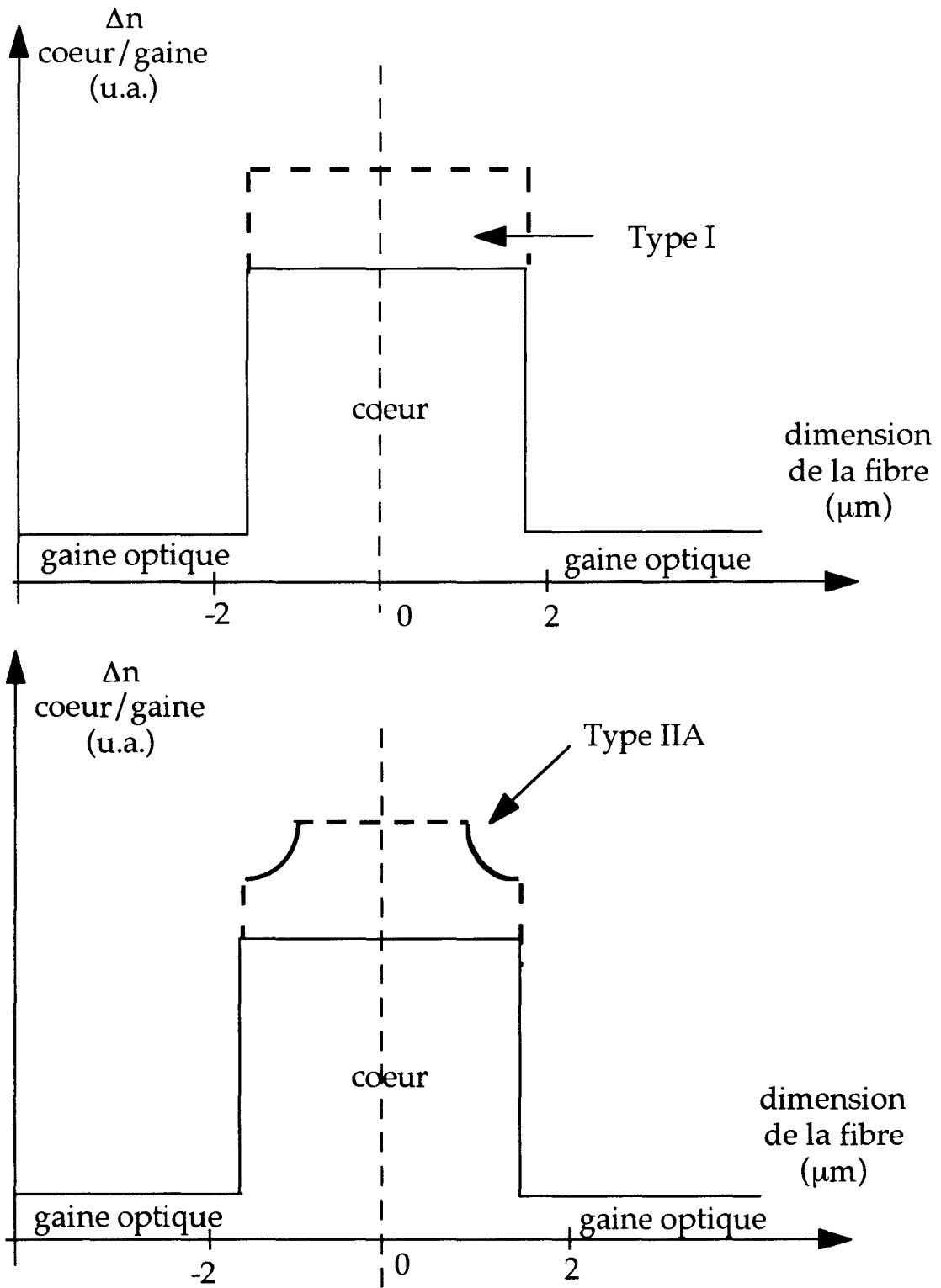


Figure II.28: Hypothèses sur les formes des profils d'indice, pour les photosensibilités de type I et de type IIA. Les traits continus correspondent à la fibre non irradiée, tandis que les traits en pointillés concernent la fibre après insolation UV (les échelles ne sont pas respectées).

D. MODELISATION DE LA REPARTITION POLAIRE ET AZIMUTALE DE LA PUISSANCE OPTIQUE DIFFRACTEE.

D.I. Introduction

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté une étude expérimentale du couplage induit entre le mode fondamental d'une fibre et le continuum de modes radiatifs lors de l'inscription d'un réseau de Bragg. Nous avons constaté une dépendance de l'angle d'émergence θ du faisceau diffracté en fonction de la longueur d'onde λ_i . Nous avons également remarqué (figures II.14 et II.15) la présence de maxima d'intensité dans la répartition azimutale de la puissance optique diffractée. Ces maxima sont sensibles à la longueur d'onde et à la polarisation du faisceau sonde. Par ailleurs, des expériences complémentaires ont démontré le haut degré de corrélation existant entre les caractéristiques de la diffraction et la photosensibilité de type IIA. Grâce à une abrasion chimique de la fibre réalisée à l'endroit du réseau, nous avons spatialement localisé à l'interface coeur/gaine les causes de l'anisotropie angulaire de la diffraction. Pour rendre compte de toutes ces observations réalisées en champ lointain, nous présentons maintenant un modèle théorique qui traite du couplage entre le mode fondamental et le continuum de modes radiatifs.

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un guide présentant des imperfections ou des inhomogénéités spatiales, une partie de l'énergie transportée par l'onde est diffusée. Une fraction de cette énergie diffusée est redistribuée sur les autres modes guidés tandis que le reste est rapidement dissipé hors du guide [16]. La compréhension de ces phénomènes de diffusion est d'une grande importance dans le secteur des télécommunications optiques pour calculer l'atténuation d'une onde au cours de sa propagation dans la fibre. Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour étudier les pertes associées à ces mécanismes de diffusion. Les deux méthodes les plus appropriées pour résoudre ces problèmes sont la théorie des modes couplés et la méthode approchée de densité de courant. L'analyse rigoureuse des pertes par diffusion à l'aide de la théorie des modes couplés a été principalement menée par Marcuse [17, 37]. Cette méthode consiste à calculer des intégrales de recouvrement entre le mode fondamental, les modes radiatifs excités et la perturbation, ici caractérisée par l'indice de réfraction du matériau. L'application de cette méthode nécessite de

connaître l'ensemble des modes radiatifs du guide qui, le plus souvent, présente une forme normalisée compliquée et difficile à utiliser.

L'étude présentée ici est menée en utilisant plutôt la méthode des "densités de courant". Cette méthode a été appliquée par Snyder à des fibres optiques présentant une très faible différence d'indice coeur/gaine (approximation faiblement guidée) et de légères imperfections [38]. La méthode est en fait une approximation de l'analyse complexe des guides d'onde à l'aide des fonctions de Green. La méthodologie consiste à ignorer la différence d'indice entre le coeur et la gaine de la fibre pour ensuite traiter les inhomogénéités diélectriques en terme de densités de courant fictives. Ces densités de courant, excitées par le champ électrique de l'onde incidente, rayonnent de l'énergie comme si elles étaient placées dans un milieu d'indice homogène. Ces approximations réduisent le problème à un calcul de rayonnement d'antenne placée dans l'espace libre sans pour autant déguiser les phénomènes physiques concernés. Dans le cadre de ces approximations, la méthode de densité de courant facilite la modélisation et l'analyse par rapport à la théorie des modes couplés. Cette méthode a été testée avec succès par Marcuse dans le cas où le coeur d'une fibre présente de légères fluctuations périodiques de son diamètre. Nous la reprenons ici et l'adaptions au cas d'une faible perturbation d'indice périodique, localisée à l'interface coeur/gaine.

La théorie des modes couplés a été utilisée par Mizrahi et Sipe pour modéliser le couplage qui se produit entre le mode guidé LP_{01} et les modes radiatifs de symétrie LP_0 , lors de l'inscription d'un réseau de Bragg [3]. Ces calculs théoriques ont été effectués à des longueurs d'onde λ légèrement plus petites que la longueur d'onde λ_B . L'utilisation de la méthode des densités de courant est ici impossible car l'angle θ d'émergence des modes radiatifs hors du coeur est trop petit pour négliger le rôle de l'interface coeur/gaine. Les résultats théoriques de Mizrahi reproduisent bien les valeurs expérimentales et démontrent que la variation d'indice d'un réseau de type I est répartie uniformément dans le plan de section transverse du coeur de la fibre. En effet, si cette variation d'indice Δn_1 était distribuée uniformément à la fois dans le coeur et la gaine de la fibre, l'intégrale de recouvrement et le couplage vers les modes radiatifs seraient nuls pour des raisons de symétrie [3].

Dans nos expériences sur la répartition en champ lointain de la puissance diffractée depuis un réseau, les longueurs d'onde des faisceaux injectés dans la fibre sont bien inférieures à λ_B . De ce fait, les angles d'émergence θ des rayons diffractés sont toujours compris entre 50° et 130° . La valeur de ces angles justifie en partie une étude théorique de la diffraction des réseaux de Bragg par la méthode de densité de courant. Après avoir exposé plus en détails le principe et

les hypothèses de cette méthode, nous la spécifions à l'étude de couplage induit par des réseaux de Bragg. Nous présentons ensuite un développement mathématique qui nous conduit à une solution analytique relative à la répartition azimutale de la puissance diffractée. Nous comparons enfin les résultats théoriques aux valeurs expérimentales avant de conclure [39].

D.II. Formulation du problème de diffraction

Nous considérons tout d'abord que seul le mode fondamental HE₁₁ se propage dans la fibre. La gaine de la fibre est supposée infiniment large pour des raisons de simplicité. n_2 est l'indice de la gaine, n_1 l'indice du coeur, et a le rayon du coeur de la fibre. Le mode HE₁₁ se propage suivant l'axe z de la fibre avec un champ électrique E_{ox} polarisé linéairement suivant l'axe x . Les composantes du champ s'écrivent comme suit pour $r' < a$ [17]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_o &= (E_{ox} \vec{x} + E_{oz} \vec{z}) \exp(-i\beta_o z') \\ E_{ox} &= A J_0(\kappa r') \text{ et } E_{oz} = \frac{i\kappa a}{\beta_o} J_1(\kappa r') \cos(\varphi') \end{aligned} \quad (16)$$

avec $\kappa = (n_1^2 k^2 - \beta_o^2)^{1/2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et $\beta_o = k n_{\text{eff}}$

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre zéro et un. n_1 est l'indice de réfraction du coeur de la fibre, n_{eff} l'indice de propagation du mode guidé. λ représente la longueur d'onde dans le vide et β_o la constante de propagation du mode. l'amplitude du mode A est reliée à la puissance P transportée par le mode suivant l'équation :

$$A^2 = \frac{2 \left(\frac{\mu_o}{\epsilon_o} \right)^{1/2} \gamma^2 P}{\pi a^2 n_2 (n_1^2 - n_2^2) k^2 J_1^2(\kappa a)} \quad (17)$$

Le paramètre γ est définit comme suit :

$$\gamma = (\beta_o^2 - n_2^2 k^2)^{1/2} \quad (18)$$

Dans les relations (16), (x, y, z) et (r', φ', z') désignent respectivement le système d'axe de coordonnées cartésiennes et cylindriques relatives à un point situé à

l'intérieur de la fibre. De même, dans ces relations, nous tenons compte de la composante longitudinale z du champ même si la relation $\frac{\kappa}{\beta_0} \ll 1$ est vérifiée.

En l'absence de perturbation extérieure, le mode HE_{11} se propage sans atténuation le long de la fibre. Par contre, si l'onde rencontre une homogénéité spatiale, une partie de la puissance guidée est redistribuée sur les autres modes [37]. Lors de l'irradiation périodique de la fibre à l'aide d'un système de franges ultraviolettes, l'indice de réfraction du matériau est modifié selon la loi [21]:

$$n(r', \varphi', z') = n_1 + \delta n(r', \varphi') \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi z'}{\Lambda}\right)\right) \quad (19)$$

où Λ désigne le pas du réseau de Bragg et n_1 est supposé constant dans le plan de section transverse du coeur de la fibre. Nous n'introduisons pas dans cette relation de termes relatifs à la visibilité du champ de frange. Dans la plupart des études sur les réseaux de Bragg dans les fibres, la quantité $\delta n(r', \varphi')$ est considérée comme constante.

La perturbation d'indice induit un transfert d'énergie d'un mode vers un autre, guidé ou non, si (1) il existe un accord de phase entre les modes considérés, et si (2) l'intégrale de recouvrement entre ces modes, sous l'effet de la perturbation, est non nulle. Nous allons maintenant montrer comment les inhomogénéités présentes dans la fibre peuvent se représenter à l'aide de densité de courant \vec{J} , excitées par le champ électrique de l'onde guidée.

D .III.Principe et hypothèses de la méthode de densité de courant

D .III.a.Equations de Maxwell appliquées à notre problème

Notre problème de diffraction peut se formuler comme suit. Nous reprenons tout d'abord les équations de Maxwell des champs \vec{E} et \vec{H} écrites dans un milieu isolant. \vec{E} et \vec{H} sont définis dans la zone de la fibre irradiée :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = i\omega n^2 \epsilon_0 \vec{E} \quad (20)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -i\omega \mu_0 \vec{H} \quad (21)$$

où n est une fonction de r' , φ' et z' . Le champ électrique \vec{E} , dans la zone perturbée est composé du champ électrique \vec{E}_0 de l'onde guidée dans la fibre et du champ électrique de l'onde diffractée \vec{E}_s .

Nous écrivons alors:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_s \text{ et } \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_s \quad (22)$$

\vec{H}_0 et \vec{H}_s sont respectivement les inductions magnétiques de l'onde guidée et de l'onde diffractée. L'équation (20) se met sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{H}_s + \vec{H}_0) = i\omega n^2 \epsilon_0 (\vec{E}_0 + \vec{E}_s) \quad (23)$$

Soit en développant :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_s + \vec{\nabla} \wedge \vec{H}_0 = i\omega n^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 + i\omega n^2 \epsilon_0 \vec{E}_s \quad (24)$$

Or, \vec{E}_0 est également solution des équations de Maxwell définies cette fois dans la région de la fibre non perturbée par l'irradiation lumineuse. Nous écrivons alors:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_0 = i\omega n_0^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 \quad (25)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_0 = -i\omega \mu_0 \vec{H}_0 \quad (26)$$

où $n_0(r', \varphi')$ désigne l'indice de réfraction de la fibre non irradiée. Notons que n_0 est uniquement fonction des variables transverses r' et φ' . A ce stade du calcul, nous ajoutons et soustrayons le terme $(i\omega n_0^2 \epsilon_0 \vec{E}_0)$ au membre de droite de l'équation (24) qui s'écrit alors:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_s + \vec{\nabla} \wedge \vec{H}_0 = i\omega n^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 + i\omega \epsilon_0 n^2 \vec{E}_s - i\omega n_0^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 + i\omega n_0^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 \quad (27)$$

Après simplification, le système d'équations (20), (21) se met sous la forme

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_s = i\omega \epsilon_0 \vec{E}_0 (n^2 - n_0^2) + i\omega n^2 \epsilon_0 \vec{E}_s \quad (28)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_s = -i\omega \mu_0 \vec{H}_s \quad (29)$$

ou encore:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_s = \vec{J} + i\omega n^2 \epsilon_0 \vec{E}_s \quad (30)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_s = -i\omega \mu_0 \vec{H}_s \quad (31)$$

avec:

$$\vec{J} = i\omega \epsilon_0 \vec{E}_o (n^2 - n_o^2) \quad (32)$$

Par ailleurs, si on écrit n comme suit :

$$n(r', \varphi', z') = n_o(r', \varphi') + \delta(z') \quad (33)$$

alors,

$$n^2 \vec{E}_s = n_o^2 \vec{E}_s + \delta^2 \vec{E}_s + 2n_o \delta \vec{E}_s \quad (34)$$

Or, \vec{E}_s est très petit et la perturbation $\delta(z)$ de l'indice du matériau suivant l'axe z est supposée faible. Les termes $n_o \delta \vec{E}_s$ et $\delta^2 \vec{E}_s$ sont donc respectivement du second et troisième ordre et peuvent être négligés. Finalement, nous obtenons le système d'équations :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_s = -i\omega \mu_0 \vec{H}_s \quad (35)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_s = \vec{J} + i\omega n_o^2 \epsilon_0 \vec{E}_s \quad (36)$$

avec

$$\vec{J} = i\omega \epsilon_0 (n^2 - n_o^2) \vec{E}_o \quad (37)$$

Le problème de diffraction se réduit alors à déterminer le champ \vec{E}_s induit dans la fibre optique par une densité de courant fictive \vec{J} . Cette densité de courant \vec{J} est elle même établie par les non-uniformités d'indice présentes dans le coeur de la fibre. En d'autres termes, les champs électromagnétiques dans la région perturbée de la fibre sont identiques à ceux de la fibre non perturbée mais en présence d'une densité de courant \vec{J} [16]. Le choix de la forme à donner à l'expression de \vec{J} dépend du problème considéré. La première hypothèse de cette méthode de densité de courant suppose donc que la perturbation d'indice est assez faible pour que le champ \vec{E}_o reste inchangé dans la zone irradiée.

D .III.b.Représentation en terme de potentiel vecteur.

Avec les systèmes d'équations en \vec{E}_s et \vec{H}_s , nous pouvons déterminer l'équation de propagation de l'onde et la résoudre par la suite. Néanmoins, si nous exprimons cette équation d'onde en terme de \vec{E}_s , nous allons nous heurter à une équation très complexe. En effet, la présence du courant \vec{J} (et donc de charges) n'assure plus la nullité du terme $\nabla \cdot \vec{E}$ et complique la forme de l'équation d'onde telle que nous la connaissons dans un espace libre de courants et de charges. Par contre, il est beaucoup plus simple d'exprimer cette équation en terme du potentiel vecteur \vec{A} , défini selon la jauge de Lorentz. Pour cela, nous reprenons l'équation (36) qui, à l'aide du potentiel vecteur \vec{A} , s'écrit :

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{J} + i\omega n_0^2 \epsilon_0 \vec{E}_s \quad (38)$$

ou encore

$$\frac{1}{\mu_0} [-\vec{\nabla}^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A})] = \vec{J} + i\omega n_0^2 \epsilon_0 \vec{E}_s \quad (39)$$

Or, dans la jauge de Lorentz, \vec{E}_s et \vec{A} sont reliés par la relation:

$$\vec{E}_s = -i\omega \vec{A} - \frac{ic^2}{\omega} \vec{\nabla} \left[\frac{\nabla \cdot \vec{A}}{n_0^2} \right] \quad (40)$$

Avec (39) et (40), nous obtenons :

$$\frac{1}{\mu_0} [-\vec{\nabla}^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A})] = \vec{J} + i\omega n_0^2 \epsilon_0 \left[-i\omega \vec{A} - \frac{ic^2}{\omega} \vec{\nabla} \frac{(\nabla \cdot \vec{A})}{n_0^2} \right] \quad (41)$$

soit

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A}) = \mu_0 \vec{J} + \omega^2 n_0^2 \epsilon_0 \mu_0 \vec{A} + n_0^2 \vec{\nabla} \frac{(\nabla \cdot \vec{A})}{n_0^2} \quad (42)$$

Or,

$$\begin{aligned} n_0^2 \vec{\nabla} \frac{(\nabla \cdot \vec{A})}{n_0^2} &= \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A}) + n_0^2 \nabla \cdot \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{n_0^2} \right) \\ &= \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla \cdot \vec{A} \cdot \vec{\nabla}(\ln(n_0^2)) \end{aligned} \quad (43)$$

Donc, nous avons

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A}) = \mu_0 \vec{J} + k^2 n_o^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla \cdot \vec{A} \vec{\nabla}(\ln(n_o^2)) \quad (44)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde dans le vide. Après simplification,

$$[\vec{\nabla}^2 + k^2 n_o^2] \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} + (\nabla \cdot \vec{A}) \vec{\nabla}(\ln(n_o^2)) \quad (45)$$

Il nous faut maintenant résoudre cette équation d'onde. Auparavant, nous allons émettre une hypothèse supplémentaire pour faciliter son étude. Elle consiste à supposer un mode faiblement guidé, ce qui simplifie la représentation des champs et potentiels. En effet, dans ce cas, le profil d'indice est considéré comme plat dans le coeur de la fibre. Nous négligeons ainsi le terme en $\vec{\nabla}(\ln(n_o^2))$ qui traduit les problèmes de polarisation de la fibre optique [16]. L'équation (45) devient alors,

$$[\vec{\nabla}^2 + k^2 n_o^2] \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (46)$$

Le potentiel vecteur \vec{A} est ainsi conduit par la densité de courant fictive \vec{J} .

D.III.c.Solution de l'équation du potentiel vecteur.

Chacune des composantes du potentiel vecteur satisfait une équation d'onde scalaire. La solution de (46) pour chacune de ces composantes est exprimable en terme de fonction de Green \vec{G} . Par superposition, cela conduit au résultat:

$$\vec{A}(\vec{R}) = \mu_0 \int_{v'} \vec{G}(\vec{R}, \vec{R}') \vec{J}(\vec{R}') dv' \quad (47)$$

où v' est le volume occupé par les sources des densités de courant. \vec{R}' et \vec{R} sont les vecteurs position des sources de courant et du point d'observation, respectivement.

La fonction de Green est quant à elle solution de l'équation suivante :

$$[\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2] G(\vec{R}, \vec{R}') = -\delta(\vec{R} - \vec{R}') \quad (48)$$

Le symbole δ représente ici la fonction de Dirac.

D.IV. Les approximations

D.IV.a. Approximation de l'espace libre

Lorsqu'une source de courant est située à l'intérieur du cœur d'une fibre de profil d'indice quelconque, la détermination de la fonction de Green est particulièrement compliquée. Par contre, si la fibre est dite faiblement guidante, sa détermination est grandement simplifiée. En effet, il est intuitif que, quand les variations du profil d'indice sont faibles ($n_1 - n_2 \ll 1$), la source émet un rayonnement comme si elle était placée dans un milieu d'indice uniforme. Ce milieu infini et uniforme possède l'indice de réfraction n_2 de la gaine optique. Le problème se résume alors à déterminer le diagramme de rayonnement d'une antenne placée dans l'espace libre. Nous appelons "approximation de l'espace libre", le remplacement de la fibre faiblement guidée par un milieu d'indice uniforme [16, 38]. Cette approximation ignore les variations du profil d'indice à l'interface cœur/gaine puisqu'elle suppose l'égalité $n_1 \approx n_2$ vérifiée. L'approximation est valable pour des fibres faiblement guidantes et pour des directions de radiation non parallèles à l'axe z de propagation. En effet, seule la diffusion de lumière dans des directions très proches de l'axe de la fibre est sensible à l'interface cœur/gaine et diffère significativement du rayonnement de l'espace libre. Selon Snyder, l'approximation est applicable dès que les angles de diffraction θ sont supérieurs à $3\theta_c$, où θ_c est défini comme suit [17]:

$$\sin \theta_c = \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (49)$$

□

Or, pour nos expériences, les angles de diffraction θ sont typiquement compris entre 50° et 130° alors que la valeur de θ_c est de 5° . L'utilisation de l'approximation du couplage de l'onde guidée vers l'espace libre est donc pleinement justifiée.

Dans un milieu d'indice n_2 uniforme, la fonction de Green (solution de (48)) s'exprime mathématiquement sous la forme d'une onde sphérique [16]:

$$G(\vec{R}, \vec{R}') = \left\{ \frac{\exp(-ik n_2 |\vec{R} - \vec{R}'|)}{4\pi |\vec{R} - \vec{R}'|} \right\} \quad (50)$$

où $|\vec{R} - \vec{R}'|$ désigne la distance entre la densité de courant définie dans la fibre et le point d'observation. L'équation (47) s'écrit alors,

$$\vec{A}_{FS}(\vec{R}) = \mu_0 \int_{V'} \frac{\exp(-ik n_2 |\vec{R} - \vec{R}'|)}{4\pi |\vec{R} - \vec{R}'|} \vec{J}(\vec{R}') dv' \quad (51)$$

Nous désignons par le suffixe FS les grandeurs physiques relatives à la propagation dans l'espace libre. Nous verrons par la suite les modifications à apporter à ces grandeurs pour tenir compte de l'influence de la différence d'indice entre le coeur et la gaine de la fibre sur la diffraction de la lumière. En outre, même si dans le cadre de l'approximation de l'espace libre, nous avons supposé $n_1 = n_2$, nous continuons à dénommer l'indice du coeur par n_1 , pour apporter plus de clarté à nos explications physiques.

Si nous remplaçons \vec{J} par son expression en fonction de n et de \vec{E}_0 (équation (37)) dans l'équation (51), nous constatons que cette dernière représente une intégrale de recouvrement comme celles calculées dans la théorie des modes couplés. Cette intégrale calcule le recouvrement entre le champ guidé et le champ radiatif induit par la variation d'indice. Nous notons également que, comme dans la théorie des modes couplés, cette intégrale est proportionnelle à la perturbation spatiale ($n^2 - n_0^2$). L'approximation de "l'espace libre" nous a alors naturellement permis de donner une forme simple à la base des modes radiatifs de la fibre puisque $\theta \gg \theta_c$. Une résolution rigoureuse du problème consisterait à évaluer (51) avec la forme vraie de la base de modes radiatifs. Si l'on se réfère à Snyder, et étant donné la valeur des angles θ , les résultats obtenus alors, bien que plus généraux, n'apporteraient néanmoins pas de modifications notables aux nôtres [38].

D .IV.b.Approximation du champ lointain

Toutes nos expériences concernant la répartition angulaire de la puissance diffractée par un réseau de Bragg ont été réalisées en champ lointain. Pour modéliser correctement les phénomènes décrits au début de ce chapitre, nous allons résoudre l'équation (51) uniquement dans le cas où le point d'observation

(repéré par \vec{R}) est situé très loin des sources de courant (repérées par \vec{R}') dans la fibre. Si l'on pose $|\vec{R}| = R$ et $|\vec{R}'| = R'$, l'approximation du champ lointain consiste à spécifier (51) pour $R \gg R'$. Pour cela, nous exprimons $|\vec{R} - \vec{R}'|$.

Tout d'abord, nous avons:

$$|\vec{R} - \vec{R}'|^2 = |\vec{R}|^2 + |\vec{R}'|^2 - 2|\vec{R} \cdot \vec{R}'| \quad (52)$$

Soit

$$|\vec{R} - \vec{R}'| = (R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \chi)^{1/2} \quad (53)$$

où χ désigne l'angle entre les vecteurs \vec{R} et \vec{R}' (voir figure II.29). Si nous ne considérons que les termes d'ordre 0 et 1 en R' , nous obtenons:

$$|\vec{R} - \vec{R}'| \cong (R^2 - 2RR' \cos \chi)^{1/2} \quad (54)$$

$$|\vec{R} - \vec{R}'| \cong R \left(1 - 2 \frac{R'}{R} \cos \chi\right)^{1/2} \quad (55)$$

Soit après un développement limité à l'ordre (1) en R' du terme entre parenthèses :

$$|\vec{R} - \vec{R}'| \cong R - R' \cos \chi \quad (56)$$

De même, nous avons également

$$|\vec{R} - \vec{R}'|^{-1} \cong \frac{1}{R} \left(1 - \frac{R'}{R} \cos \chi\right)^{-1} \cong \frac{1}{R} \left(1 + \frac{R'}{R} \cos \chi\right) \quad (57)$$

La quantité $\frac{R'}{R^2}$ étant du second ordre, nous écrivons

$$|\vec{R} - \vec{R}'|^{-1} \cong \frac{1}{R} \quad (58)$$

Les relations (56) et (58) nous permettent d'écrire la fonction de Green (équation (50)) de l'espace libre dans l'approximation du champ lointain :

$$G(\vec{R}, \vec{R}') = \frac{\exp(-ik n_2 R)}{4\pi R} \exp(ik n_2 R' \cos \chi) \quad (59)$$

L'équation (51) devient alors,

$$\vec{A}_{FS}(\vec{R}) = \frac{\exp(-ikn_2R)}{4\pi R} \mu_0 \int_{V'} \exp(ikn_2R' \cos \chi) \vec{J}(\vec{R}') dv' \quad (60)$$

Le terme $[\frac{\exp(-ikn_2R)}{4\pi R}]$ représente juste un terme de phase qui disparaîtra quand nous calculerons la puissance totale rayonnée. Il nous reste maintenant à écrire les variables R' et χ selon un système de variables définies en coordonnées cylindriques. Pour cela, nous considérons les variables (r', φ', z') associées au repère cylindrique lié à la fibre et les variables sphériques (R, θ, φ) associées au repère sphérique lié au point d'observation M , situé loin de la fibre (voir figure II.29).

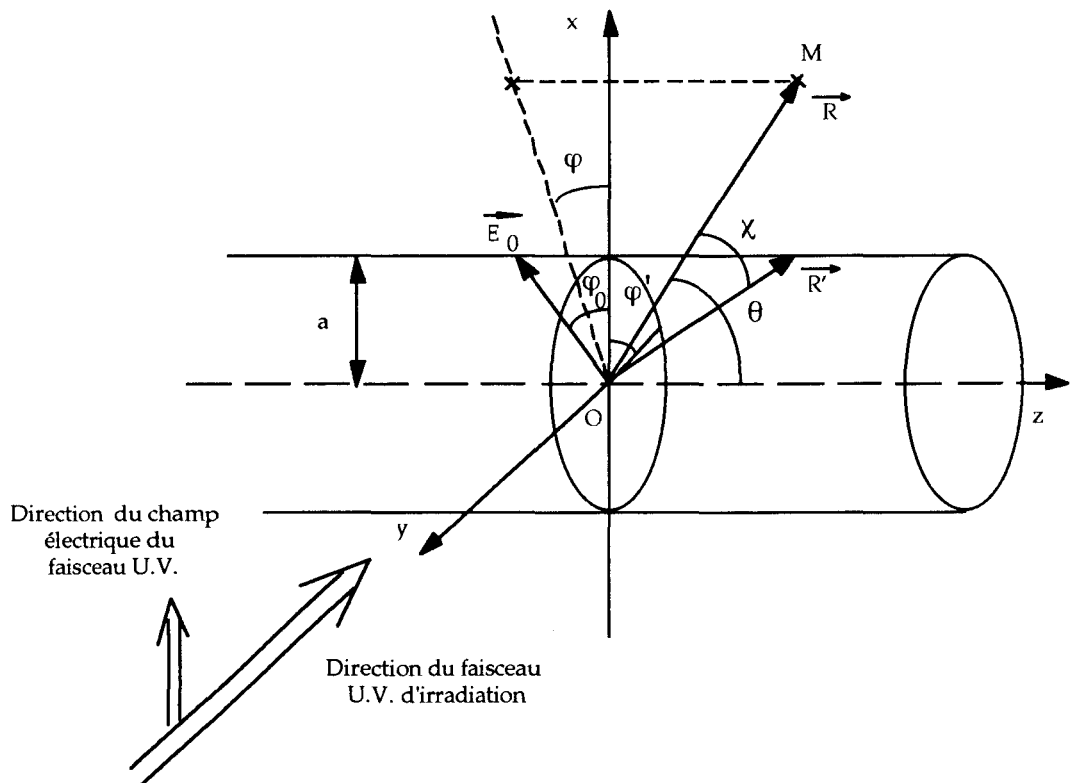


Figure II.29: Notations utilisées pour décrire la distribution en champ lointain, en un point M , de la puissance diffractée par un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre. Les variables avec et sans tilde sont relatives respectivement au système de coordonnées cylindriques lié à la fibre et au système de coordonnées sphériques lié au point d'observation M .

Un calcul du produit scalaire entre les vecteurs \vec{R} et \vec{R}' définis dans des systèmes de coordonnées différentes nous donne,

$$R' \cos \chi = r' \sin \theta \cos (\varphi - \varphi') + z' \cos \theta \quad (61)$$

Dans un système d'axe adapté, l'expression du potentiel vecteur dans l'espace libre \vec{A}_{FS} , l'équation (60) devient

$$\vec{A}_{FS}(\vec{R}) = \frac{\exp(-ikn_2R)}{4\pi R} \mu_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp[ikn_2r' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')] \times \vec{J}(\vec{R}') \times \exp[ikn_2z' \cos \theta] r' dr' d\varphi' dz' \quad (62)$$

Nous rappelons que les variables avec et sans accent sont relatives respectivement à la fibre et au point d'observation M. L représente la longueur du réseau (suivant l'axe z').

D.V. Répartition azimutale théorique de la puissance optique diffractée depuis un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre.

Nous allons essayer maintenant de donner une forme analytique simple de l'équation (62). Nous en déduirons ensuite la répartition en φ de la puissance diffractée, avec la fonction $\vec{J}(\vec{R}')$ choisie. Nous rappelons tout d'abord que suite à l'irradiation de la fibre par un système de franges UV, l'indice de réfraction du matériau est modifié selon la loi:

$$n(r', \varphi', z') = n_1 + \delta n(r', \varphi') \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z'\right) \right] \quad (63)$$

où $\delta n(r', \varphi')$ désigne la variation d'indice dans le plan de section transverse du coeur de la fibre, responsable de la diffraction observée dans nos expériences.

En élevant au carré la relation (63) et en éliminant, puisque δn est faible, les termes d'ordres élevés, nous obtenons :

$$n^2(r', \varphi', z') - n_1^2 = 2n_1 \delta n(r', \varphi') \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z'}{\Lambda}\right) \right] \quad (64)$$

$n(r', \varphi', z')$ est l'indice dans la région de la fibre insolée par l'UV et n_1 l'indice dans la zone non perturbée. La densité de courant \vec{J} (formule (37)) s'écrit alors :

$$\vec{J} = i\omega \epsilon_0 (2n_1 \delta n(r', \varphi') \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z'}{\lambda}\right) \right]) \vec{E}_0 \quad (65)$$

A ce stade du calcul, nous émettons plusieurs hypothèses simplificatrices supplémentaires. Tout d'abord, nous supposons que les variables r' et φ' sont indépendantes. La fonction $\delta n(r', \varphi')$ devient alors égale au produit de deux fonctions $\delta n(r')$ et $\delta n(\varphi')$. Ensuite, nous considérons que la variation d'indice δn est localisée à l'interface coeur/gaine de la fibre. Cette seconde hypothèse est supportée par nos observations expérimentales dans les réseaux de type IIA. Nous représentons alors la composante radiale $\delta n(r')$ de la variation d'indice par une fonction de Dirac centrée en $r = a$. Enfin, la troisième hypothèse consiste à décomposer en série de Fourier la fonction $\delta n(\varphi')$ en la supposant périodique en φ' et de période 2π . Nous modélisons alors la variation d'indice $\delta n(r', \varphi')$ photoinduite dans le plan de section transverse de la fibre par la fonction mathématique:

$$\delta n(r', \varphi') = \delta n_0 \frac{\delta(r' - a)}{a} \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi') + b_n \sin(n\varphi')] + \delta n_0' \quad (66)$$

où a_n et b_n sont les coefficients de la décomposition en série. Les constantes δn_0 et $\delta n_0'$ contribuent respectivement à la répartition azimutale anisotrope et isotrope représentée sur les figures II.14 et II.15. En effet, la faible proportion de la puissance diffractée isotrope en φ' est modélisable par une fonction $\delta n(\varphi')$ uniforme et égale à $\delta n_0'$. Par contre, pour rendre compte du caractère anisotrope dominant des figures II.14 et II.15, nous devons introduire une fonction $\delta n(\varphi')$ plus compliquée. Après intégration suivant la variable r' , le potentiel vecteur \vec{A}_{FS} (équation (62)) s'écrit alors

$$\begin{aligned} \vec{A}_{FS} = & \frac{\exp(-ikn_2 R)}{4\pi R} \mu_0 \epsilon_0 i\omega \int_0^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp[ikn_2 a \sin(\theta) \\ & \cos(\varphi - \varphi')] \times \vec{E}_0 \times 2n_1 \delta n_0 \left[\sum_{n=0}^N a_n \cos(n\varphi') + b_n \sin(n\varphi') \right] \times \\ & \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z'}{\lambda}\right) \right] \times \exp(ikn_2 z' \cos \theta) d\varphi' dz'. \end{aligned} \quad (67)$$

Dans cette expression, nous négligeons la contribution isotrope du terme $\delta n_0'$ à la répartition en φ .

Pour définir la répartition théorique en φ de la puissance diffractée, il nous faut connaître l'expression du vecteur de Poynting en coordonnées sphériques (R, θ, φ) . Dans ce système de coordonnées, ce vecteur de Poynting, évalué dans l'espace libre (FS) est donné par [38]:

$$\vec{S}_{FS} = \frac{k^2 n_2 c}{2\mu_0} \left\{ |A_{FS \theta}|^2 + |A_{FS \varphi}|^2 \right\} \vec{R} \quad (68)$$

\vec{S}_{FS} représente le flux lumineux, moyenné en temps, qui traverse un élément de surface perpendiculaire à l'axe \vec{R} . Or, comme \vec{A}_{FS} est défini dans un repère cartésien $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ tout comme \vec{E}_o , nous utilisons les identités suivantes :

$$\begin{cases} A_{FS \theta} = A_{FS x} \cos \varphi \cos \theta - A_{FS z} \sin \theta \\ A_{FS \varphi} = -A_{FS x} \sin \varphi \end{cases} \quad (69)$$

Dans le but d'alléger les expressions mathématiques, nous nous plaçons dans l'hypothèse où le champ \vec{E}_o est purement transverse. Dans ce cas, nous considérons uniquement les composantes E_{ox} et A_{FSx} des champs et potentiels. Cette hypothèse est tout à fait justifiée car pour une valeur du rapport $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$ de 1,015, $\left(\frac{\kappa}{\beta_0}\right) = 0,13$ à la longueur d'onde de 673 nm. La composante E_{oz} est donc à peu près un ordre de grandeur plus petite que la composante E_{ox} du champ électrique de l'onde guidée. Néanmoins, nous donnons l'expression finale du vecteur \vec{S}_{FS} considérant la composante E_{oz} du champ dans l'annexe A de cette thèse. La prise en compte de la composante z du champ modifie très peu les résultats exposés ici. E_{oz} joue en fait un rôle important dans l'expression \vec{S}_{FS} uniquement pour des angles de diffraction θ très proche de 90° . En tenant compte de ces simplifications, nous intégrons suivant la variable z' le membre droit de l'expression (67) pour obtenir l'expression \vec{S}_{FS} :

$$\begin{aligned}
S_{FS} &= \left[\frac{\sin((\beta - \beta_o + \Omega)\frac{L}{2})}{(\beta - \beta_o + \Omega)} + \frac{\sin((\beta - \beta_o - \Omega)\frac{L}{2})}{(\beta - \beta_o - \Omega)} + 2x \frac{\sin((\beta - \beta_o)\frac{L}{2})}{(\beta - \beta_o)} \right]^2 \\
&\times \left[\frac{\pi n_1 \delta n_o A}{R \lambda^2} \right]^2 \times \left\{ \cos^2(\varphi + \varphi_o) \cos^2(\theta) + \sin^2(\varphi + \varphi_o) \right\} J_o^2(\kappa a) 2n_2 \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \\
&\times \left| \int_0^{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi') + b_n \sin(n\varphi')] \right\} \exp(ipa \cos(\varphi - \varphi')) d\varphi' \right|^2 \bar{R}
\end{aligned} \quad (70)$$

où $\Omega = \frac{2\pi}{\Lambda}$. Dans cette équation β et ρ désignent respectivement la composante longitudinale et transverse du vecteur d'onde associé aux modes radiatifs excités. Les paramètres β et ρ sont définis par :

$$\beta = k n_2 \cos \theta \quad (71)$$

$$\rho = k n_2 \sin \theta \quad (72)$$

φ_o représente l'angle entre la direction du champ \vec{E}_o et une direction fixe de l'espace lié au réseau de Bragg. φ_o est en fait un terme de phase initial sous l'action duquel la direction du champ électrique de l'onde tourne mais reste linéairement polarisée. φ_o décrit l'état linéairement polarisé de l'onde guidée à l'endroit du réseau.

L'expression entre crochet, dans le membre de droite de l'équation (70) est constituée de la somme de trois termes. Ces termes proviennent de la dépendance en z' de la modulation de l'indice de réfraction le long du réseau. Or, dans le cas de la réalisation de réseaux de Bragg, la longueur du réseau L est bien supérieure à la longueur d'onde λ dans le vide ($L \gg \lambda$). Le terme entre crochet est donc très faible à moins que l'argument d'une des fonctions de la forme

$$\left[\frac{\sin(x \frac{L}{2})}{x} \right] \text{ disparaisse (où } x \text{ se désigne } \beta - \beta_o + \Omega, \beta - \beta_o - \Omega, \text{ ou } \beta - \beta_o). \text{ La fonction } \left[\frac{\sin(x \frac{L}{2})}{x} \right] \text{ possède en effet sa valeur maximale pour } x = 0. \text{ L'équation (70) sera}$$

non nulle uniquement si la condition (73) est respectée :

$$\beta - \beta_o = 0, + \Omega, - \Omega \quad (73)$$

L'équation (73) assure l'adaptation des vitesses de phase entre l'onde guidée (de constante de propagation β_0) et de l'onde diffractée (de constante de propagation β) par l'intermédiaire du réseau (de pas $\Lambda = \frac{2\pi}{\Omega}$). La première solution ($\beta - \beta_0 = 0$) n'a pas de signification car elle correspond au cas où $n_{\text{eff}} = n_2 \cos \theta$. De même, la solution ($\beta - \beta_0 = +\Omega$) n'a pas de sens physique puisqu'alors $n_2 \cos \theta > n_{\text{eff}}$. Ces deux conditions sont rejetées car incompatibles avec la condition de propagation guidée, dans le coeur de la fibre : $n_2 < n_{\text{eff}} < n_1$. Seule la solution ($\beta - \beta_0 = -\Omega$) a un sens et représente la condition d'adaptation des vitesses de phase pour obtenir la lumière diffractée dans la direction θ . Dans l'expression (70), nous retenons donc uniquement le terme en $(\beta - \beta_0 + \Omega)$.

Par la suite, si nous remplaçons β et β_0 par leurs expressions, la condition ($\beta - \beta_0 = -\Omega$) devient équivalente à :

$$\cos \theta_2 = \frac{1}{n_2} \left(n_{\text{eff}} - \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \quad (74)$$

où θ_2 désigne la valeur particulière de θ qui vérifie l'équation (74). La relation (74) démontre le résultat selon lequel la puissance diffractée, depuis une répartition sinusoïdale de sources de courant, se propage exclusivement dans une direction faisant un angle θ_2 avec l'axe de la fibre. θ_2 est l'angle de diffraction de la lumière dans un milieu d'indice n_2 . Si l'onde rencontre ensuite un milieu constitué d'air (comme dans les conditions expérimentales par exemple), les lois de Descartes donnent facilement :

$$\cos \theta_1 = \left(n_{\text{eff}} - \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \quad (75)$$

Toutes ces simplifications nous autorisent à écrire l'intégrale (70) dans le cas où la relation d'accord de phase (74) est vérifiée, comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{S}_{\text{FS}} = & \left(\frac{L\pi n_1 \delta n_0 A}{2R\lambda^2} \right)^2 2n_2 (\cos^2(\varphi + \varphi_0) \cos^2 \theta + \sin^2(\varphi + \varphi_0)) \times \int_0^2 (\kappa a) \\ & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left| \int_0^{2\pi} \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi') + b_n \sin(n\varphi')] \exp(ipa \cos(\varphi - \varphi')) d\varphi' \right|^2 \vec{R} \end{aligned} \quad (76)$$

Le module de cette expression représente la répartition azimutale de la puissance diffractée suivant un angle θ , vérifiant la relation d'accord de phase (74).

Il nous reste maintenant à intégrer suivant φ' tous les termes de la décomposition en série de la fonction $\delta n(\varphi')$. Cette intégrale, bien que compliquée, possède une solution analytique simple. Pour déterminer cette solution, nous allons utiliser les égalités suivantes :

$$\int_0^{2\pi} \exp(iz \cos(\psi)) \cos(n\psi) d\psi = 2\pi (+i)^n J_n(z) \quad (77)$$

$$\int_0^{2\pi} \exp(iz \cos(\psi)) \sin(n\psi) d\psi = 0 \quad (78)$$

Par ailleurs, nous effectuons le changement de variables : $\psi = \varphi' - \varphi$ et $d\psi = d\varphi'$. Après quelques manipulations mathématiques, nous en déduisons l'expression du vecteur de Poynting \vec{S}_{FS} dans l'espace libre :

$$\begin{aligned} \vec{S}_{FS} = & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{L\pi n_1 \delta n_0 A}{2R\lambda^2} \right)^2 2n_2 \left\{ \cos^2(\varphi + \varphi_0) \cos^2 \theta + \sin^2(\varphi + \varphi_0) \right\} \\ & \times J_0^2(\kappa a) \times \left| \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi) + b_n \sin(n\varphi)] i^n 2\pi J_n(\rho a) \right|^2 \vec{R} \end{aligned} \quad (79)$$

Nous obtenons ainsi la répartition azimutale (en φ) en champ lointain de la puissance diffractée depuis un réseau de Bragg photoinscrit dans un fibre optique. Cette formule est valable uniquement dans l'hypothèse d'une propagation dans l'espace libre.

Pour finir, nous constatons que la formule (79) est en fait la transformée de Fourier en coordonnées cylindriques (et donc en 3 dimensions) de la fonction $\delta n(r', \varphi', z')$. Toutes nos hypothèses nous ont ramenées à l'étude d'un élément diffractant, caractérisé par une fonction de phase, et placé à l'interface coeur/gaine d'une fibre optique. La forme sinusoïdale en z' de cette fonction de phase assure d'une part l'existence d'une seule composante angulaire en champ lointain, suivant la direction θ . D'autre part, la forme de la fonction de phase en r' et φ' , c'est à dire dans le plan de section transverse de la fibre, introduit une répartition azimutale de la diffraction comme représentée sur les figures II.14 et II.15. Nous verrons par la suite comment modifier la base de modes radiatifs pour tenir compte de la différence d'indice entre le coeur et la gaine. Nous en déduirons la forme à donner à la fonction de phase $\delta n(\varphi')$ pour faire coïncider au mieux les résultats théoriques et expérimentaux.

D.VI. Influence de la différence d'indice ($n_1 - n_2$) sur la répartition théorique de la puissance diffractée

La relation (79) exprime la répartition azimutale de la puissance diffractée par un réseau de Bragg photoinscrit dans le coeur d'une fibre optique, sous l'approximation d'une propagation dans l'espace libre (d'indice uniforme n_2). La présence du coeur de la fibre, négligée sous cette approximation, perturbe la base de modes radiatifs considérés et modifie sensiblement la distribution de la puissance diffractée. Nous allons donc maintenant, tenir compte de la différence d'indice ($n_1 - n_2$) et des propriétés de guidage du coeur en nous référant aux travaux de Snyder [16, 38].

Tout d'abord, nous exprimons l'amplitude du vecteur de Poynting réel \vec{S} en fonction du vecteur de Poynting \vec{S}_{FS} correspondant à une propagation des modes radiatifs dans l'espace libre :

$$\vec{S} = \left| C_F(\theta) \times C_S(\theta) \right|^2 \vec{S}_{FS} \quad (80)$$

Les termes C_F et C_S sont des termes correctifs sans dimensions, compris entre 0 et 1, qui tiennent compte de la perturbation des modes radiatifs introduite par la présence du coeur de la fibre. Les facteurs correctifs C_F et C_S dépendent uniquement de la variable θ . Chacun des deux termes possède sa signification physique propre et décrit dans quelle mesure la puissance réelle diffractée diffère de la puissance diffractée dans l'espace libre. Le premier terme $C_F(\theta)$ décrit les propriétés de guidage du coeur de la fibre et diffère significativement de l'unité uniquement pour des angles θ très petits. Typiquement $C_F(\theta)$ est inférieur à 1

pour des angles θ en dessous de θ_c (où $\theta_c \cong \left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$) et devient égal à zéro pour $\theta = 0$.

Le terme $C_F(\theta)$ traduit physiquement la recapture par le coeur de la puissance diffractée lorsque les angles sont inférieurs à l'ouverture numérique de la fibre. Pour des angles supérieurs à θ_c , $C_F(\theta)$ est voisin de l'unité et la correction apportée est négligeable. Or comme dans nos expériences, nous avons toujours observé de la diffraction suivant des angles θ très grands (de 50° à 130°), nous considérons le terme correctif $C_F(\theta)$ égal à 1.

$C_S(\theta)$, quant à lui, caractérise la présence du coeur. Comme son indice de réfraction est différent de celui de la gaine, il modifie les valeurs de la constante de propagation β . En terme de rayon, $C_S(\theta)$ décrit la réfraction de la lumière à l'interface coeur/gaine de la fibre (loi de Descartes). La réfraction assure un changement d'angle d'émergence θ de la lumière diffractée. Contrairement à $C_F(\theta)$, l'influence de $C_S(\theta)$ doit être considérée, quelque soit l'angle θ . Snyder a montré que multiplier \vec{S}_{FS} par $|C_S(\theta)|^2$ est équivalent à modifier la valeur de la composante transverse ρ des modes radiatifs [16]. La correction, relative à la perturbation apportée par le coeur, est réalisée en remplaçant le paramètre ρ de l'espace libre par σ . σ est la composante transverse du vecteur d'onde des vrais modes radiatifs excités dans la fibre et s'écrit :

$$\sigma = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2) k^2 + \rho^2} \quad (81)$$

Plus la différence d'indice coeur/gaine est importante, plus la correction $C_S(\theta)$ est grande.

Le remplacement de ρ par σ dans la relation (79) suffit donc à prendre en compte la perturbation apportée par le coeur de la fibre, dans nos mesures. La répartition azimutale de la puissance diffractée hors de la fibre est alors donnée par l'expression ci-après :

$$\begin{aligned} \vec{S} = & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{L\pi n_1 \delta n_0 A}{2R\lambda^2} \right)^2 2n_2 \left\{ \cos^2(\varphi + \varphi_0) \cos^2 \theta + \sin^2(\varphi + \varphi_0) \right\} \\ & \times J_0^2(\kappa a) \times \left| \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi) + b_n \sin(n\varphi)] i^n 2\pi J_n(\sigma a) \right|^2 \vec{R} \end{aligned} \quad (82)$$

D.VII.Répartition polaire théorique de la puissance diffractée depuis un réseau de Bragg.

La répartition théorique de la puissance diffractée suivant chaque direction angulaire, définie par l'angle θ , est donnée par l'intégration en φ de la formule (82). Cette intégration est néanmoins difficile et nécessite une résolution numérique. Dans cette thèse, nous nous sommes toujours attachés à obtenir une solution analytique simple aux problèmes mathématiques rencontrés. Nous n'avons donc pas entrepris d'estimation numérique de l'intégration de la

formule (82). Par contre, à titre indicatif, nous avons calculé de façon analytique le résultat de cette intégration dans le cas où la fonction de phase $\delta n(\varphi')$ est uniforme. La décomposition en série de Fourier de $\delta n(\varphi')$ contient alors un seul terme d'ordre 0 (formule (66) avec $n=0$). La puissance diffractée P_{rad} depuis un réseau mince uniforme, situé à l'interface coeur/gaine d'une fibre et distribué sinusoidalement dans la direction z , est ainsi donnée par la relation :

$$P_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{L\pi n_1 \delta n_0 A}{\lambda^2} \right)^2 2 n_2 \pi^5 [\cos^2 \theta + 1] J_0^2(\kappa a) J_0^2(\sigma a) \quad (83)$$

où l'angle θ satisfait la relation (74).

Sur la figure II.30, nous avons représenté l'évolution de la puissance diffractée P_{rad} par un réseau de Bragg, en fonction de la longueur d'onde λ du faisceau incident dans la fibre. La longueur d'onde λ et l'angle d'émergence θ sont reliés par la relation (74).

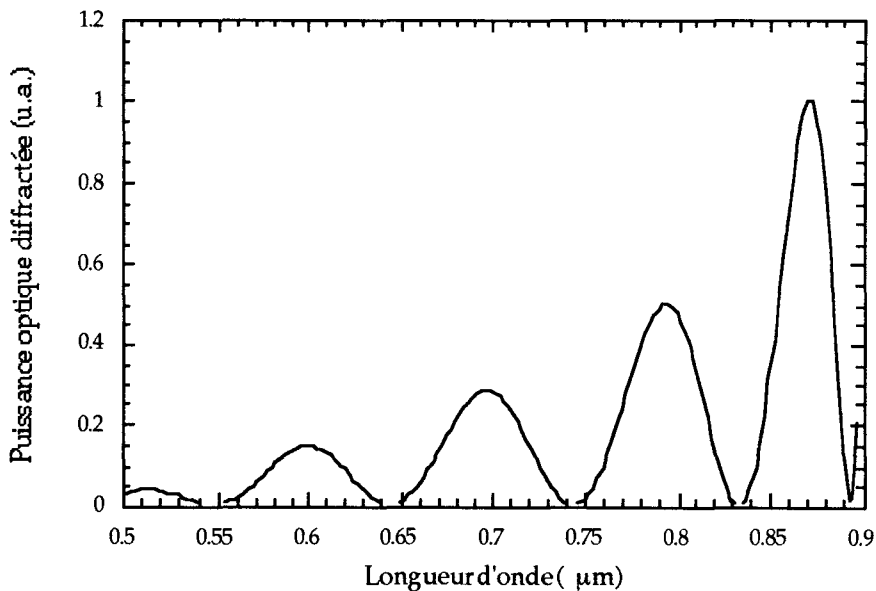


Figure II.30: Distribution polaire de la puissance optique diffractée par un réseau dans le cas où celui-ci est modélisé par une distribution sphérique de sources de courant situées à l'interface coeur/gaine. $\lambda_B = 900 \text{ nm}$.

Nous constatons sur cette figure II.30 que la puissance diffractée présente une forme oscillante, amortie dont les zéros coïncident avec les zéros de la fonction $J_0(\sigma a)$. Plus la longueur d'onde λ s'écarte de la longueur d'onde de Bragg

λ_B , plus la puissance non guidée dans le coeur de la fibre diminue. A la longueur d'onde $\frac{\lambda_B}{2}$, correspondant à un angle d'émergence $\theta = 90^\circ$, la puissance diffractée est nulle. Le résultat est valable uniquement parce que, pour alléger les notations, nous n'avons pas considéré la composante z du champ électrique du mode guidé. La prise en compte de cette composante en z modifie faiblement l'expression (83) de sorte que la puissance diffractée perpendiculairement à l'axe de la fibre reste faible mais non nulle.

Le résultat de la figure II.30 est présenté à titre d'exemple et correspond à une fonction de phase $\delta n(\varphi')$ uniforme. Quand $\delta n(\varphi')$ possède une forme plus complexe, chacune des composantes de Fourier de la relation (79) va contribuer à la puissance totale diffractée avec des coefficients de pondération $J_n^2(\rho a)$ différents. La visibilité du champ de frange en θ , présenté sur la figure II.30, ainsi que la position des maxima d'intensité dépendent donc de la fonction de phase $\delta n(\varphi')$ choisie. Comme nous n'avons pas étudié expérimentalement l'évolution de la puissance diffractée par un réseau en fonction de la longueur d'onde du faisceau se propageant dans la fibre, nous ne développons pas davantage l'aspect théorique.

D.VIII.Comparaison Théorie/expérience

D.VIII.a.Evolution de l'angle d'émergence θ en fonction de la longueur d'onde λ .

Dans un premier temps, nous allons tester la cohérence du résultat théorique apporté par la relation (75). Nous rappelons que cette expression décrit l'évolution de l'angle d'émergence θ (dans l'air) de la puissance optique diffractée en fonction de la longueur d'onde λ . Les résultats expérimentaux concernant cette étude sont reportés sur la figure II.12. A cet effet, deux réseaux ont été analysés : un réseau à $\lambda_B = 1503$ nm ($\Lambda = 519$ nm) et un autre à $\lambda_B = 1202$ nm ($\Lambda = 413$ nm). Pour vérifier la validité du modèle, nous allons ajuster la formule théorique (75) avec les résultats expérimentaux obtenus à partir des deux réseaux étudiés. Le principe fait appel à une méthode des moindres carrés linéaire à un seul paramètre : l'indice n_{eff} du mode guidé. Le pas du réseau Λ est quant à lui fixé. Nous constatons sur la figure II.31 un bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique obtenue à l'aide de la relation (75). Les

valeurs calculées de n_{eff} sont montrées dans l'encart de la figure II.31. L'erreur absolue sur la valeur de n_{eff} a été estimée à 10^{-3} . Le calcul de la valeur n_{eff} se fait en supposant une variation nulle de l'indice avec la longueur d'onde, dans le domaine spectral considéré ($\frac{\delta n}{\delta \lambda} = 0$). Les valeurs de l'indice effectif obtenues sont en bon accord avec les valeurs calculées grâce aux caractéristiques opto-géométriques de la fibre.

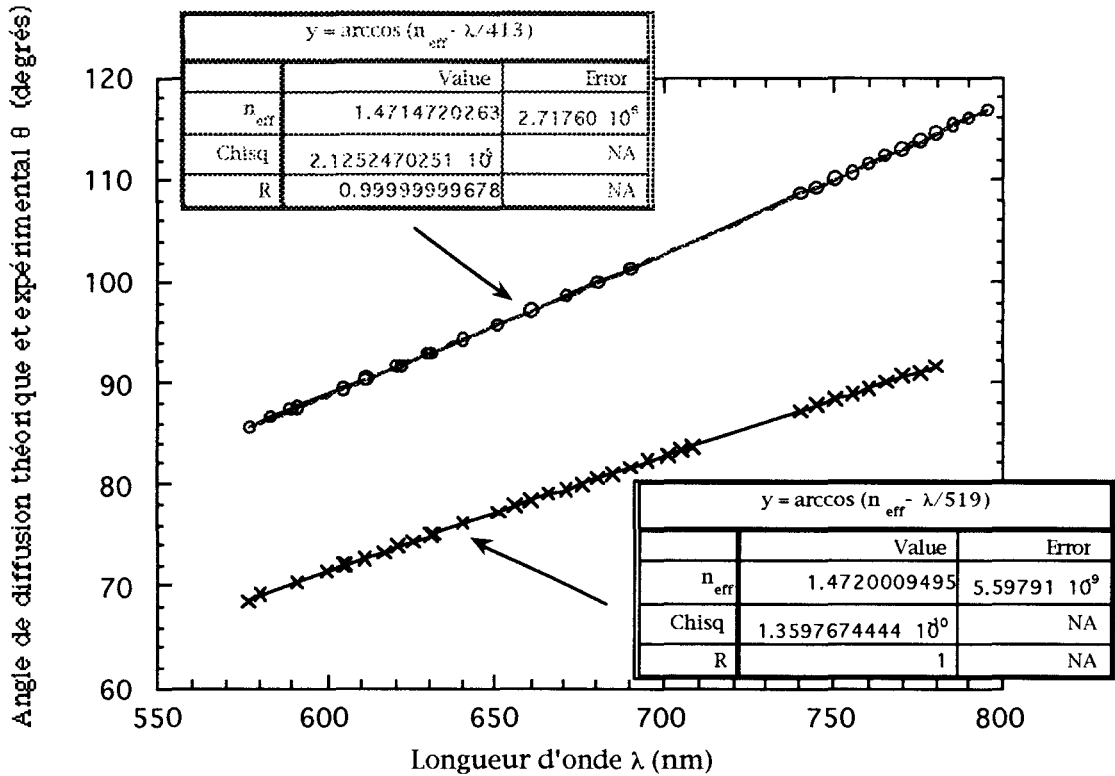


Figure II-31: Evolution théorique (lignes droites) et expérimentale (croix et cercles) de l'angle d'émergence θ en fonction de la longueur d'onde du signal injecté dans la fibre. Les points expérimentaux sont tirés de la figure II-12.

Nous constatons donc un très bon accord entre les données expérimentales et les valeurs théoriques déduites de la première partie du modèle.

Ce résultat valide une de nos hypothèses selon laquelle la sélectivité angulaire de la diffraction provient d'une répartition périodique en z de sources émettrices cohérentes. Le réseau de Bragg se comporte alors comme un réseau mince. Quand celui-ci n'est pas simplement sinusoïdal, une analyse semblable peut également être menée sur les autres ordres de diffraction du réseau de Bragg. Chacun des ordres vérifie la relation [17]:

$$\cos \theta = \left(n_{\text{eff}} - \frac{q\lambda}{\Lambda} \right) \quad (84)$$

où q est un entier positif désignant l'ordre de diffraction.

D.VIII.b.Répartition azimutale de la puissance optique diffractée

La répartition théorique de la puissance diffractée suivant l'angle azimutale φ est donnée par la relation (82). Nous devons maintenant convenablement choisir l'allure de la fonction $\delta n(\varphi')$ de sorte que la répartition théorique reproduise la répartition expérimentale obtenue sur les figures II.14 et II.15. Comme ces données expérimentales possèdent de nombreuses similitudes avec les figures d'interférences à deux ondes (la position des franges dépend de la longueur d'onde λ et non de la polarisation de l'onde), nous choisissons de représenter la fonction $\delta n(\varphi')$ par deux fonctions élémentaires. Nous essayons tout d'abord toute une série de fonctions gaussiennes avec différentes largeurs à mi hauteur. Néanmoins, nous constatons que ce type de fonctions, lentement variables, ne reproduit pas les résultats expérimentaux. En effet, le nombre de maxima d'intensité et la visibilité du champ de frange ne correspondent pas à la distribution en champ lointain des figures II.14 et II.15. Ensuite, nous essayons des fonctions portes telles que celles présentées sur la figure II.32.

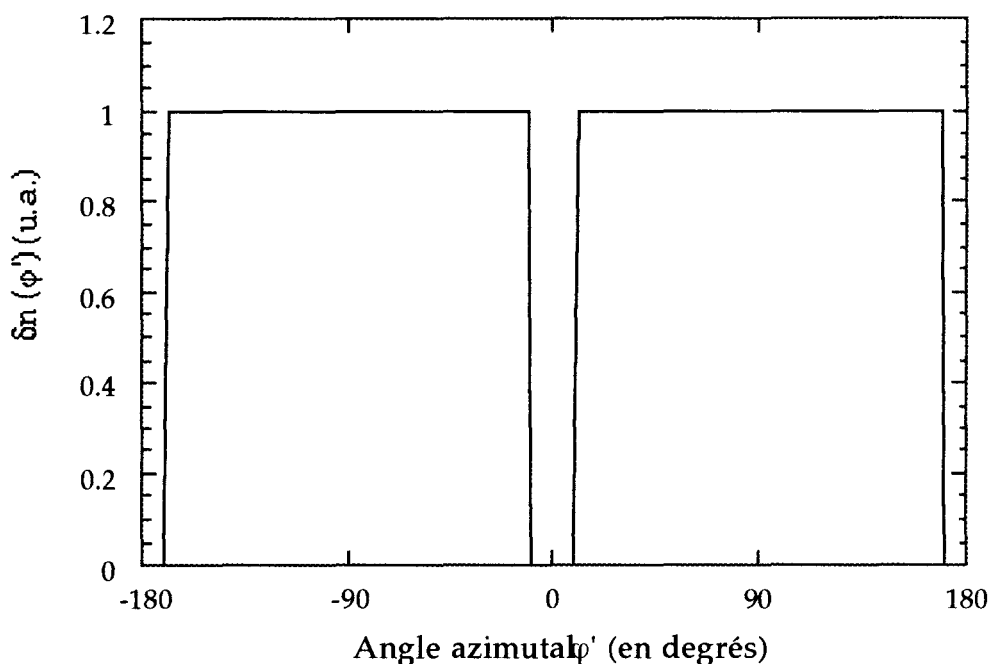


Figure II-32: Forme théorique de la fonction d'essai 2π périodique $\delta n(\varphi')$ utilisée dans nos calculs. Cette fonction est constituée de deux fonctions rectangulaires élémentaires présentant la même amplitude normalisée et la même largeur $\varphi_1 = 160^\circ$.

Les deux fonctions présentent les mêmes amplitude h et largeur φ_1 . Elles sont situées symétriquement de part et d'autre du cœur de la fibre. Des tests réalisés avec ce type de fonction donnent des résultats très proches des figures expérimentales. Des fonctions trapèzes sont également expérimentées et donnent des résultats en bon accord avec l'expérience, pourvu que la pente du trapèze reste très raide. En effet, plus la pente de la fonction trapèze diminue, moins les résultats théoriques sont satisfaisants. L'existence de fronts raides dans l'allure de $\delta n(\varphi')$ semble donc être une condition nécessaire pour reproduire la figure II.14.

En conséquence, nous reprenons la fonction $\delta n(\varphi')$ de la figure II.32. Après plusieurs essais pour obtenir le meilleur accord entre les résultats théoriques et expérimentaux, nous déterminons le couple de paramètre suivant : $\{\varphi_1 = 160^\circ$ et $\varphi_0 = 25^\circ\}$. Nous représentons simultanément sur la figure II.33, l'évolution en fonction de φ du vecteur de Poynting $|\vec{S}|$ et l'évolution expérimentale de la puissance diffractée en champ lointain. Ces résultats sont obtenus pour un réseau photoinscrit à $\lambda_B = 900$ nm dans la fibre B et pour une longueur d'onde sonde de 673 nm.

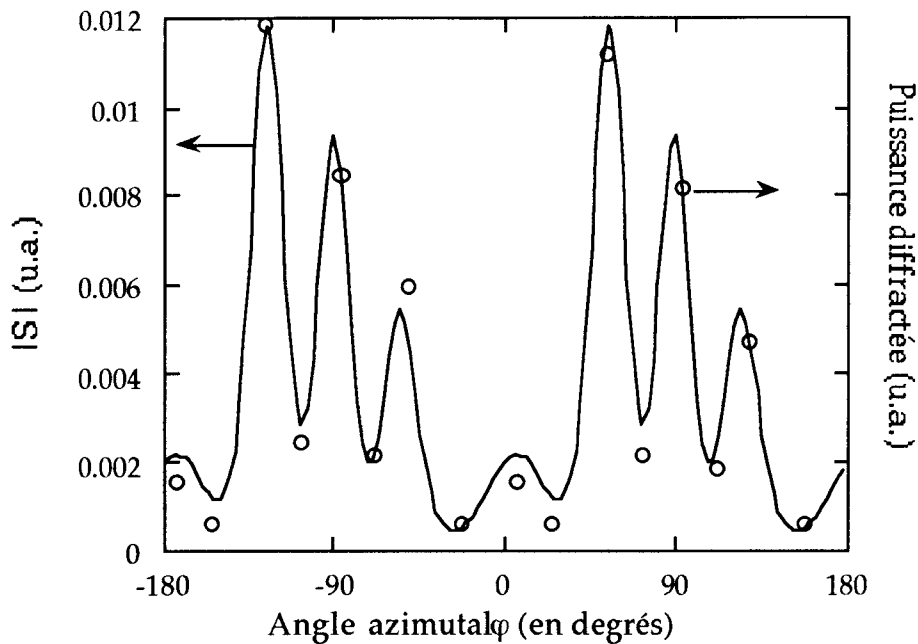


Figure II-33: La courbe en trait plein représente l'évolution théorique de la norme du vecteur de Poynting \vec{S} , en fonction de l'angle azimutal φ ($\lambda_S = 673 \text{ nm}$, $\varphi_1 = 160^\circ$, $\varphi_0 = 25^\circ$). Les ronds désignent les points expérimentaux extraits de la figure II-15. Ces points caractérisent la répartition azimutale de la puissance optique diffractée depuis un réseau ($\lambda_B = 900 \text{ nm}$) inscrit dans la fibre B.

L'intensité relative des maxima d'intensité, leur position angulaire et la visibilité du champ de franges sont bien reproduits par la théorie développée dans cette thèse. De même, nous retrouvons théoriquement la dépendance de la position des maxima avec la longueur d'onde et celle de l'intensité relative de ces maxima avec la polarisation de l'onde guidée. A titre indicatif, nous représentons sur la figure II.34 l'allure théorique de la figure de diffraction pour une longueur d'onde de sonde de 700 nm et un réseau à 900 nm $\{\varphi_1 = 160^\circ \text{ et } \varphi_0 = 25^\circ\}$. Avant de conclure sur ces résultats, il est important de signaler que, ni le couple de paramètre $\{\varphi_1, \varphi_0\}$, ni l'allure de la fonction $\delta n(\varphi')$ ne sont définis de façon unique. Il peut en effet exister une autre fonction $\delta n(\varphi')$ plus exotique mais qui donnera la même distribution angulaire que celle des figures II.14, II.15, II.33. Cette remarque est une caractéristique incontournable des problèmes inverses impliquant des transformées de Fourier.

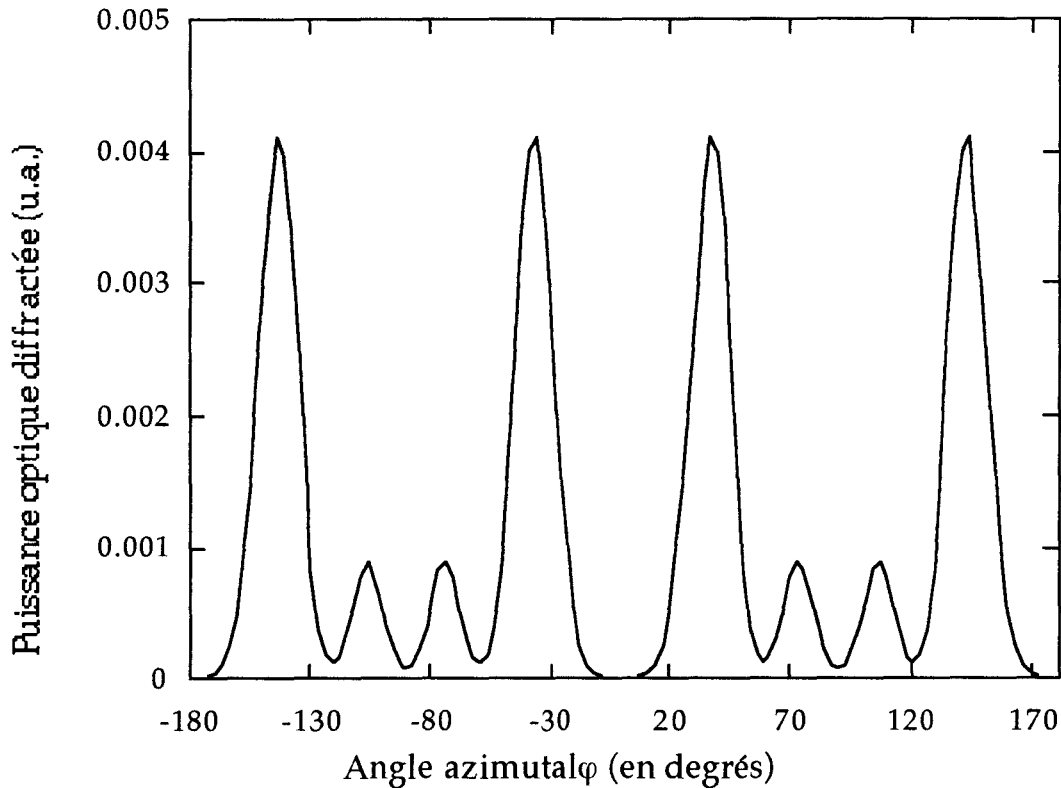


Figure II-34: Répartition théorique de la puissance diffractée par un réseau de type II A de longueur d'onde de Bragg $\lambda_B = 900$ nm. La longueur d'onde du signal de sonde est de 700 nm et les paramètres φ_1 et φ_0 sont respectivement égaux à 160° et 25° .

D.IX. Discussions et conclusions

Dans les paragraphes précédents, nous avons modélisé la répartition angulaire de la puissance optique diffractée depuis un réseau de Bragg. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de densité de courant pour rendre compte des couplages existants entre le mode fondamental et le continuum de modes radiatifs. Cette méthode est bien adaptée à notre problème puisque nous avons toujours observé dans nos expériences, de grands angles d'émergence θ (50° et 130°). La principale hypothèse de notre développement théorique consiste à supposer la fibre faiblement guidée. La différence d'indice ($n_1 - n_2$) est alors très faible et nous avons dans un premier temps décomposé les modes radiatifs de la

fibre sur une base de modes de l'espace libre. Nous avons ensuite corrigé les résultats obtenus pour tenir compte de la présence perturbatrice du coeur.

Pour que les résultats théoriques soient consistants avec l'expérience, nous avons dû introduire dans nos équations une dépendance radiale et azimutale de l'indice de réfraction du coeur de la fibre. Suite à l'irradiation UV, la variation d'indice du coeur est donc non uniforme dans le plan de section transverse de la fibre. Cette variation d'indice, responsable de nos observations en champ lointain est localisée à l'interface coeur/gaine, et est constituée de deux lobes très larges placés symétriquement de chaque côté du coeur. Les fronts raides de la fonction $\delta n(\varphi')$ définie sont nécessaires et indiquent l'existence d'un processus fortement non linéaire tel qu'une fracture ou une microfusion.

Ces résultats nous permettent de comprendre l'origine de la diffraction observée dans nos expériences. La diffraction est due à la modulation de l'indice de réfraction du coeur de la fibre suivant l'axe z . L'évolution selon φ de la puissance diffractée est le résultat de l'existence de deux réseaux minces localisés à l'interface coeur/gaine de chaque côté du coeur. Les interférences entre les faisceaux diffractés par chacun des deux réseaux minces conduisent à la distribution anisotrope des figures II.14, II.15 et II.33.

E. UTILISATION DU COUPLAGE VERS LES MODES RADIATIFS D'UNE FIBRE, INDUIT PAR UN RESEAU DE BRAGG, EN VUE DE LA CONCEPTION DE COMPOSANTS TOUT FIBRE.

E.I. Introduction.

Dans cette partie de la thèse, nous nous fixons comme objectif d'optimiser l'efficacité du couplage vers les modes radiatifs. Cet objectif entre dans le cadre de la conception de nouveaux composants utilisant non plus le réseau de Bragg comme filtre réflecteur mais comme filtre dissipatif. Des applications ont ainsi été envisagées comme des spectromètres réalisés par gravure mécanique sur la fibre [24, 40, 41].

Après avoir détaillé les différentes méthodes pour augmenter la diffraction de la lumière hors de la fibre, nous démontrons l'utilisation du réseau de Bragg en tant que spectromètre intégré.

E.II.Utilisation du réseau de Bragg en tant que spectromètre intégré dans la fibre.

Avant d'étudier la potentialité d'utilisation d'un réseau de Bragg comme spectromètre, nous cherchons d'abord à augmenter la puissance optique diffractée.

E.II.a.Augmentation de la diffraction.

L'efficacité de diffraction des réseaux de Bragg dépend de la valeur de la modulation d'indice photoinduite, des longueurs d'onde de sonde et de Bragg, ainsi que de "l'histoire" de la fibre.

Le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la puissance optique diffractée est similaire à celui de la figure II.11. Un faisceau issu d'une diode laser émettant à 810 nm est injecté dans le coeur de la fibre B. La faible valeur de la longueur d'onde de coupure de cette fibre ($\lambda_c = 680$ nm) assure un régime de propagation monomode. Nous avons préalablement photoinscrit dans cette fibre un réseau de Bragg ($\lambda_B = 1202$ nm) à l'aide d'un laser pulsé (fluence par pulse de 300 mJ et 30000 pulses). Ces conditions expérimentales et les caractéristiques de la fibre choisie assurent la formation d'un réseau de type IIA. La portion de la fibre contenant le réseau est ensuite placée dans une sphère intégratrice reliée à un puissance-mètre. Le rapport entre la puissance totale diffractée et la puissance injectée dans la fibre est de 10^{-3} . La puissance diffractée est alors de 5 μ W. Cette puissance découplée hors de la fibre est trop faible pour l'application envisagée.

Par hydrogénation de la fibre.

La première méthode pour augmenter l'efficacité de diffraction consiste à augmenter l'indice de modulation photoinduit dans le coeur de la fibre. Lemaire et al. ont montré qu'il est possible d'augmenter la photosensibilité d'une fibre en la plaçant dans de l'hydrogène sous haute pression pendant plusieurs heures [42]. Nous plaçons donc la fibre précédente dans une cuve à hydrogène sous une pression de 100 atmosphères et à température ambiante. Nous la sortons ensuite de son étuve pour réaliser un réseau dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. L'efficacité de diffraction mesurée avec la sphère intégratrice est alors égale à 10% (soit 10^{-1}). La diffusion de l'hydrogène moléculaire hors de la fibre, au cours du temps après la formation du réseau, ne modifie pas la valeur de ce rapport.

Par abrasion chimique de la fibre.

La seconde technique destinée à accroître la diffraction du réseau est très efficace mais présente malheureusement un caractère destructif. Nous réalisons l'abrasion chimique d'une fibre de forme D (fibre H Andrew 1300 S). Ensuite, nous étudions la structure topographique de cette fibre irradiée par un système de franges UV, grâce à un microscope A.F.M.. Le réseau est inscrit avec un pas de $0.53 \mu\text{m}$, à l'aide de 8000 pulses à la longueur d'onde 248 nm (fluence par pulse: $185 \text{ mJ}/\text{cm}^2$). L'endroit de la fibre contenant le réseau a été abrasé pendant 110 mn, grâce à la solution B.O.E 1 additionnée de 25 % d'HF.

Cette expérience démontre l'existence d'une corrugation du coeur [43] de la fibre, avec un pas égal à celui des franges (figure II.35). L'acide pénètre plus ou moins dans la silice, suivant que celle-ci ait été insolée ou non. Cette cinétique différentielle indique une modification chimique ou structurale du verre lors de l'irradiation [44]. La variation d'indice est alors augmentée tout comme l'efficacité de diffraction. Pour le réseau réalisé dans la fibre Andrew, la profondeur pic à vallée de la corrugation du coeur est de 41 nm et l'efficacité de diffraction est alors de 100%. L'état d'avancement du processus d'abrasion chimique d'une fibre permet donc d'ajuster la valeur de l'efficacité de diffraction dans un large domaine spectral.

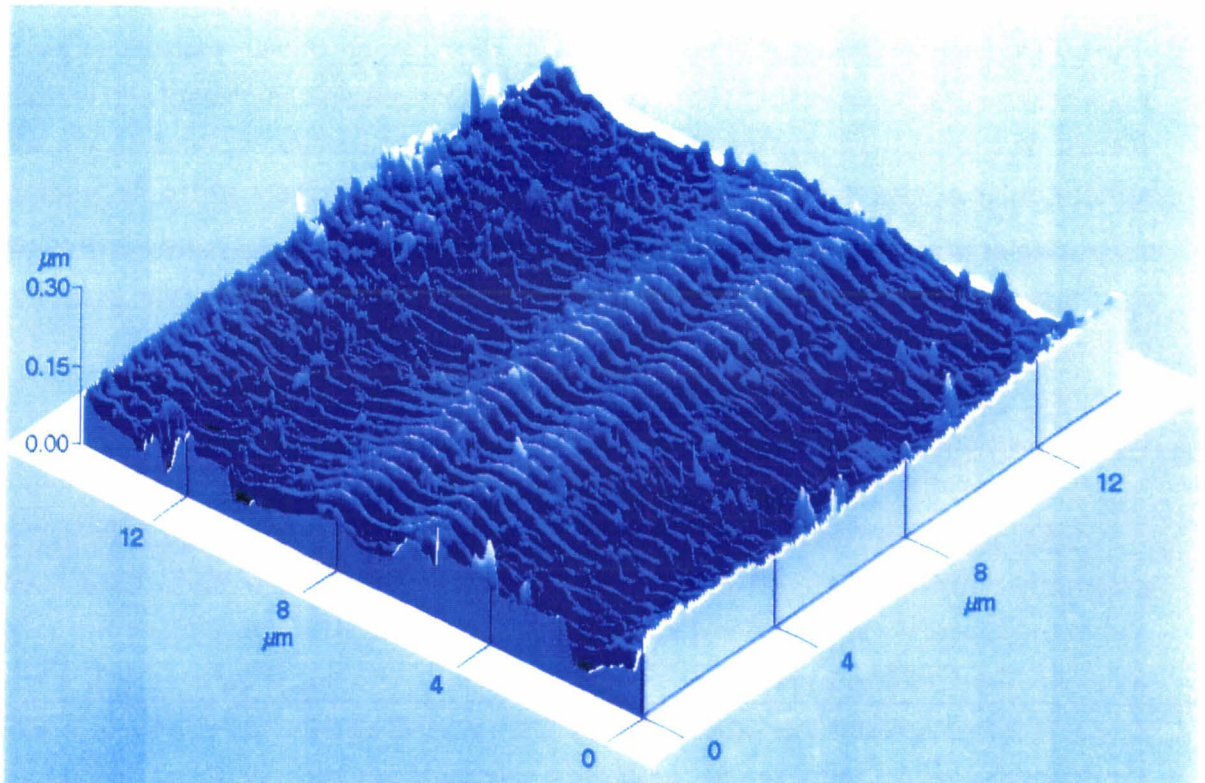


Figure II-35: Image A.F.M. en 3 dimensions de la surface d'une fibre Andrew abrasée chimiquement dans laquelle nous avons photoinscrit un réseau de Bragg. Les conditions d'inscription du réseau sont les suivantes :

Fluence de $185 \text{ mJ}/\text{cm}^2$; 8 000 pulses ; $\lambda_B = 1.53 \mu\text{m}$ et $R \approx 99\%$.

E.II.b. Résolution du spectromètre intégré.

Nous avons ensuite réalisé un réseau de Bragg pour mesurer son pouvoir de résolution spectral lorsqu'il est utilisé comme spectromètre. De façon à augmenter l'efficacité de diffraction, la fibre B est préalablement hydrogénée. Un réseau y est par la suite photoinscrit grâce à un laser pulsé KrF émettant un rayonnement UV à 248 nm (fluence par pulse de 200 mJ/cm^2 et 80000 pulses). Le dispositif interférométrique utilisé est un masque de phase qui permet d'obtenir une taille de réseau importante. Etant donnée la longueur d'onde de Bragg ($\lambda_B = 1.55 \mu\text{m}$) du réseau et sa taille de 14.5 mm, le nombre de pas est alors de 27000.

Le faisceau issu d'une diode laser ($\lambda_s = 817 \text{ nm}$) est tout d'abord injecté dans le coeur. Le faisceau en sortie de fibre est collimaté avec une lentille pour être ensuite envoyé sur un analyseur de spectre optique. Le spectre optique de la diode laser va nous servir de référence spectrale. La puissance optique couplée vers les modes radiatifs est diffractée transversalement hors de la fibre sous la forme d'un faisceau collimaté. Ce faisceau diffracté est intercepté, comme indiqué sur la figure II.13, par la caméra C.C.D. Le signal issu de la caméra est ensuite relié à un ordinateur PC. La figure II-36 est un enregistrement angulaire du faisceau de la diode laser diffractée par le réseau et intercepté par la caméra. La largeur à mi hauteur de la raie de la figure II-36 est de 1 pixel. Avec la calibration fournie par l'analyseur de spectre et en utilisant le critère de Rayleigh, la résolution spectrale du spectromètre est mesurée égale à 0.1 nm. La résolution théorique du réseau est de 0.022 nm. L'écart entre ces valeurs est vraisemblablement dû à la taille de pixel de la caméra ($16 \mu\text{m}$).

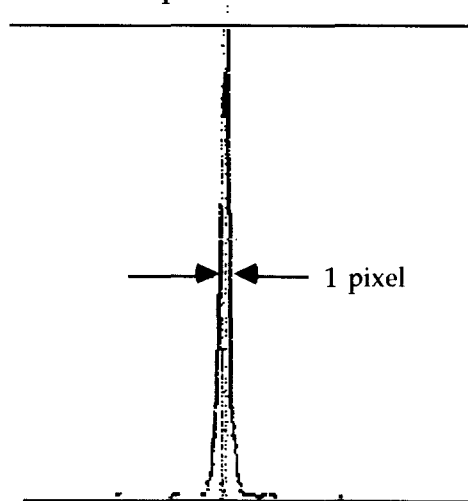


Figure II-36: Distribution angulaire du faisceau issue de la diode laser, diffractée par le réseau puis ensuite intercepté par la caméra C.C.D. à 2 dimensions. La largeur à mi hauteur de cette distribution est de 1 pixel (soit 0.1 nm).

D'un point de vu appliqué, nous avons utilisé les propriétés de diffraction des réseaux de Bragg pour concevoir un nouveau composant tout fibre. Nous avons ainsi démontré la potentialité d'utilisation des réseaux de Bragg comme spectromètre intégré. La résolution du dispositif ainsi obtenu est de l'ordre de l'Angström. Des fibres hydrogénées sont utilisées dans un tel instrument du fait de leur plus grande efficacité de diffraction.

F. CONCLUSION

L'inscription d'un réseau dans la fibre s'accompagne d'un phénomène de diffraction optique cohérente couplant l'énergie lumineuse du mode fondamental vers les modes du continuum radiatif. Nous avons montré que l'apparition de la photosensibilité de type IIA est corrélée à une forte augmentation de l'efficacité de cette diffraction transverse. Cette corrélation a ensuite été confirmée au cours d'expériences de destruction thermique isochrone et d'abrasion chimique.

Une étude réalisée en champ lointain a montré que la répartition de la puissance azimutale diffractée est isotrope pour un réseau de type I, mais fortement anisotrope pour un réseau de type II A. Grâce à ces résultats et à un modèle théorique, nous avons pu cartographier la distribution spatiale transverse de l'indice de réfraction du coeur d'une fibre optique irradiée UV. Nous avons interprété nos observations en supposant que la variation d'indice négative à l'origine de la photosensibilité de type IIA n'est pas distribuée uniformément dans la section transverse de la fibre. Elle se trouve localisée à l'interface coeur/gaine selon une distribution géométrique compliquée. La diffraction cohérente provoquée par cette diminution d'indice très localisée est importante et explique l'aspect des figures II.14 et II.15.

Nous avons mis en évidence, pour la première fois, une différence dans la répartition de l'indice photoinduit entre les photosensibilités de type I et celles de type IIA. Nous signalons également que Janos et al., lors d'une étude de la diffusion incohérente de réseaux inscrits dans des fibres hydrogénées, ont également démontré l'existence d'une variation d'indice non uniforme dans le plan de section transverse du coeur. Il est important de noter que la composante radiale de cette variation d'indice doit être prise en compte car elle est susceptible d'influencer fortement les dynamiques d'inscription présentées dans le chapitre I.

Une étude est actuellement en cours avec un microscope électronique à transmission pour préciser les résultats présentés dans ce chapitre.

G. REFERENCES DU CHAPITRE II :

- [1] S. Boj, "Réalisation de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et Applications," Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille (1995).
- [2] R. Kashyap, R. Wyatt and R.J. Campbell, "Wideband gain flattened erbium fibre amplifier using a photosensitive fibre blazed grating," *Electron. Lett.* 29, 154-156 (1993).
- [3] V. Mizrahi and J.E. Sipe, "Optical properties of photosensitive fiber phase gratings," *J. Light. Tech.* 11, 1513-1517 (1993).
- [4] J.L. Archambault, L. Reekie and P. St. J. Russel, "100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses," *Electron. Lett.* 29, 453-455 (1993).
- [5] B. Malo, D.C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert and K.O. Hill, "Single-excimer-pulse writing of fiber gratings by use of a zero-order nulled phase mask: grating spectral response and visualisation of index perturbations," *Opt. Lett.* 18, 1277-1279 (1993).
- [6] E.M. Dianov, V.I. Karpov, A.S. Kurkov, O.I. Medvedkov, A.M. Prokhorov, V.N. Protopopov, S.A. Vasil'ev, "Gain spectrum flattening of erbium doped fiber amplifier using long period fiber grating," *Photosensitivity and Quadratic nonlinearity in Glass Waveguides, Portland, Technical digest 22*, 14-17 (1995).
- [7] B. J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian and F. Ouellette, "Long period superstructure Bragg gratings in optical fibres," *Electron. Lett.* 30, 1620-1622 (1994).
- [8] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *J. Light. Tech.* 14, 58-65 (1996).
- [9] W. X. Xié, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J.F. Bayon, T. Georges, M. Monerie and B. Poumellec, "Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscription of Bragg gratings within germanosilicate fibres," *Opt. Comm.* 104, 183-195 (1993).
- [10] T. Erdogan and J.E. Sipe, "Tilted fiber phase gratings," *J. Opt. Soc Am. A* 13, 296-313 (1996).
- [11] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, "In-fiber Bragg grating tap," *Optical Fiber Communication Conference, San Francisco (U.S.A.), papier TuG1* (1990).

- [12] S.J. Hewlett, J.D. Love, G. Meltz, T.J. Bailey and W.W. Morey, "Cladding mode coupling characteristics of Bragg gratings in depressed-cladding fibre," *Electron. Lett.* 31, 820-822 (1995).
- [13] R. Kashyap, R. Wyatt and P.F. Mckee, "Wavelength flattened saturated Erbium amplifier using multiple side-tap Bragg gratings," *Electron. Lett.* 29, 1025-1026 (1993).
- [14] S.J. Mihailov and M.C. Gower, "Periodic surface structures induced when recording fiber Bragg reflectors with a single pulse from a KrF excimer laser," *Appl. Phys. Lett.* 65, 2639-2641 (1994).
- [15] E. Delevaque, S. Boj, J.F. Bayon, H. Poignant, J. Le Mellot and M. Monerie, "Optical fiber design for strong gratings photoimprinting with radiation mode suppression", OFC'95, post deadline paper PDP 5, San Diego - U.S.A., (1995).
- [16] A.W. Snyder and J.D. Love, "Optical waveguide theory," first edition, Chapman and Hall (1983).
- [17] D. Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides," Second Edition, Academic Press, San Diego (1991).
- [18] A. S. Davidov, "Quantum mechanics," Pergamon press, Oxford (1965).
- [19] A. Basu and J. M. Ballantyne, "Second and higher order waveguide grating filters-1: Theory," *Appl. Opt.* 18, 3620-3626 (1979).
- [20] M. Janos, J. Canning and M. G. Sceats, "Incoherent scattering losses in optical fiber Bragg gratings," *Opt. Lett.* 21, 1827-1829 (1996).
- [21] S. Legoubin, "Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photoinscrits dans les fibres optiques," Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille (1994).
- [22] B. Leconte, W. X. Xié, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, H. Poignant, "Analysis of color-center related contribution to Bragg grating formation in Ge:SiO₂ fiber based on a local Kramers-Kronig transformation of excess loss spectra," *Applied Optics*, sous presse.
- [23] P. A. Krug, R. Stolte and R. Ulrich, "Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating," *Opt. Lett.* 20, 1767-1769 (1995).
- [24] P. St. J. Russel and R. Ulrich, "Grating-fiber coupler as a high-resolution spectrometer," *Opt. Lett.* 10, 291-293 (1985).
- [25] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics," McGraw-Hill, New York (1968).
- [26] D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and E. Delevaque, "Characterization of the light scattered from type IIA phase gratings," S.P.I.E. meeting on Optical Science, Engineering and Instrumentation, Denver (U.S.A.), 1996.

- [27] H. C. Lefèvre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers," *Elect. Lett.* 16, 778-780 (1980).
- [28] P.Y. Fonjallaz, "Bragg gratings in single-mode optical fibres: characterisation, stress modifications and out-couplers," Thèse de doctorat, école polytechnique fédérale de Lausanne, (1995).
- [29] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* 14, 823-825 (1989).
- [30] P.C. Hill, G.R. Atkins, J. Canning, G.C. Cox and M.G. Sceats, "Writing and visualization of low-threshold type II Bragg gratings in stressed optical fibers," *Appl. Opt.* 33, 7689-7694 (1995).
- [31] Q. Zhong and D. Inniss, "Characterization of the lightguiding structure of optical fibers by atomic force microscopy," *J. Light. Tech.* 12, 1517-1523 (1994).
- [32] D. Inniss, Q. Zhong, A. M. Vengsarkar, W. A. Reed, S. G. Kosinski and P. J. Lemaire, "Atomic force microscopy study of UV induced anisotropy in hydrogen-loaded germanosilicate fibers," *Appl. Phys. Lett.* 65, 1528-1530 (1994).
- [33] A. M. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, P. J. Lemaire and S. G. Kosinski, "Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual exposure method," *Opt. Lett.* 19, 1260-1262 (1994).
- [34] G. Meltz, W. W. Morey, S. J. Hewlett and J. D. Love, "Wavelength shifts in fiber Bragg gratings due to changes in the cladding properties," *Photosensitivity and Quadratic nonlinearity in Glass Waveguides*, Portland (U.S.A.), Technical digest 22, 225-228 (1995).
- [35] L. Dong, J. L. Cruz, L. Reekie and J. L. Archambault, "Tuning and chirping fiber Bragg gratings by deep etching," *I. E. E. Phot. Tech. Lett.* 7, 1433-1435 (1995).
- [36] Communication privée Marc Douay.
- [37] D. Marcuse, "Radiation losses of the HE_{11} mode of a fiber with sinusoidally perturbed core boundary," *Appl. Opt.* 12, 3021-3025 (1975).
- [38] A. W. Snyder, "Weakly guiding optical fibers," *J. Opt. Soc. Am.* 4, 405-411 (1980).
- [39] D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and M. Monerie, "Optical power transversely scattered from fiber Bragg gratings: far-field measurements and modeling," *J. Opt. Soc. Am. A* 14, (1997).
- [40] E. Frlan, J.S. Wight, S. Janz, H. Dai, F. Chatenoud, M. Buchanan and R. Normandin, "High resolution surface-emitting spectrometer and deformation sensors with non linear waveguides," *Opt. Lett.* 19, 1657-1659 (1994).
- [41] M. A. Jensen and R.H. Selfridge, "Analysis of diffraction gratings based on D-shaped fiber," *J. Opt. Soc. Am. A* 9, 1086-1090 (1992).

- [42] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, K. L. Walker, K. S. Kranz and W.A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh U.V. photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres," *Elect. Lett.* 29, 1191-1193 (1993).
- [43] M. Douay, D. Ramecourt, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, A. Dacosta, C. Mathieu, J.F. Bayon, B. Poumellec, "Microscopic investigations of Bragg gratings photowritten in germanosilicate fibers," *Photosensitivity and Quadratic nonlinearity in Glass Waveguides*, Portland (U.S.A.), Technical digest 22, 48-51 (1995).
- [44] D. Pureur, G. Martinelli, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, A. Dacosta, J. F. Henninot and C. Mathieu, "Transverse scattering from Bragg gratings photowritten in optical fibers: improvements and applications," *soumis pour publication à Appl. Opt.* (1997).
- [45] T. Erdogan and V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 2100-2105 (1994).
- [46] A. Kamal and P. St. Russell, "Physical origins and general dielectric tensor of photoinduced anisotropy in optical fibers and bulk glasses," *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 1576-1584 (1994).

Chapitre III

Etude des lasers à fibre à cavités photoinscrites

A. INTRODUCTION

Depuis la démonstration par Stone et Burrus [1] d'une nouvelle technique favorisant l'incorporation d'une grande quantité d'ions de terres rares dans les verres, un intérêt considérable s'est développé pour l'étude de lasers à fibre monomode. Ces composants permettent en effet de combiner les propriétés passives des fibres de télécommunication, à savoir des pertes très faibles dans les fenêtres spectrales de transmission et un confinement optique élevé, avec les excellentes propriétés actives des terres rares. Plusieurs ions de terres rares ont ainsi pu être incorporés dans la matrice de silice des fibres pour donner un rayonnement laser à diverses longueurs d'onde allant de l'UV à l'infrarouge. Il s'agit par exemple du néodyme (Nd), du praséodyme (Pr), du samarium (Sm), de l'erbium (Er), de l'holmium (Ho), du thulium (Tm) et de l'ytterbium (Yb) (voir tableau III.1) [2].

Ces nouveaux types de lasers possèdent des propriétés intéressantes. Tout d'abord le confinement de la lumière, à l'intérieur du coeur de la fibre, conduit à des densités de puissance optique considérables. Ces lasers offrent également comme spécificité une longueur optique de cavité de quelques mètres, ainsi qu'une largeur spectrale importante de la courbe de gain (plusieurs dizaines de nanomètres). Les nombreuses propriétés de ces lasers en font d'excellents candidats pour les secteurs des télécommunications optiques, de la spectroscopie, des capteurs et de la médecine. C'est pourquoi, afin d'améliorer les performances et d'élargir le champ d'application de ces lasers, de nombreux travaux sur leurs caractéristiques de fonctionnement en régimes statique et dynamique, ont été entrepris. Parallèlement à la modélisation des phénomènes physiques mis en

jeu, des études expérimentales ont été menées pour, d'une part, tirer le meilleur parti du milieu amplificateur et d'autre part, simplifier les cavités laser. Un des buts de ces travaux étant notamment de diminuer le nombre de variables dynamiques du laser pour favoriser l'interprétation théorique. Dans ce contexte, trois technologies se sont développées pour intégrer les miroirs de la cavité dans la fibre : les dépôts diélectriques sur les faces des fibres [3], les boucles de Sagnac [4] et les réseaux de Bragg photoinscrits [5].

Ion	Transition	Longueur d'onde (μm)
Nd ³⁺	$4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$	1.055-1.14
	$4F_{3/2} \rightarrow 4I_{9/2}$	0.9-0.95
	$4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$	1.36
Er ³⁺	$4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$	1.53-1.60
Pr ³⁺	$1D_2 \rightarrow 3F_4$	1.084
	$1D_2 \rightarrow 3F_2$	0.888
Sm ³⁺	$4G_{5/2} \rightarrow 6H_{9/2}$	0.651
Yb ³⁺	$2F_{5/2} \rightarrow 2F_{7/2}$	1.01-1.162
		0.974
Tm ³⁺	$3H_4 \rightarrow 3H_6$	1.65-2.05
Ho ³⁺	$5I_7 \rightarrow 5I_8$	2.04

Tableau III.1: Transitions laser dans les fibres en silice.

La récente possibilité de graver des réseaux de Bragg dans le coeur des fibres, démontrée par Meltz et depuis développée dans de nombreux laboratoires, a permis une avancée supplémentaire dans la réalisation des composants actifs à fibre [6]. En effet, la fabrication de ces réseaux a suscité l'apparition d'une nouvelle génération de lasers dont la cavité, constituée de deux réflecteurs de Bragg accordés à la même longueur d'onde, est totalement intégrée dans le coeur de la fibre. Les réseaux assurent à la fois la réflexion de l'onde laser et la discrimination des modes de la cavité. Les premiers lasers à cavités photoinscrites ont été conçus par Ball aux Etats Unis dans une fibre dopée au néodyme [5] puis par Douay en France. Ces lasers possèdent les énormes avantages d'être très compacts, stables, mais aussi accordables en longueur d'onde.

La réalisation de tels lasers a suscité un engouement à la fois de la part des industriels mais aussi des laboratoires plus fondamentaux. Un premier exemple d'actualité est donné par l'effort de recherche fourni en vue de la conception de lasers à fibre Pérot-Fabry monofréquences. Ce sont en effet des composants

attractifs pour des applications en instrumentation et des éléments essentiels des communications optiques par fibre dans la bande $1.55 \mu\text{m}$ [7]. La photoinscription de réseaux de Bragg dans le coeur de fibre dopée aux ions erbium a récemment permis de réaliser des lasers présentant une émission monomode longitudinale [8]. Les principaux avantages de ces lasers par rapport aux lasers D.F.B. ("Distributed Feedback") à semi-conducteur sont : une largeur de raie à l'échelle du kHz, une faible valeur du bruit d'intensité (de l'ordre de -110 dB/Hz dans la bande $100 \text{ kHz}-2\text{MHz}$), et des puissances de sortie de plusieurs dizaines de mW. Un second exemple d'actualité est également l'intérêt porté aux lasers à fibre multimodes linéairement polarisés [9]. En effet, l'émission de laser réalisée dans des fibres à faible biréfringence est constituée de deux modes propres de polarisation rectiligne dont les directions orthogonales peuvent tourner sous l'action de paramètres extérieurs. La compétition entre ces modes peut entraîner un régime d'instabilité dans la répartition de la puissance entre les deux polarisations, et dans la fréquence de l'émission laser. Ces comportements représentent un inconvénient pour les applications industrielles. Une partie de ce travail de thèse a consisté à réaliser une cavité laser tout fibre dont l'émission linéairement polarisée permet de s'affranchir de ces inconvénients. De nombreux travaux sont par ailleurs menés dans plusieurs laboratoires pour tester l'accordabilité en longueur d'onde de ces lasers et pour développer des sources laser tout fibre à impulsions courtes.

Le travail rapporté ci-après répond à une demande spécifique formulée par le L.E.T.I. Grenoble en vue de la réalisation d'une source laser susceptible de pomper une décharge d'Hélium dans un dispositif capteur (Magnétomètre). Ceux ci doivent permettre ensuite la mesure de variations du champ magnétique à l'échelle du pico-Tesla. Le laser à fibre devra donc répondre aux cahiers des charges suivant :

- pompage du laser par une diode laser
- accordabilité autour de $1.082 \mu\text{m}$
- puissance laser IR de quelques mW et rendement optimum
- largeur spectrale de l'ordre du gigahertz
- bruit minimum dans la bande $500 \text{ KHz}/5 \text{ MHz}$.

La conception de cette source laser constitue le "fil d'Ariane" du travail exposé ici. Cela ne nous interdit néanmoins pas de nous écarter de cette ligne directrice pour développer certains points particuliers que nous jugeons important même s'ils n'entrent pas dans les objectifs énumérés précédemment. Nous nous intéressons par exemple aux techniques de construction de cavité qui

nous permettent d'observer une émission monofréquence à $1.08 \mu\text{m}$. De même, nous étudions en détail la modification locale de la biréfringence de la fibre par l'insolation ultraviolette utilisée pour inscrire les réseaux de Bragg.

L'organisation de ce troisième chapitre consacré aux lasers à fibre est la suivante : dans une première partie, nous discutons de la faisabilité de laser à cavité photoinscrite dans une fibre conventionnelle dopée au néodyme. Nous désignons par fibre conventionnelle une fibre présentant une biréfringence résiduelle de contrainte ou de forme de l'ordre de 10^{-5} . Nous présentons notamment les conditions à remplir par le milieu amplificateur et la cavité laser pour répondre aux spécifications données. Nous déterminons les rendements théorique et expérimental de ces lasers ainsi que l'influence de la largeur spectrale des réseaux sur l'émission laser. Les problèmes rencontrés, quant à leur stabilité nous conduisent dans une seconde partie, à développer une nouvelle cavité conçue dans une fibre à maintien de polarisation (biréfringence de l'ordre de 10^{-4}). Nous présentons des résultats sur la photoinscription de réseaux dans ces fibres avant de réaliser une cavité laser émettant un rayonnement multimode monopolarisation. Dans une troisième partie, l'accordabilité de la fréquence de l'émission laser, sous l'action de différents paramètres extérieurs, est testée. Une spectroscopie de la raie de l'hélium est démontrée par un allongement simultané des deux réseaux de la cavité.

B. ETUDE DE LASERS A CAVITES PHOTOINSCRITES DANS UNE FIBRE CONVENTIONNELLE DOPEE AUNEODYME.

B.I. Optimisation du milieu amplificateur de la fibre.

B.I.a.Choix de la terre rare

Nous choisissons, pour cette étude, des fibres silicates dont les formateurs du réseau vitreux sont des tétraèdres de SiO_4 . Nous éliminons dès le début le choix de fibres en verres fluorés bien trop fragiles pour la réalisation d'un capteur de type embarqué. La fibre est en outre dopée avec du germanium (matrice $\text{GeO}_2 : \text{SiO}_2$) de manière à être suffisamment photosensible à un rayonnement de longueur d'onde voisine de 240 nm [6].

Les terres rares pour lesquelles une émission laser a été observée autour de 1.08 μm sont le néodyme, l'ytterbium et le praséodyme (voir tableau III.1). La solution consistant à employer une fibre dopée avec du praséodyme est écartée : cette terre rare ne présente en effet pas de bande d'absorption permettant un pompage par diode laser. La seconde solution (ytterbium) nécessite l'utilisation d'une diode de pompe émettant vers 975 nm et n'a pas été retenue en raison du coût élevé de ces diodes. Le néodyme sur lequel notre choix s'est arrêté, possède quant à lui toutes les caractéristiques pour en faire un excellent candidat au pompage de l'hélium. Le néodyme, de configuration électronique $[\text{Xe}] 4f^3$ présente en effet une transition (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$) qui peut être pompée par une diode laser émettant autour de 810 nm [2]. De plus, la structure à quatre niveaux du Nd^{3+} permet de réaliser de très grandes longueurs (jusqu'à quelques kilomètres) de cavité sans précautions particulières. La largeur de la courbe de fluorescence avoisine 100 nm et favorise une accordabilité importante. Ces caractéristiques rendent la solution du néodyme très attractive pour la fabrication d'une source laser tout fibre accordable autour de 1080 nm.

B.I.b. Evaluations théorique et expérimentale du rendement laser.

Nous nous intéressons ici à l'estimation du rendement optique des lasers à cavités photoinscrites. L'optimisation de ce paramètre est important afin de minimiser la consommation électrique de la diode de pompe.

Evaluation théorique du rendement laser

Modèle théorique

Le calcul présenté ci-après est basé sur la loi de conservation du flux de photons développée dans la thèse d'E. Delevaque. Nous ne rappelons ici que les grandes lignes d'un modèle plus largement détaillé dans les références [10, 11].

Les résultats obtenus, grâce à ce modèle, vont nous permettre de calculer la puissance infrarouge du laser en fonction du coefficient de réflexion en intensité R_2 du second miroir de la cavité (le coefficient R_1 du miroir d'entrée ayant une valeur fixe). Nous en déduisons ensuite le rendement des différents lasers. Dans ce modèle, aucune perte intrinsèque de la fibre n'est prise en compte (diffusion, perte au niveau des miroirs...).

Dans un premier temps, nous exprimons la condition d'auto-reproduction du champ après un aller-retour dans la cavité.

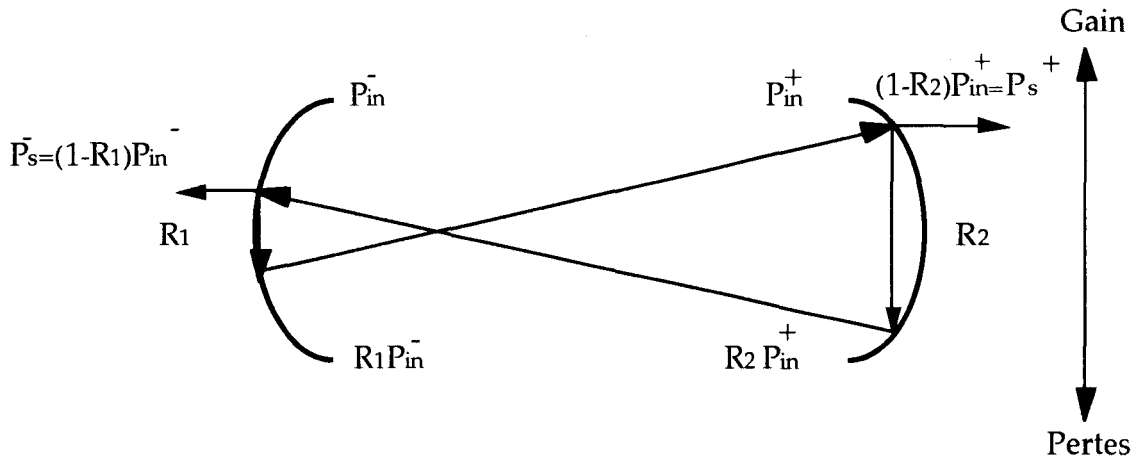


figure III.1: Représentation schématique de la cavité laser. P_{in} et P_s désignent la puissance, à la longueur d'onde du signal laser, à l'intérieur et à l'extérieur de celle-ci. R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité, en entrée et en sortie de cavité.

A l'aide des grandeurs définies sur la figure III.1, nous en déduisons :

$$P_{in}^- = \exp(g_S) R_2 P_{in}^+ \quad (1)$$

où $\exp(g_S)$ représente le gain saturé après un aller-retour dans la cavité, à la longueur d'onde du signal laser.

$$P_{in}^+ = \exp(g_S) R_1 P_{in}^- \quad (2)$$

et donc,
$$P_{in}^+ = \exp(2g_S) R_1 R_2 P_{in}^+ \quad (3)$$

Soit
$$R_1 R_2 \exp(2g_S) = 1 \quad (4)$$

qui représente la condition classique gain = pertes.

D'autre part, nous avons:

$$P_s^- = P_{in}^- (1 - R_1) \quad (5)$$

$$P_s^+ = P_{in}^+ (1 - R_2) = R_1 P_{in}^- \exp(g_S) (1 - R_2) \quad (6)$$

où nous avons utilisé l'équation (2) pour transformer P_{in}^+ en P_{in}^- . En utilisant maintenant l'équation (4) pour éliminer g_s , dans l'équation (6), on obtient:

$$P_s^+ = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} P_{in}^-(1 - R_2) \quad (7)$$

Le rapport des puissances en sortie, de chaque côté du laser s'écrit donc :

$$\frac{P_s^-}{P_s^+} = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \left(\frac{1 - R_1}{1 - R_2} \right) \quad (8)$$

Les durées de vie des niveaux (2) et (4) du néodyme (voir figure III.2) sont très courtes et sa représentation se réduit alors à un système à deux niveaux d'énergie. Ces niveaux sont le fondamental (niveau (1)) et le niveau supérieur de la transition laser (niveau (3)).

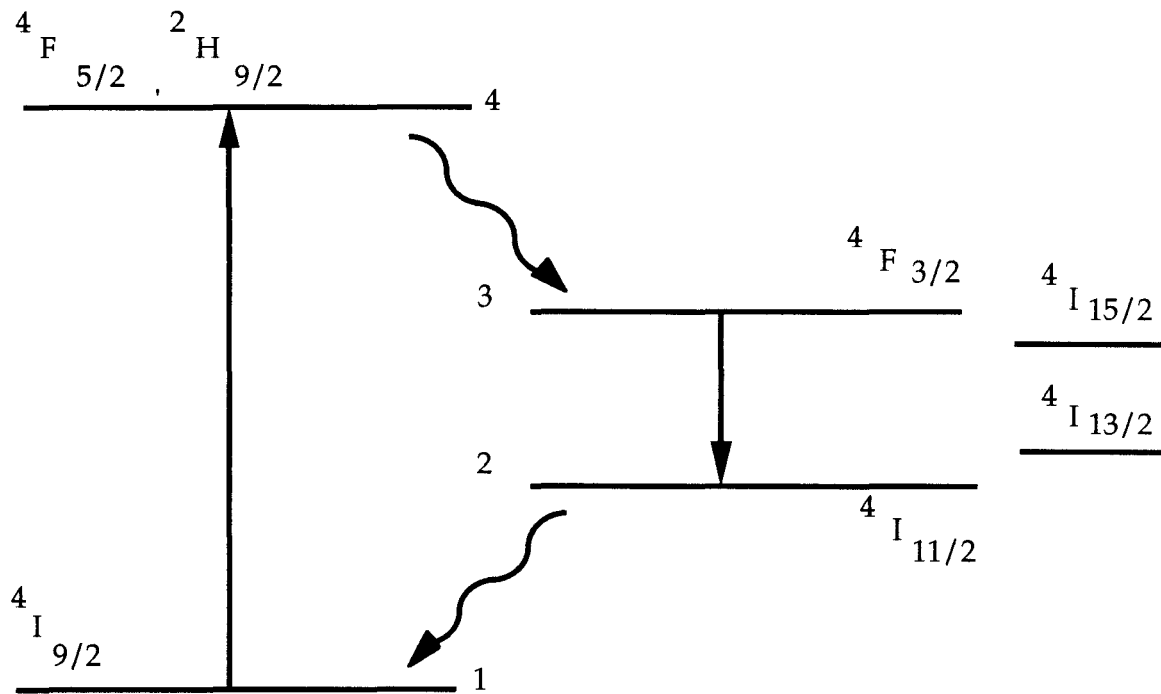


Figure III.2: Représentation schématique des niveaux d'énergie du néodyme.

En régime permanent, et en considérant le cas général d'un système à 4 niveaux d'énergie, l'équation au population du niveau supérieur de la transition laser est donnée par [12, 13]:

$$\frac{dN_3}{dt} = 0 = [-\sigma_T(\lambda_p) N_3 + \sigma_a(\lambda_p) N] \frac{P_p \Gamma_p}{A} + [-\sigma_T(\lambda_s) N_3 + \sigma_a(\lambda_s) N] \frac{P_s \Gamma_s}{A} - \frac{N_3}{\tau} \quad (9)$$

σ_e et σ_a ($\sigma_T = \sigma_e + \sigma_a$) désignent les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde λ . λ_p et λ_s sont les longueurs d'onde du rayonnement pompe et du rayonnement laser. A , τ , Γ représentent respectivement l'aire dopée de la fibre, le temps de relaxation du niveau (3) (voir figure III.2) ($\tau = 470 \mu s$) et le recouvrement spatial entre le profil en intensité (du signal (Γ_s) ou de la pompe (Γ_p)) et la distribution transverse des ions. N_3 est la densité de population d'ions dans le niveau (3) tandis que N désigne la concentration d'ions par élément de volume ($N = N_3 + N_1$). p_p et p_s sont respectivement le flux de photons du rayonnement pompe et du rayonnement laser ($p = P/h\nu$; h désignant la constante de Planck).

Par ailleurs, l'évolution (suivant la variable z) des flux de photons (signal et pompe) le long du milieu amplificateur supposé sans perte est décrite par :

$$\frac{dp_p}{dz} = -p_p \Gamma_p N [\sigma_a(\lambda_p)(1-x) - \sigma_e(\lambda_p)x] \quad (10)$$

$$\frac{dp_s}{dz} = -p_s \Gamma_s N [\sigma_a(\lambda_s)(1-x) - \sigma_e(\lambda_s)x] \quad (11)$$

x désigne la fraction d'ions dans le niveau (3) ($x = N_3/N$). Les équations (9), (10) et (11) nous donnent, après intégration suivant la variable z :

$$p_p^0 - p_p^{\text{out}} + p_s^0 - p_s^{\text{out}} - \frac{ANxL}{\tau} = 0 \quad (12)$$

p_j^0 et p_j^{out} sont les flux de photons en entrée et en sortie de cavité ($j = p$ pour la pompe et $j = s$ pour le signal). L désigne la longueur de la cavité. Le gain par passage dans l'amplificateur est supposé faible si bien que nous considérons la fraction d'ions excités x indépendante de la position dans la cavité. Cette approximation suppose que l'inversion de population est réalisée partout dans la fibre, c'est-à-dire que la puissance pompe est bien supérieure à la puissance de saturation. De plus, si l'on suppose, d'une part, que le flux de photons laser est nul au tout début de l'oscillation et, d'autre part, qu'il n'y a pas de saturation de la transition pompe, nous avons :

$$\begin{cases} p_s^0 = 0 & (13) \\ p_p^{\text{out}} = \exp(g_p(x)) \cdot p_p^0 & (14) \end{cases}$$

avec $g_p(x) = \Gamma_p NL (x\sigma_e(\lambda_p) - (1-x)\sigma_a(\lambda_p))$

L'équation (14) a été obtenue par intégration de l'équation (11). En insérant les équations (13) et (14) dans l'équation (12), nous obtenons:

$$P_p^0 = P_p^0 \exp(g_p(x)) + P_s^{out} + P_{spont} \quad (15)$$

où ($P_{spont} = NALx/\tau$) est le flux de photons d'émission spontanée (nous négligeons l'émission spontanée amplifiée).

Dans le cas du néodyme, nous négligeons $\sigma_e(\lambda_p)$ et $\sigma_a(\lambda_s)$ et nous définissons à partir des équations (10) et (11) le gain à la longueur d'onde du signal (g_s) ainsi que le coefficient d'absorption à la longueur d'onde de pompe (g_p):

$$\begin{cases} g_s = \Gamma_s NL(x\sigma_e(\lambda_s)) & (16) \\ g_p = \Gamma_p NL(-(1-x)\sigma_a(\lambda_p)) & (17) \end{cases}$$

A l'aide des relations (4) et (16) et (17), nous en déduisons :

$$x = \frac{-\ln(\sqrt{R_1 R_2})}{LN \sigma_e(\lambda_s) \Gamma_s} \quad (18)$$

Ensuite, si nous décomposons P_s^{out} en P_s^+ et P_s^- , les flux de photons laser infrarouge dans les directions directives et contradirectives, nous pouvons écrire P_s^+ en fonction de P_p^0 . Cette expression est homogène si P_s^+ et P_p^0 désignent un flux de photons. Si nous désirons exprimer P_s^+ en watts, il faut insérer le rapport $\left(\frac{h\nu_s}{h\nu_p}\right)$ qui constitue la limite fondamentale de l'efficacité de tout processus de conversion de photons. Nous obtenons alors:

$$P_s^+ = \left\{ P_p^0 \frac{1 - \exp(g_p(x))}{1 + \frac{1-R_1}{1-R_2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}} - \frac{NAL}{\tau} \frac{x h \nu_p}{1 + \frac{1-R_1}{1-R_2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}} \right\} \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \quad (19)$$

où P_s^+ et P_p^0 s'expriment en Watts. Ce modèle de conception simple va nous permettre de déterminer les rendements des lasers étudiés.

Applications

L'expression (19) est utilisée pour déterminer la puissance totale infrarouge P_S^{out} ($P_S^{\text{out}} = P_S^+ + P_S^-$) émise par le laser, en fonction de celle délivrée par la diode de pompe. Cette relation nous permet également de suivre l'évolution de la puissance de sortie infrarouge P_S^+ (à 1080 nm) en fonction des coefficients de réflexion de la cavité. Nous appliquons ce modèle à plusieurs lasers fabriqués dans deux fibres différentes dont leurs caractéristiques techniques, fournies par le C.N.E.T., sont reportées dans le tableau III.2.

	Fibre G	Fibre H
σ_e	$4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$	$1.7 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$
σ_a	$1.1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$	$1.1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$
N	$1.58 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
a	0.9 μm	1.1 μm
Γ_p	0.74	0.82
Γ_S	0.6	0.66
concentration en paires d'ions	22%	2%

Tableau III.2: Caractéristiques des fibres dopées néodyme.

Dans un premier temps, nous traçons sur les figures III.3 et III.4 les courbes représentant l'évolution de la puissance de sortie P_S^+ en fonction du coefficient de réflexion R_2 , pour une valeur R_1 fixe. Ces deux figures diffèrent par la valeur donnée au coefficient R_1 . Chacune des courbes des figures III.3 et III.4 correspond à une valeur P_p^0 de la puissance pompe indiquée. Nous constatons sur ces figures que le rendement total du laser dépend peu des coefficients de réflexion exprimant les pertes utiles de la cavité laser. Ce résultat n'est pas surprenant étant donné que nous avons négligé les pertes intrinsèques γ de la cavité.

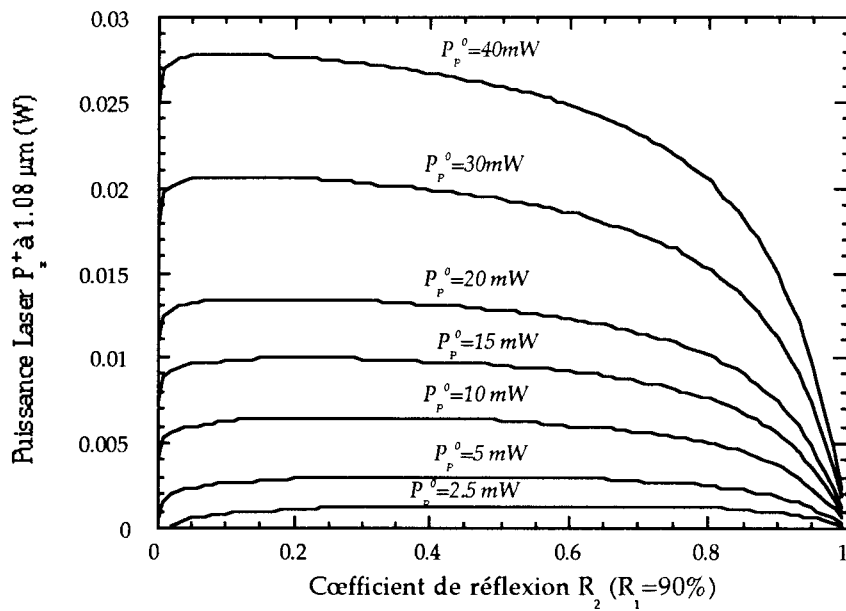


Figure III.3: Evolution de la puissance Laser P_s^+ , détectée en sortie, en fonction du coefficient R_2 , pour différentes puissances de pompe (fibre G).

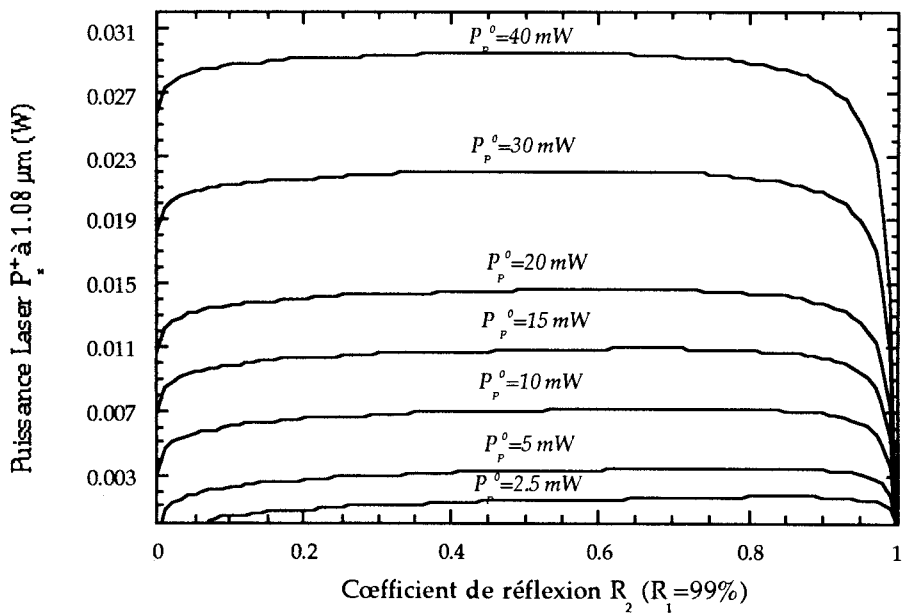


Figure III.4: Evolution de la puissance Laser P_s^+ , détectée en sortie, en fonction du coefficient R_2 , pour différentes puissances de pompe (fibre H)

Nous nous intéressons ensuite à l'évolution de la puissance de sortie p_s^{out} à 1080 nm en fonction de la puissance pompe absorbée à 820 nm. A partir des courbes précédentes, nous faisons varier P_p^0 après avoir fixé une valeur de R_2 . Nous en déduisons les courbes de rendement théoriques des lasers étudiés (voir figures III.5 et III.6). Celles-ci ont été obtenues pour des lasers conçus dans chacune des deux fibres G et H présentées dans le tableau III.2. La puissance laser à 1080 nm reportée sur les courbes est la somme des puissances de sortie, à chaque extrémité du laser $P_s^{\text{out}} = P_s^+ + P_s^-$. La puissance laser est une fonction linéaire de la puissance pompe absorbée, comme prévu par d'autres modèles. Le coefficient a de l'équation $y = ax+b$ reportée sur chaque graphe indique le rendement total du laser tandis que le rapport $\left(\frac{b}{a}\right)$ exprime la valeur de son seuil de puissance pompe.

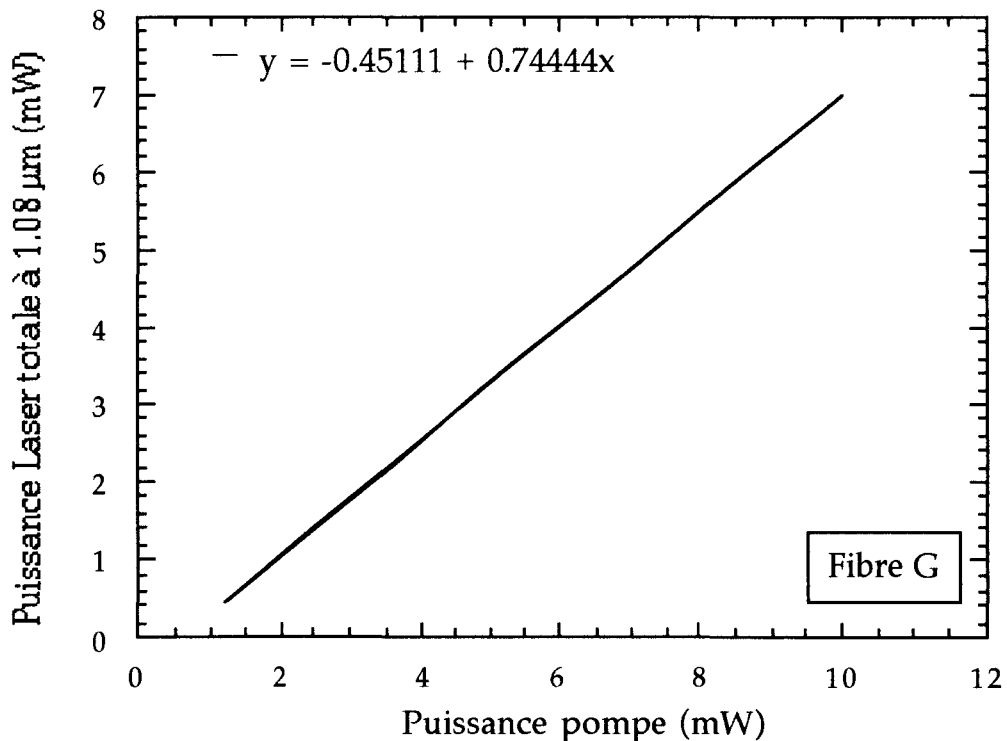


Figure III.5: Rendement théorique du Laser à Fibre -fibre G- ($R_2=40\%$ et $R_1=90\%$).

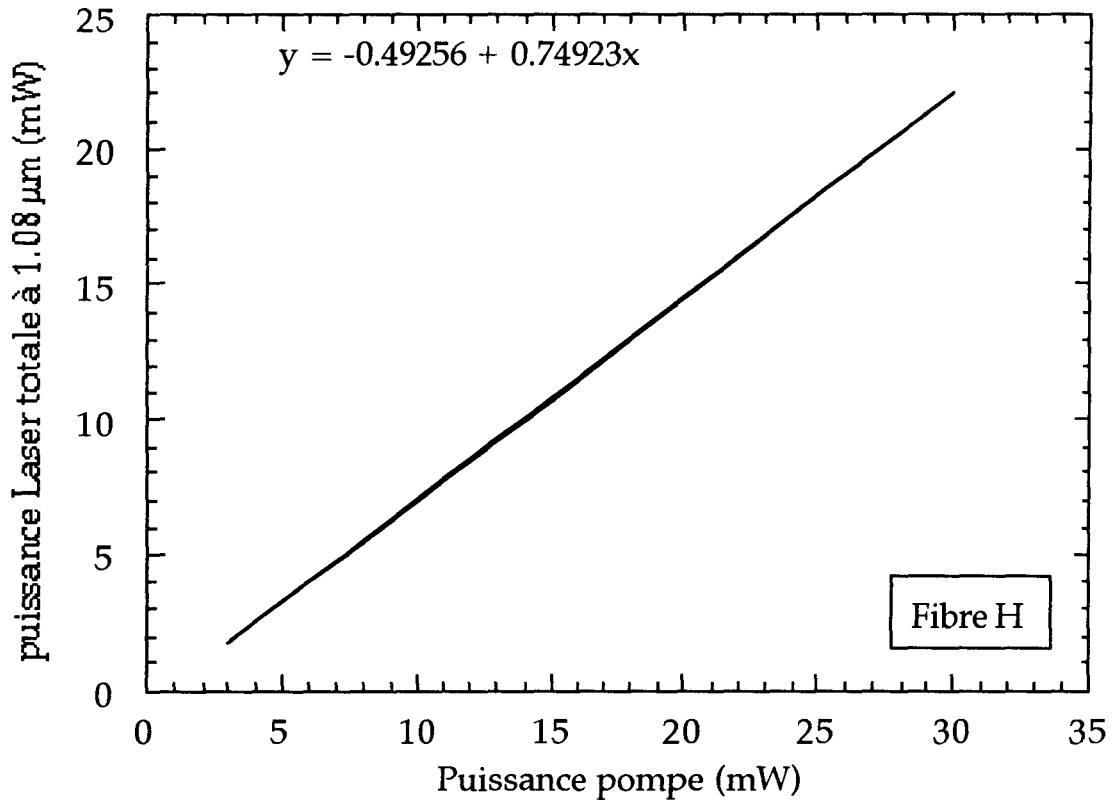


Figure III.6: Rendement théorique du Laser à Fibre -fibre H- ($R_2=50\%$ et $R_1=99\%$).

Nous constatons sur les deux figures théoriques présentées, que le rendement obtenu est très proche du rendement limite [13] égal au rapport $\left(\frac{\lambda_p}{\lambda_s}\right) = \frac{820}{1080} = 0.759$. Le rendement photonique des lasers à fibre est alors proche de un, c'est-à-dire que pour un photon absorbé, un photon laser est généré par émission stimulée. Ce résultat est facilement vérifiable grâce à la relation (15). En effet, si dans cette équation, nous négligeons le terme d'émission spontanée et la fraction de puissance pompe non absorbée, nous retrouvons un nombre de photons laser égal au nombre de photons pompe. Ce résultat théorique est valable parce que nous négligeons toute perte intrinsèque liée au milieu amplificateur et à la cavité. En effet, comme le néodyme est un système à quatre niveaux d'énergie, le rayonnement laser entre les niveaux (3) et (2) (voir figure III.2) a une faible probabilité d'être réabsorbé. De même, les pertes de la fibre par diffusion Rayleigh à la longueur d'onde du signal sont très faibles. En supposant

que les réseaux de Bragg n'induisent aucune perte à λ_B et qu'il ne se produit aucun transfert d'énergie entre les ions néodyme, nous estimons l'atténuation de la fibre à 1080 nm inférieure à 1 dB/km. La valeur de cette atténuation à la longueur d'onde du rayonnement laser justifie l'éviction de notre modèle du terme exprimant les pertes intrinsèques.

Détermination expérimentale du rendement laser

Nous allons maintenant décrire le dispositif expérimental qui nous permet de déterminer les valeurs des rendements et des seuils laser pour ensuite les comparer aux résultats théoriques précédemment établis.

Méthodologie expérimentale

Le schéma expérimental présenté sur la figure III.7 comprend une diode laser monomode (SDL5412 H1) stabilisée, de puissance maximale 100 mW à la longueur d'onde de 812 nm. Ce rayonnement pompe permet de réaliser l'inversion de population entre les niveaux (2) et (3) de la figure III.2. Le faisceau collimaté à l'aide d'une lentille traitée anti-reflet traverse ensuite un isolateur optique de type Faraday. Cet isolateur, inséré entre la diode et la fibre évite les problèmes de rétrodiffusion susceptibles de déstabiliser l'émission du laser de pompe. Le faisceau traverse ensuite une lame séparatrice qui permet de déterminer la puissance pompe incidente à l'entrée de la fibre et la puissance laser rétrodiffusée. Il est ensuite focalisé dans le coeur de la fibre placé sur une platine de translation à 3 degrés de liberté (micropositionneur XYZ de chez Melles Griot).

Le premier problème consiste à déterminer la puissance réellement injectée dans la fibre au niveau du réseau d'entrée (1), de la cavité laser. Pour des raisons expérimentales, ce réseau ne peut en effet être placé juste à l'extrémité de la fibre. Nous prenons d'abord une longueur de fibre identique à la longueur L_2 (distance entre l'extrémité de la fibre et le réseau (1)). Nous mesurons ensuite la transmission de cette longueur de fibre (15 cm) pour différentes puissances incidentes à l'entrée de la fibre. Nous en déduisons le coefficient de couplage relatif à la puissance pompe effectivement injectée à l'entrée du laser. Ce coefficient comprend à la fois les pertes par injection du faisceau pompe dans la fibre mais aussi les pertes par absorption sur la longueur de fibre L_2 . Il est donc une fonction de la puissance de la diode et de sa longueur d'onde.

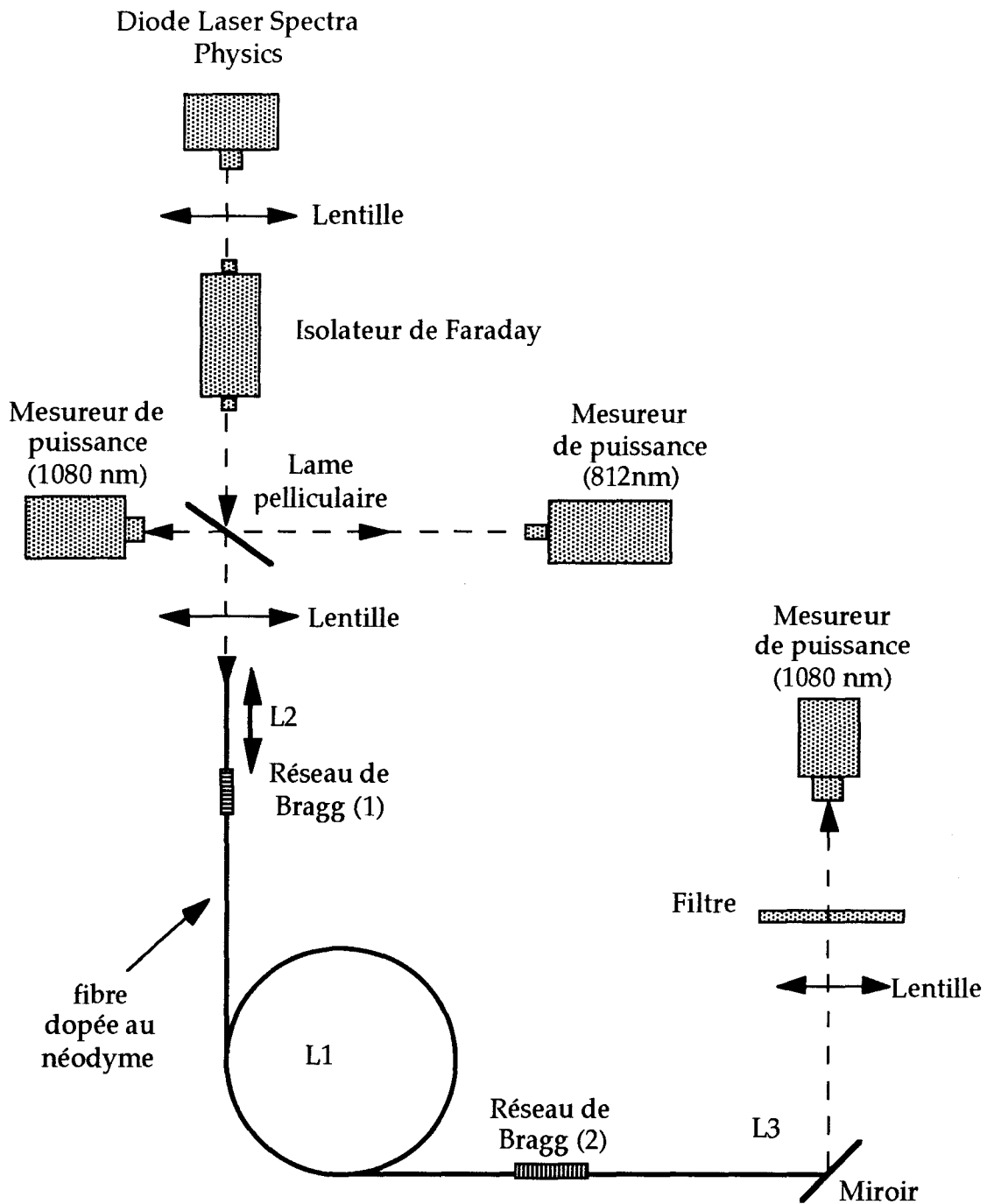


Figure III.7: Schéma expérimental destiné à mesurer le rendement d'un laser à fibre.

Nous signalons que tout ce dispositif d'injection du faisceau pompe peut être intégralement fibré à l'aide de connecteurs et d'une fibre amorce non dopée possédant les mêmes caractéristiques optogéométriques que la fibre dopée. Le système est alors plus stable et moins sensible aux vibrations mécaniques susceptibles de modifier les conditions d'injection du rayonnement pompe dans la fibre.

Les fibres étudiées (voir tableau III.2) sont monomodes à la longueur d'onde du rayonnement pompe. Leur biréfringence résiduelle est de l'ordre de 10^{-5} . La cavité laser est constituée de deux réseaux de Bragg (1) et (2) espacés de quelques mètres. Les caractéristiques des lasers (coefficient de réflexion des réseaux à la longueur d'onde de Bragg λ_B , longueur de la cavité L_1) construits dans les deux fibres décrites précédemment sont détaillées dans les différents graphiques présentés. Lors de l'inscription des réseaux de Bragg, nous portons une attention toute particulière à ce que ceux-ci soient accordés à la même longueur d'onde λ_B . Un léger désaccord spectral entre les deux modifie les valeurs des coefficients de réflexion de la cavité et change la valeur du seuil laser. Dans ces contextes, nous nous assurons également qu'aucune action mécanique ou thermique ne vienne modifier la réponse spectrale des réseaux photoinscrits et les caractéristiques des lasers.

En sortie du laser, le rayonnement est encore guidé par la fibre sur une longueur L_3 de 10 à 20 centimètres (voir figure III.7). Ensuite, le faisceau infrarouge est collimaté à l'aide d'un objectif de microscope. Nous plaçons ensuite un filtre passe haut sur le trajet du rayonnement infrarouge. Il laisse passer la puissance laser émise à 1080 nm mais élimine la puissance pompe résiduelle, non encore absorbée à 812 nm. Toutefois, dans le cas de l'étude de lasers réalisés dans la fibre H, la puissance pompe transmise par la fibre est seulement de 0.2 mW alors que celle injectée (au niveau du réseau (1)) est de 50 mW. Pour mesurer cette valeur, nous utilisons un prisme placé en sortie de la fibre afin de séparer le rayonnement IR de celui de la pompe. Pour la fibre H, nous négligeons alors la puissance pompe résiduelle non absorbée. En outre, le segment de fibre L_3 situé en sortie de la cavité laser amplifie le signal à λ_s et modifie la puissance de sortie attribuée au laser seul. Comme nous avons toujours mesuré une puissance pompe en sortie de laser très faible, il est acceptable de négliger l'amplification du signal sur cette courte longueur L_3 .

Les différentes puissances de pompe et du laser déterminées en entrée et en sortie de fibre sont mesurées avec des détecteurs pyroélectriques et/ou des photodiodes au Silicium étalonnées à 812 nm et 1080 nm. Les pertes en puissance des filtres ainsi que celles des autres optiques (lentilles, lames séparatrices) ont préalablement été évaluées aux longueurs d'onde et aux différentes puissances de travail. Ce réseau d'abaque est effectué dans le but de corriger les valeurs mesurées par les deux détecteurs.

L'erreur estimée sur les rendements mesurés est de 3 %. Cette erreur provient pour l'essentiel de l'incertitude de mesure sur le coefficient de couplage du faisceau de la diode de pompe dans le coeur de la fibre. Bien que notre banc d'injection ne soit pas fibré, nous obtenons néanmoins des résultats tout à fait

satisfaisants quant à la reproductibilité des mesures et notamment du taux de couplage.

Résultats

Les valeurs expérimentales des rendements lasers sont présentées dans le tableau III.3.

Numéro des lasers	Fibre	Paramètre de la cavité	Puissance pompe seuil	Pente expérimentale	Pente théorique
1	G	R1=90%; R2=40%	1.7 mW	47%	74%
2	H	R1=99%; R2=50%	1.3 mW	65%	75%
3	H	R1=99%; R2=30%	1.9 mW	69%	75.2%
4	H	R1=99%; R2=70%	0.8 mW	70%	73.8%

Tableau III.3: Caractéristiques des lasers étudiés.

La fibre, la valeur des coefficients de réflexion de la cavité ainsi que la puissance seuil de pompe sont spécifiées dans ce tableau. Nous représentons également en trait plein sur les figures III.8 et III.9 l'évolution expérimentale de la puissance émise par le laser en fonction de la puissance pompe absorbée. La puissance mentionnée sur ces graphiques correspond à la puissance totale, c'est à dire la somme de celles détectées de chaque côté du laser. Pour les lasers dont le coefficient de réflexion R_1 du réseau d'entrée de la cavité est de 99 %, la puissance P_S^- est négligeable et dans ce cas $P_S^{out} = P_S^+$. A titre de comparaison, nous reprenons en pointillé, sur ces mêmes figures, l'évolution théorique de la puissance laser déduite du modèle développé précédemment.

Du point de vue expérimental, les résultats diffèrent selon la fibre utilisée. Dans la fibre G, les lasers présentent un rendement plutôt faible de l'ordre de 47 %. Par contre, dans la fibre H, des rendements moyens de 65-70% sont obtenus. Une valeur maximum de 70 % est même atteinte, ce qui constitue le meilleur rendement optique expérimental jamais obtenu dans un laser à fibre dopé au néodyme. Ce résultat exceptionnel est dû en grande partie aux très faibles pertes de la cavité laser, et au recouplage sans perte des miroirs tout fibre.

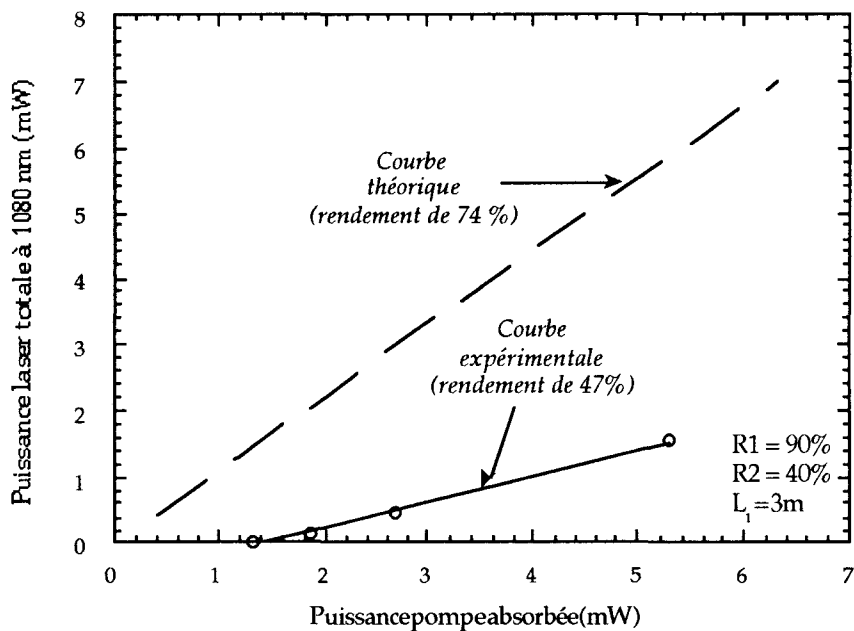


Figure III.8: Comparaison entre les Rendements théorique et expérimental-fibre G-. La courbe en trait plein est obtenue en ajustant les points expérimentaux par une méthode des moindres carrés.

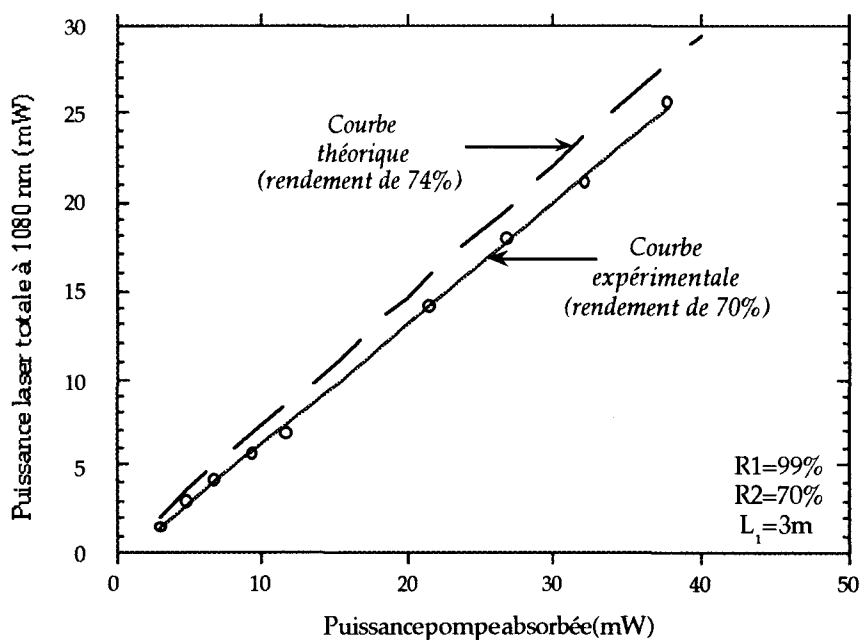


Figure III.9: Comparaison entre les Rendements théorique et expérimental -fibre H-. La courbe en trait plein est obtenue en ajustant les points expérimentaux par une méthode des moindres carrés.

La puissance maximale en sortie des lasers est de plus de 25 mW pour une puissance de pompe de 50 mW. Leur seuil est quant à lui très faible : de 1 à 2 mW. La valeur de ce seuil dépend à la fois de la fibre étudiée et des coefficients de réflexion de la cavité. La diversité de ces résultats reflète la grande dispersion des rendements et des seuils lasers reportés dans la littérature scientifique.

En ce qui concerne la comparaison théorie/expérience proposée sur les figures III.8 et III.9, nous constatons un profond désaccord entre le modèle et les résultats obtenus avec la fibre G. En effet, le rendement théorique est 27 % plus élevé que le rendement expérimental. Par contre, la théorie est en bon accord avec l'expérience pour des lasers réalisés dans la fibre H. Nous obtenons des rendements théorique et expérimental proche du rendement limite $\frac{v_s}{v_p}$ de 75 %.

Le rendement photonique est alors de 92 %.

La différence entre les deux lasers étudiés provient de la nature des codopants présents dans le coeur de la fibre. Tandis que la fibre G est dopée uniquement au néodyme (hormis le germanium), la fibre H est en plus codopée avec de l'aluminium. Comme l'aluminium est trivalent, son introduction dans la matrice vitreuse crée un excès de charges négatives compensé par l'introduction d'une terre rare porteur de charges positives. Dans la matrice Al/Ge/Si, les ions néodyme ont alors tendance à entourer les ions aluminium tandis que dans celle de Ge/Si, ces ions se regroupent simplement entre eux, sous forme d'agrégats [2]. L'existence de ces agrégats n'est pas prise en compte dans le modèle théorique développé et est à l'origine des faibles rendements expérimentaux observés dans la fibre G. Ces agrégats d'ions de terres rares sont dénommés paires d'ions.

B .I.c. Modèle des paires d'ions.

L'hypothèse des paires d'ions a été formulée par Eric Delevaque et Thierry Georges au C.N.E.T. Lannion pour expliquer le comportement singulier de l'absorption de l'erbium et du néodyme aux fortes puissances de pompe [10, 14]. L'étude de la transmission de fibres dopées erbium ou néodyme avec des puissances pompe de plus de 60 fois la puissance de saturation montre une absorption non saturable résiduelle. Ce comportement se modélise en supposant qu'une fraction d'ions de terres rares se regroupe sous forme de paires dans la matrice vitreuse. L'une des conséquences de l'existence des paires d'ions est la baisse de l'efficacité de pompage dans les lasers et dans les amplificateurs à fibre.

Le schéma généralement accepté pour les interactions Nd-Nd [15] est le suivant: quand deux ions néodyme sont proches et que l'un d'eux est excité dans l'état $4F_{3/2}$, il transfère son énergie non radiativement au second ion par une interaction du type dipôle-dipôle. Ces deux ions se retrouvent alors dans l'état $4I_{15/2}$, puis se désexcitent par émission de phonons vers le niveau $4I_{9/2}$. Le temps de transfert entre les deux ions est de l'ordre de quelques micro-secondes. Pour simplifier, quand deux ions de néodyme forment une paire, et que l'un d'eux absorbe un photon pompe, ils n'émettent globalement aucun photon laser; l'énergie étant dissipée par l'émission de phonons.

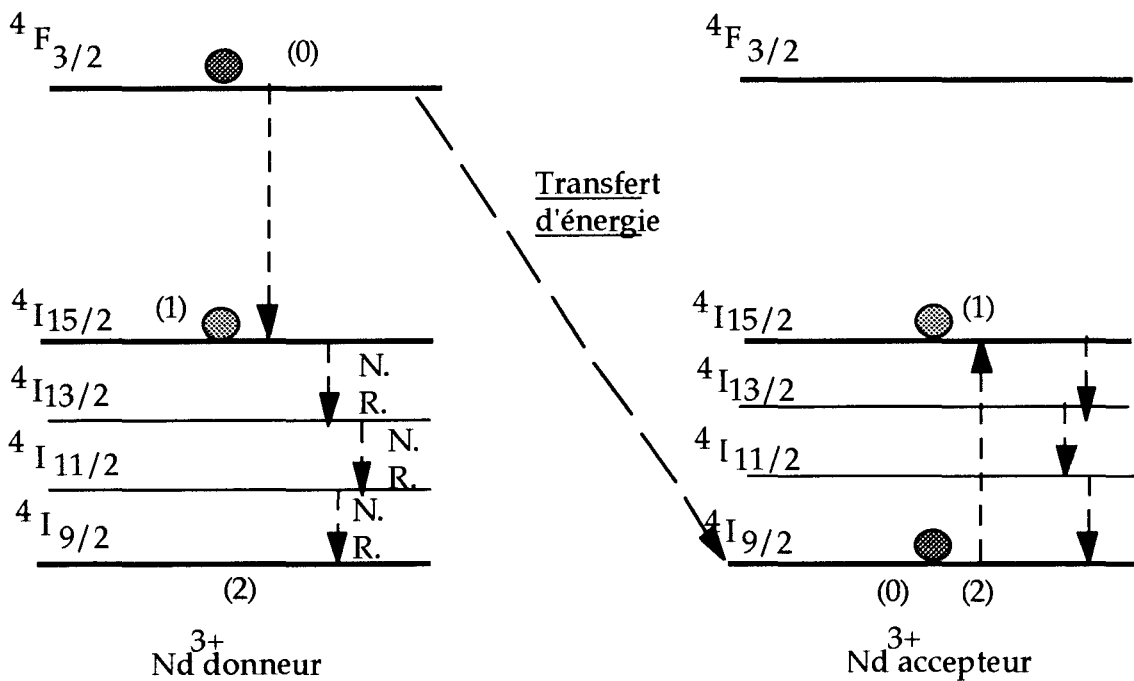


Figure III.10: Mécanisme de transfert d'énergie entre deux ions de néodyme dans l'état excité [15].

Par soucis de simplification, l'hypothèse suppose que les ions se regroupent sous forme de paires, même si ceux-ci ont tendance à former des agrégats plus importants [15]. L'existence de ces paires diminue donc à la fois l'efficacité de pompage et le rendement des lasers à fibre dopés à l'erbium et au néodyme. Dans ce contexte, une étude théorique et expérimentale menée par Digonnet [16] a montré que plus la concentration en erbium est importante, plus la fraction d'agrégats augmente et moins le rendement laser est élevé.

Pour diminuer la concentration en paires d'ions et donc la probabilité de création de tels agrégats, on codope la fibre avec de l'aluminium. Ainsi, la fibre G présente un taux de paires d'ions de 22 % tandis que la fibre H codopée avec de l'aluminium n'en contient plus que 2 %. Lorsque le taux de paires est ainsi diminué, le modèle prédit convenablement un rendement expérimental proche

de la limite théorique. Nos résultats s'expliquent donc correctement dès que l'on tient compte d'un processus de transfert entre deux ions de néodyme très proches.

B.II.Conception de la cavité laser.

B.II.a.Fabrication des réseaux de Bragg.

Dans la partie précédente, nous avons considéré, pour simplifier le modèle, les réseaux comme de simples réflecteurs. Dans la section suivante, nous allons voir comment leurs caractéristiques sont susceptibles d'influencer le comportement spectral des lasers à fibre. Nous nous intéressons maintenant à la conception des réseaux qui forment la cavité Pérot-Fabry du laser.

Le dispositif interférométrique retenu pour réaliser les franges est le prisme. Le faisceau d'un laser pulsé à 244 nm est traité spatialement puis focalisé à l'aide d'une lentille cylindrique, sur l'arête du prisme. La fibre est dénudée puis placée au contact de la face AC du prisme (voir figure III.11). La relation de Bragg et la connaissance des paramètres optogéométriques de la fibre permettent de calculer l'indice n_{eff} du mode à la longueur d'onde λ_B et le pas Λ du réseau désiré. Par ailleurs, étant donnée l'application future de ces réseaux, il faut les accorder précisément sur la raie D_0 de l'hélium 4 située à la longueur d'onde de 1082.9 nm.

Etant données les applications des lasers, nous accordons les deux réseaux de la cavité linéaire sur la raie D_0 de l'Hélium. Pour enregistrer la réponse spectrale des réseaux, nous utilisons le montage expérimental de la figure III.11. Nous plaçons d'abord à l'entrée de la fibre une lame séparatrice de coefficient de transmission 95 %. Cette dernière nous permet d'injecter dans le coeur de la fibre à la fois le faisceau issu de la lampe blanche et celui qui provient d'une cellule d'hélium soumise à une décharge électrique. Le gaz émet alors un rayonnement constitué de plusieurs longueurs d'onde dont celle à 1082.9 nm. Le faisceau en sortie de la fibre irradiée est ensuite collimaté puis injecté dans un spectromètre de résolution ultime 5.10^{-3} nm. Grâce à ce dispositif, nous pouvons ajuster l'inclinaison du prisme par rapport au faisceau UV de façon à ce que la longueur d'onde de Bragg des réseaux soit superposée exactement avec la raie D_0 de l'hélium. La méthodologie est la suivante : nous réalisons dans une première tentative un réseau (1) de faible coefficient de réflexion destiné à situer la

longueur d'onde de Bragg par rapport à la transition D_0 de l'hélium, dans les conditions de l'expérience. Lors de cette inscription d'essai, la longueur d'onde du réseau peut se révéler inférieure ou supérieure à la longueur d'onde souhaitée. Le réseau d'essai est donc effacé par une irradiation UV uniforme. L'incidence du faisceau UV est ensuite modifiée pour corriger la longueur d'onde de Bragg, puis l'inscription d'un nouveau réseau (1) est réalisée sans modifier la position de la fibre. Nous procédons ensuite à l'inscription du second réseau après avoir décalé la fibre sur une distance L_2 de quelques mètres. L_2 constitue la longueur de la cavité laser ($L_2 \approx 2$ à 3 mètres). Pour observer la croissance et mesurer le coefficient R_2 du réseau de sortie de la cavité, il est nécessaire préalablement à l'inscription de décaler légèrement en longueur d'onde le premier réseau (1). En effet, si ceux-ci sont accordés à la même longueur d'onde, nous observons une structure Pérot-Fabry dans le spectre des réseaux qui dissimule la croissance du réseau (2). Pour éviter cela, nous soumettons le réseau (1), à une élongation Δl , le temps de l'insolation du réseau (2). Comme nous le détaillons plus tard (chapitre III-paragraphe D section Ia), la réponse spectrale des réseaux est modifiée lorsque ceux-ci sont soumis à une traction. Après l'inscription du réseau (2), nous relâchons la tension imprimée à (1) et les 2 réseaux se retrouvent accordés entre eux et sur la raie D_0 de l'hélium.

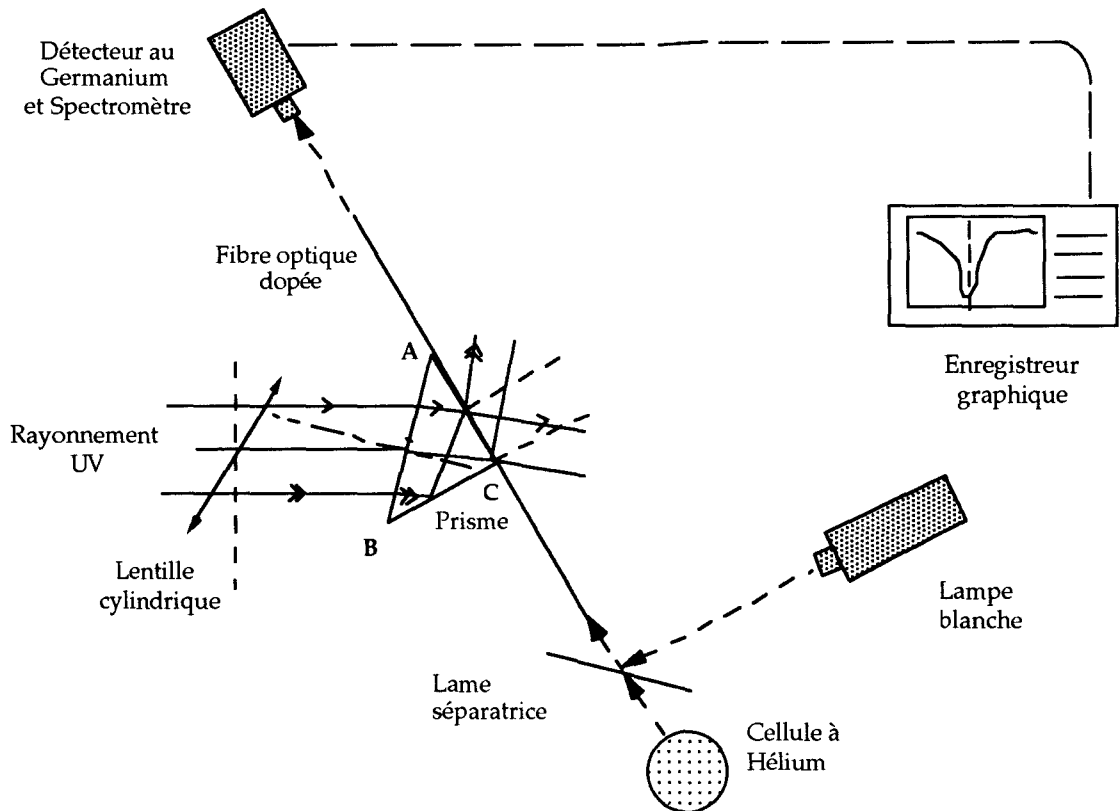


Figure III.11: Schéma expérimental simplifié du banc d'enregistrement de la réponse spectrale des réseaux de Bragg.

B.II.b.Influence des réseaux sur la largeur spectrale d'émission

Nous nous intéressons maintenant aux caractéristiques spectrales nécessaires aux réseaux de Bragg pour obtenir la largeur de raie désirée. La plupart des travaux, présentés dans la littérature scientifique, sont focalisés sur la réalisation de réseaux très fins de façon à générer une émission laser monofréquence. Nous verrons tout d'abord comment, en choisissant convenablement les conditions d'inscription, la largeur de raie laser peut varier de quelques gigahertz à quelques centaines de gigahertz. Nous tirons ensuite partie du couplage entre les sous cavités formées dans la fibre pour configurer une cavité laser monofréquence. Les résultats présentés ci-après sont obtenus dans la fibre H dopée au néodyme et pour un même taux de pompage $r = P_{\text{pompe}}/P_{\text{seuil}}$ égal à 5. En effectuant des expériences comparatives à un taux de pompage r fixe, nous excluons toute interprétation des modifications dans les largeurs de raie en terme d'élargissement homogène ou inhomogène.

Influence de la largeur spectrale des réseaux

Dans un premier essai, nous cherchons à réaliser des réseaux spectralement peu sélectifs pour obtenir une émission laser possédant une largeur de raie de 20 à 30 GHz. Pour cela, nous inscrivons dans la fibre deux réseaux courts de 2 mm et distants de 3 mètres. L'expression (I.4) nous indique en effet que plus le réseau est court, moins il est sélectif en longueur d'onde. Les 2 réseaux qui constituent la cavité laser sont en outre délibérément photoinscrits dans la fibre avec un système de franges UV présentant une mauvaise visibilité. Ce résultat est obtenu en déséquilibrant la répartition en intensité entre les deux bras de l'interféromètre qui permet de créer le système de franges. Comme il a été démontré théoriquement dans la thèse de Sandra Legoubin [17], une mauvaise visibilité du champ de frange conduit à l'inscription d'un réseau spectralement large, dont le spectre présente une pente raide vers les grandes longueurs d'onde et une pente douce vers les petites. Les deux réseaux sont réalisés à la même longueur d'onde ($\lambda_B = 1080$ nm) et possèdent une réflectivité de 40 % et 30 % pour une largeur à mi hauteur de 50 GHz. Le dispositif expérimental d'investigation de l'émission laser est identique à celui de la figure III.7 mais le détecteur de puissance en sortie est remplacé par un analyseur de spectre optique. L'analyseur est un interféromètre de Pérot-Fabry à balayage dont l'intervalle spec-

tral libre est de 30 GHz. Sa finesse est de 200. La largeur à mi hauteur de l'émission du laser ci-dessus, mesuré avec cet instrument, est de 22 GHz (voir figure III.12a). La faible résolution de l'analyseur de spectre ne nous permet pas de visualiser les modes longitudinaux de la cavité laser.

Dans l'effort d'avoir une raie d'émission laser de l'ordre du gigahertz, nous inscrivons ensuite deux nouveaux réseaux, sur une nouvelle fibre, avec une visibilité du champ de frange proche de un. La taille des réseaux est ajustée à 4 mm. La longueur de la cavité laser est toujours de 3 mètres et la réflectivité des réseaux est respectivement de 99 % et 70 %. Parce que saturé, le premier réseau présente une largeur de 9 GHz. La largeur de raie de l'émission laser est alors uniquement conditionnée par le réseau présentant la sélectivité spectrale la plus grande. Le laser est ensuite testé grâce au même dispositif expérimental que précédemment mais avec un analyseur de spectre optique plus résolvant d'intervalle spectral libre 10 GHz et de finesse 200. La largeur de raie d'émission de ce nouveau laser, présentée sur la figure III.12b, est de 1 GHz. Cette grandeur est compatible avec les objectifs fixés par le cahier des charges concernant la réalisation d'une source laser pour pomper un magnétomètre à hélium.

Etant donné leur intérêt pour les applications en instrumentation, nous désirons concevoir une cavité laser émettant un rayonnement monofréquence (avec une largeur de raie de quelques dizaines de kilohertz). Or, le système interférométrique dont nous disposons ne nous permet pas d'inscrire des réseaux spatialement longs et avec des largeurs de raie inférieures à quelques gigahertz. Nous essayons alors de contourner ce problème en tenant compte de l'influence des sous cavités créés entre les extrémités de la fibre et chacun des réseaux, sur l'émission laser.

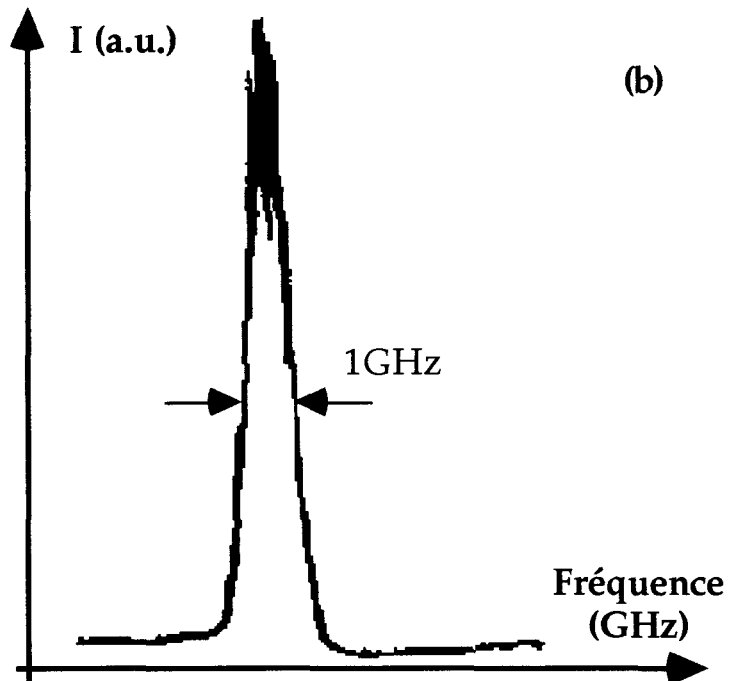
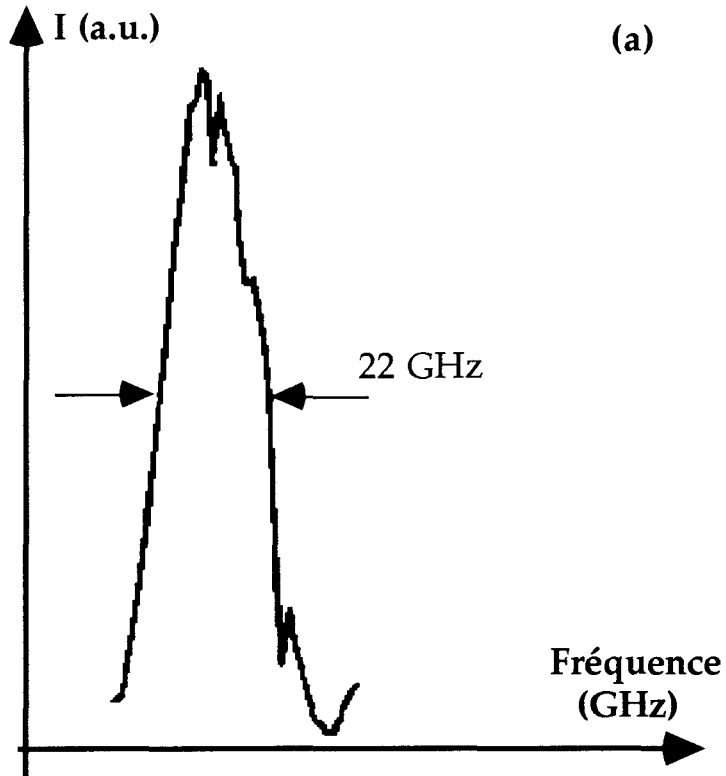


Figure III.12 a,b: Spectre d'émission d'un laser à fibre. a) Les deux réseaux constituant la cavité présentent une réflectivité de 40% et 30% (à $\lambda_B=1080$ nm) et une largeur de raie de 50 GHz. b) La réflectivité des réseaux est de 99% et 70% (à $\lambda_B=1080$ nm); leur largeur à mi hauteur est respectivement de 9 GHz et 7 GHz.

Influence des sous-cavités laser

Les sous cavités laser dénommées L_2 et L_3 sont représentées sur le schéma expérimental de la figure III.7. La sous cavité L_2 (respectivement L_3) est créée par la réflexion entre le réseau (1) (respectivement (2)) et l'extrémité d'entrée de la fibre (respectivement l'extrémité en sortie de la fibre). Les coefficients de réflexion en intensité sur les faces d'entrée et de sortie de la fibre sont estimés à 4 %. Cette valeur est calculée à partir de l'équation suivante définie pour une incidence normale :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (20)$$

où n est l'indice de réfraction de la Silice et R le coefficient de réflexion en intensité.

Comme cette grandeur dépend beaucoup de la qualité du clivage de la fibre, nous utilisons une cliveuse de haute précision Yokogawa. Cet appareil assure un clivage perpendiculaire à l'axe de la fibre et un bon état de surface de l'extrémité de fibre clivée.

Nous entreprenons ensuite plusieurs expériences pour comprendre l'influence de ces sous cavités laser sur la largeur d'émission spectrale du laser à fibre. Nous étudions pour cela le spectre optique d'un laser à fibre grâce au dispositif expérimental de la figure III.7. La cavité laser est constituée de deux réseaux (1) et (2) de réflectivité respective 85 % et 80 % et distants de $L_1=3$ mètres. La raie laser est observée avec un analyseur de spectre de résolution 100 MHz. Les spectres des figures III.13a et III.13b ont été mesurés pour une longueur L_3 de la sous cavité de sortie de 70 et 61,5 cm (la longueur L_2 étant fixe et égale à 47 cm).

Nous observons deux séries de modes. Dans la première série, les modes sont espacés de 34 MHz quelque soit la longueur L_3 . Par contre, dans la seconde série, l'écart en fréquence entre les modes augmente de 470 MHz à 717 MHz lorsque L_3 diminue. Le spectre de la figure III.13c est quant à lui obtenu lorsque l'extrémité en sortie de fibre est placée dans le liquide adaptateur d'indice. Il présente alors également deux séries de modes respectivement espacés de 34 MHz et 217 MHz.

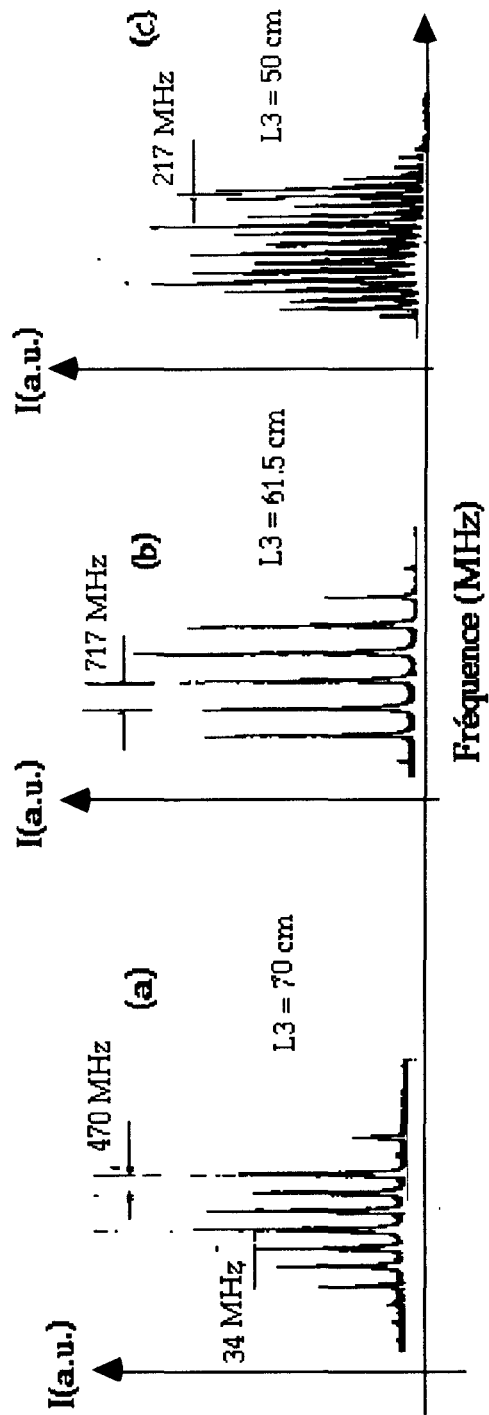


Figure III.13 a,b,c: Spectres d'émission laser. Les spectres a et b sont obtenus en réduisant la longueur L_3 de la souscavité d'extrémité placée en sortie de fibre. Le troisième spectre est enregistré en plaçant cette extrémité dans du liquide adapteur d'indice.

Nous interprétons ces résultats de manière suivante: les sous cavités L_2 et L_3 forment un filtre Pérot-Fabry qui sélectionne spectralement les modes longitudinaux de la cavité principale. Un effet Vernier compliqué se développe comme indiqué sur la figure III.14. Il en résulte des coïncidences entre les deux structures de modes appartenant aux deux sous cavités laser. L'écart spectral entre les coïncidences des deux peignes de modes est donné par la relation (21) :

$$\delta\nu = \frac{c}{2n_{\text{eff}}(L_3 - L_2)} \quad (21)$$

où c désigne la vitesse de la lumière et n_{eff} l'indice de propagation du mode fondamental sur la longueur de la fibre. La fréquence d'émission du laser se "verrouille" ainsi sur ces coïncidences. Par un choix judicieux de la quantité $(L_3 - L_2)$, la valeur de $\delta\nu$ devient inférieure à la largeur de raie du réseau de Bragg. Dans ce cas, celle de l'émission laser est réduite. Cette configuration de cavité explique la structure en fréquence observée expérimentalement.

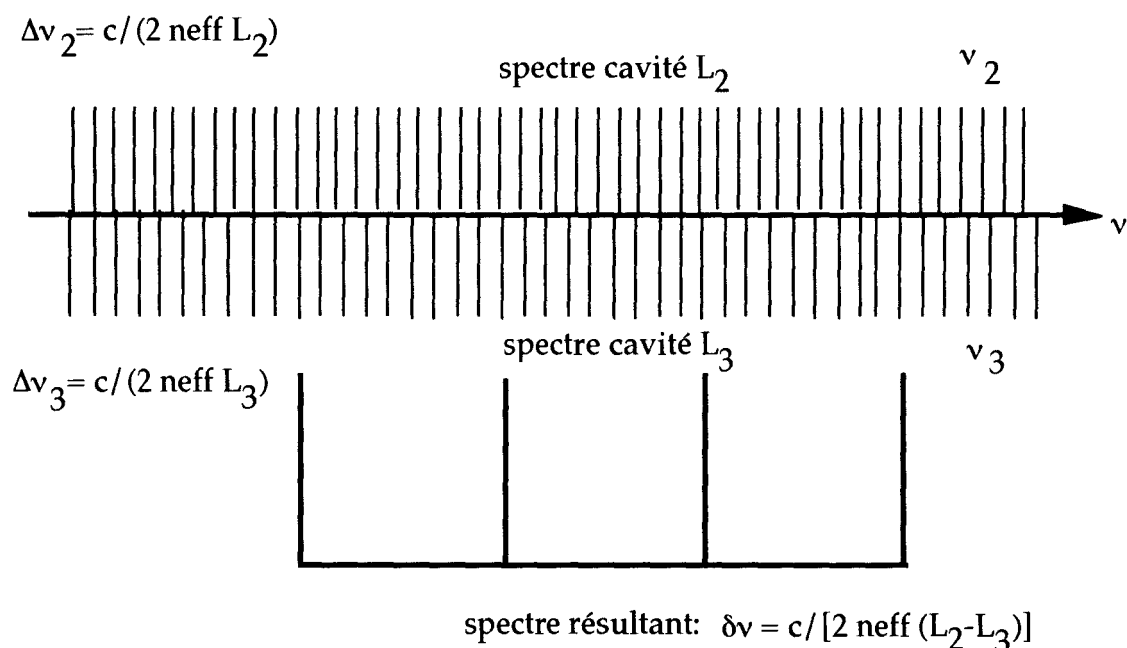


Figure III.14: Mise en évidence de l'effet Vernier. ν_2 et ν_3 sont les fréquences des modes longitudinaux des cavités L_2 et L_3 . $\delta\nu$ désigne l'écart entre deux séries de coïncidences. L'espacement entre les modes, représenté sur cette figure, ne reflète pas les caractéristiques réelles du laser étudié.

Par exemple sur la figure III.13a, nous observons les modes longitudinaux de la cavité principale L_1 dont l'intervalle spectral libre est égal à 34 MHz. Ceux-ci sont ensuite modulés par une fonction d'Airy dont la fréquence de 470 MHz est

caractéristique des sous cavités L_2 et L_3 . Cette fréquence correspond en effet à une cavité de taille ($L_2 - L_3$) égale à 23 cm. De même, sur la figure III.13b, la fréquence de modulation du spectre à 717 MHz est attribuable à la différence ($L_2 - L_3$) de 14,5 cm. Par contre, sur la figure III.13c, la fréquence de 217 MHz traduit uniquement la modulation du spectre par la sous cavité L_2 car l'extrémité de L_3 , plongé dans du liquide d'indice ne réfléchit pas l'onde laser. L'utilisation des sous cavités L_2 et L_3 constitue donc une méthode de sélection spectrale des modes longitudinaux.

D'autre part, si pour certaines applications, nous désirons diminuer l'influence des sous cavités couplées, nous pouvons inscrire un réseau de Bragg R_1 de réflectivité 100 %, ou encore polir longitudinalement les extrémités de la fibre suivant un angle de 15° . Ce procédé empêche toute réflexion de l'onde à l'interface air/verre.

Conception d'une cavité laser émettant un rayonnement monofréquence

Nous nous attachons maintenant à développer un laser à fibre émettant un rayonnement monofréquence. Ce type de laser constitue un outil puissant pour la spectroscopie à haute résolution ou encore pour les applications dans les télécommunications optiques [7].

Deux technologies permettent de réaliser de telles cavités. La première consiste à photoincrire dans une fibre deux réseaux de Bragg distants de quelques centimètres [18, 19, 20]. L'intervalle spectral libre qui en résulte est de l'ordre de quelques GHz et une émission laser monofréquence est observable. Cette configuration de cavité est dite D.B.R. (Distributed Bragg Reflector).

La seconde technologie, consiste à photoincrire dans une fibre un seul réseau de Bragg long de quelques centimètres. La réflexion de l'onde laser est distribuée le long du réseau et la cavité est constituée par le réseau lui-même. Un déphasage de $\pi/2$ est ensuite appliqué au centre du réseau, sur quelques millimètres, grâce à une irradiation uniforme. L'émission laser est monofréquence et la configuration de cavité est dite D.F.B. (Distributed Feedback) [21, 22, 23].

Au cours de cette thèse, nous avons développé uniquement des lasers D.B.R. L'étude des lasers monofréquences D.F.B. est actuellement menée au L.D.M.P. en collaboration avec le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne.

La configuration D.B.R. la plus classique consiste à réaliser une cavité très courte de 1 à 2 cm pour obtenir un intervalle spectral libre du même ordre de grandeur que la largeur spectrale du réseau de Bragg [18]. Néanmoins, ce genre de cavité nécessite des gains linéiques importants pour compenser ces pertes d'où la

nécessité d'employer des fibres ayant une concentration en ions actifs élevée (supérieure à 1000 ppm). Le problème des paires d'ions rend alors cette approche inefficace, même avec un codopage avec de l'aluminium (la quantité de terres rares est trop importante).

Une configuration plus exotique des lasers D.B.R. s'est alors développée pour des fibres présentant des concentrations en terres rares plus faibles (400-700 ppm). Elle consiste à filtrer les modes de la cavité principale (longue d'une dizaine de cm), grâce à des effets de sous cavités. La sélection d'un seul mode de cavité se fait alors en deux étapes. Tout d'abord, une partie de la bande de fluorescence du néodyme est sélectionnée avec un réseau. Un seul mode laser est conservé, en utilisant les effets de cavités couplées.

Nous avons réalisé un laser monofréquence en inscrivant deux réseaux (1) et (2), distants de 7 cm, dont les réflectivités respectives sont de 90 % et 70 % et sont centrées à 1083 nm. A titre indicatif, nous présentons sur la figure III.15 le spectre en transmission de la structure Pérot-Fabry constituée par les deux réseaux superposés en longueur d'onde. Nous avons ensuite utilisé l'effet Vernier induit entre les deux sous cavités pour sélectionner un seul mode laser. Cependant, comme le coefficient de réflexion de l'extrémité de fibre n'est que de 4 %, la finesse du filtre P.F. obtenu est mauvaise. La sélection d'un seul mode de cavité est alors rendue difficile. De plus, cette solution est incompatible avec de nombreuses applications en télécommunication et en instrumentation pour lesquelles une soudure est nécessaire. Afin de s'affranchir de ces problèmes, nous avons photoinscrit un troisième réseau de Bragg (3), qui, associé avec (2), forme une structure Pérot-Fabry. La distance entre (2) et (3) est fixée à 1 cm.

Le schéma de la cavité du laser monomode est présenté sur la figure III.16.

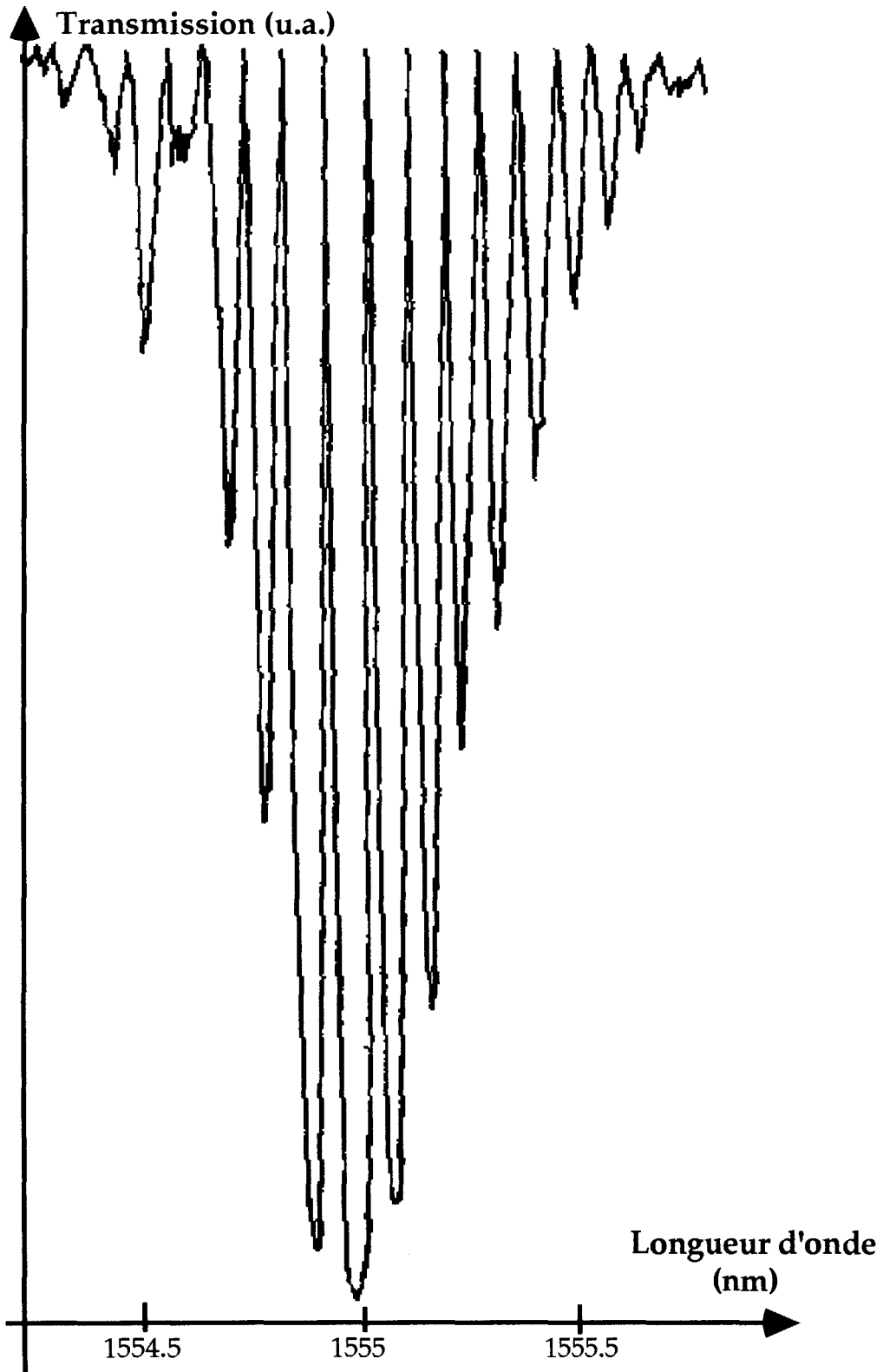


Figure III.15: Spectre en transmission de la structure Péro-Fabry constituée par les réseaux (1) ($R_1=90\%$) et (2) ($R_2=70\%$) espacés de 7 cm.

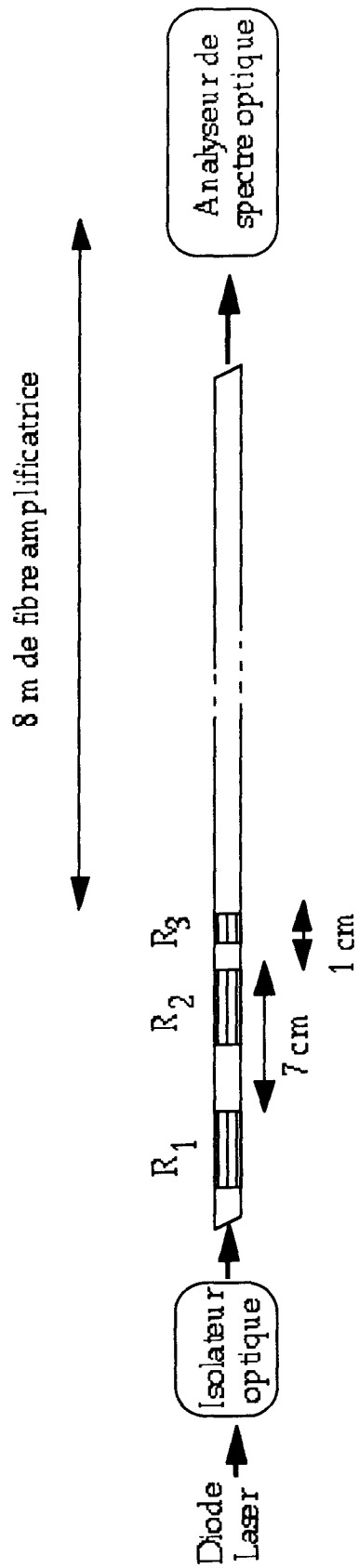


Figure III.16: Schéma de la cavité laser monomode.

La cavité laser est maintenant composée de 3 réseaux dont les caractéristiques spectrales sont présentées sur le tableau III.4. Le laser est suivi de 8 mètres de fibre amplificatrice destinées à augmenter la puissance générée à 1083 nm. Afin de s'affranchir des problèmes d'oscillation du laser dans les cavités d'extrémité, les faces d'entrée et de sortie de la fibre sont montées dans des connecteurs Sorriau polis à 15°. Nous concevons à cet effet un système d'injection du faisceau issu de la diode laser dans une fibre dont la face d'entrée n'est pas perpendiculaire à l'axe optique. Nous avons également pris des précautions pour que des réflexions parasites ne viennent pas perturber le laser. Celles-ci peuvent être introduites par la diode laser ou encore par le système d'analyse du faisceau lumineux. Cette configuration nous permet d'observer une émission laser monofréquence. Son seuil d'oscillation est de 10 mW. Les puissances optiques émises sont de l'ordre de 300 μ W pour une puissance pompe injectée dans la fibre de 40 mW [24]. La faiblesse de cette puissance doit provenir d'un mauvais accord entre les deux réseaux constituant la cavité. L'émission de ce laser reste monofréquence pour des puissances pompe supérieures à 4 fois le seuil.

Réseau	Réfectivité	Largeur à mi hauteur	λ_B
R1	98%	0.24 nm	1082.8 nm
R2	70%	0.05 nm	1083 nm
R3	11%	0.36 nm	1083 nm

Tableau III.4: Caractéristiques des réseaux de la cavité émettant un rayonnement monomode.

Le spectre d'émission monomode du laser, visualisé avec l'analyseur de spectre optique est montré sur la figure III.17. La trace obtenue sous une résolution de 100 MHz démontre qu'un seul mode de cavité est effectivement amplifié. Les deux modes de la figure III.17 sont espacés de l'intervalle spectrale libre (10 GHz) de l'analyseur et constituent donc le même mode visualisé deux fois par le système de détection. Un agrandissement de la figure III.17 est reproduit sur la figure III.18. La résolution ultime de l'appareil (100 MHz) ne nous permet pas de résoudre la raie laser. Nous observons simplement sur la figure III.18, la fonction appareil de l'analyseur de spectre. Une étude par hétérodynage a été réalisée par P. Le Boudec [7] au C.N.E.T. Lannion sur une

configuration laser identique à celle de la figure III.16. Le spectre obtenu montre une largeur de raie du mode de cavité inférieure à 15 KHz.

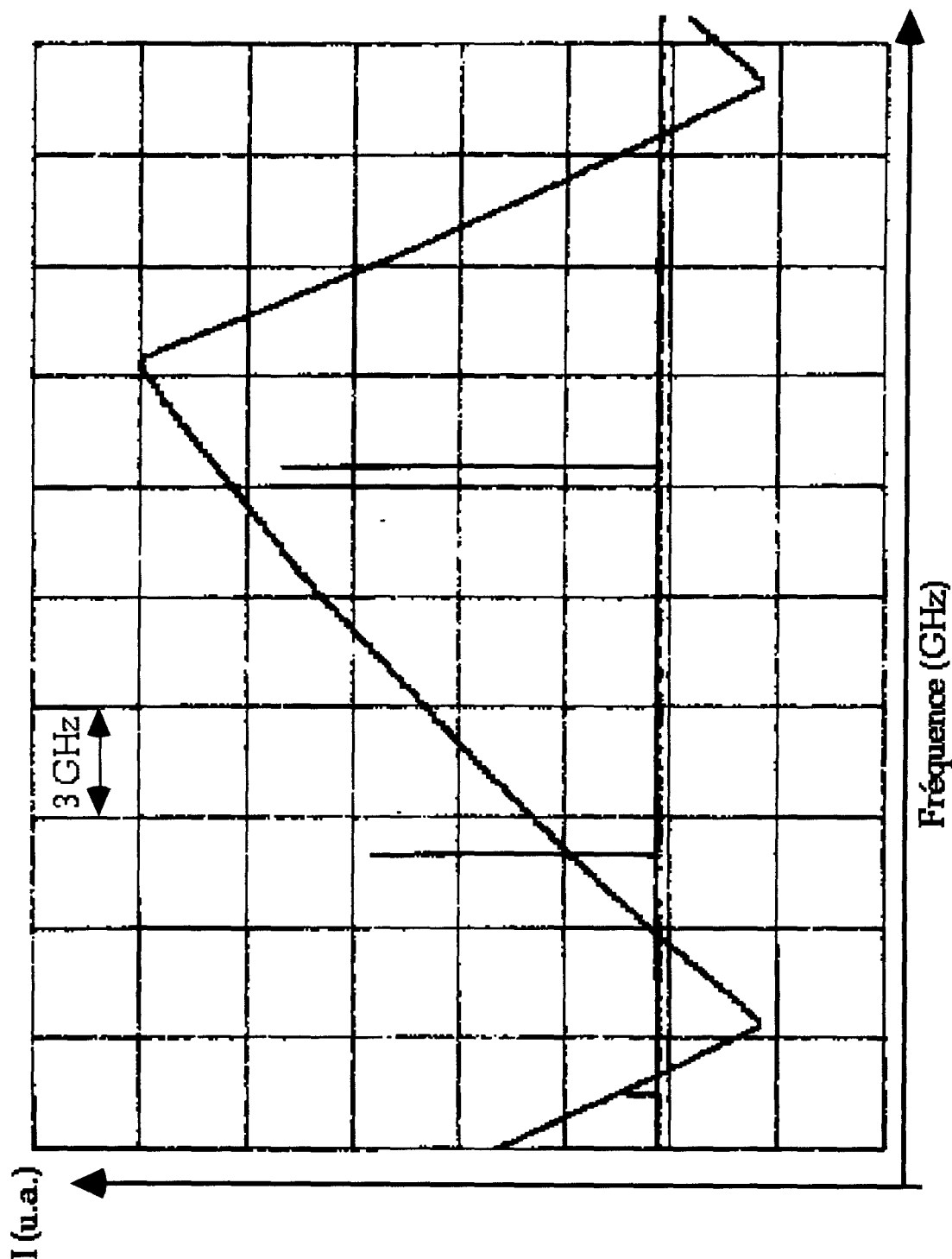


Figure III.17: Spectre du laser monofréquence enregistré avec un analyseur de spectre optique. Les deux pics obtenus sur cette figure représentent un seul mode longitudinal, observé deux fois par le système de détection.

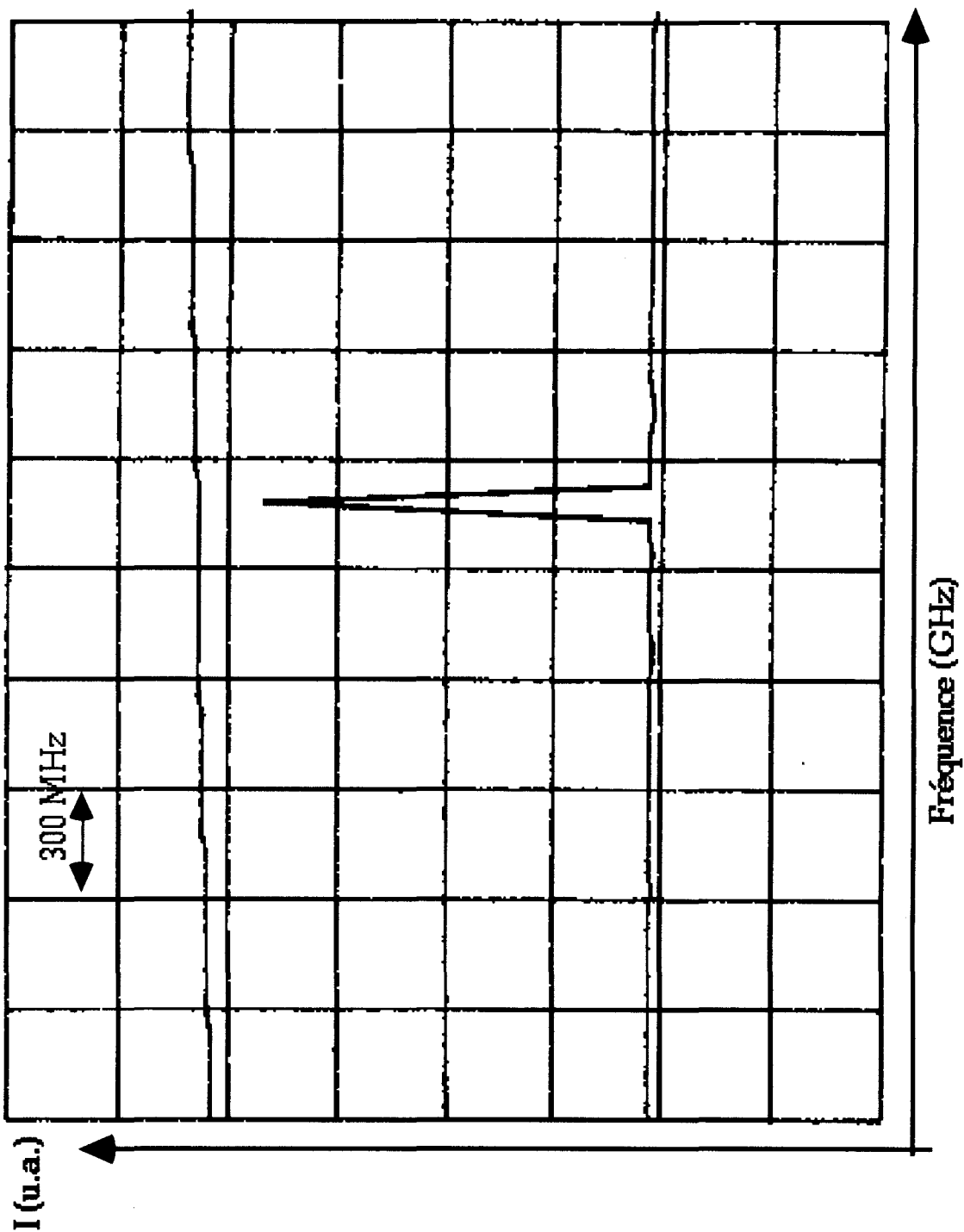


Figure III.18: Agrandissement du mode laser présenté sur la figure III.19. La résolution ultime de l'appareil de détection est de 100 MHz.

Par ailleurs, l'émission de la fibre amplificatrice perturbe la cavité laser et suscite l'apparition de sauts de mode. Le rayonnement monofréquence n'est donc pas stable dans le temps. Pour limiter ces perturbations, le laser et l'amplificateur doivent être isolés. Ceci est réalisable en insérant un isolateur à

1080 nm fibré entre l'amplificateur et le laser. Pour diminuer encore le niveau du bruit d'intensité dans la cavité, Ball et al. [25] ont proposé une configuration de type M.O.P.A. ("laser maître, oscillateur esclave") avec suppression active du bruit par contre-réaction. Des puissances d'émission laser monofréquence de plusieurs dizaines de milliwatts ont ainsi pu être atteintes avec ce genre de configuration.

Nous signalons également que Chernikov et al. [26] ont construit un laser Erbium bifréquence en photoinscrivant dans la même fibre deux cavités laser désaccordées. L'écart entre les deux émissions laser est de 59 GHz et la largeur des raies est de 16 kHz.

B.II.c. Influence de la biréfringence de la fibre sur le comportement spectral du laser.

Au cours de l'étude relative à la largeur de raie spectrale des lasers, nous avons observé que le fait de manipuler la fibre pouvait modifier la longueur d'onde d'émission. Nous avons interprété cette observation comme provenant d'effet de polarisation [27].

Le spectre d'émission d'un laser à fibre, dont la cavité est fermée par des miroirs métalliques ou des réseaux de Bragg, est constitué de deux paquets de modes longitudinaux [27, 28]. A chaque paquet de modes correspond une direction de polarisation linéaire du laser, perpendiculaire à celle du second groupe de modes. Le couplage qui existe entre ces deux structures conduit, dans le domaine temporel, à des fluctuations de l'émission laser. Cette compétition peut même aboutir, sous certaines conditions, à un comportement chaotique du laser à fibre [28]. Ce régime de fonctionnement dynamique a été étudié à la fois expérimentalement et théoriquement dans les thèses de S. Bielawski et de R. Leners [28, 29]. En aval de ces travaux, nous avons étudié l'influence de la biréfringence de la cavité laser fermée par deux réseaux de Bragg, sur la répartition de puissance entre les deux états propres de polarisation. De même, nous tentons d'interpréter les fluctuations de la fréquence de l'émission laser induite par une modification de la biréfringence de la cavité. Ces fluctuations constituent en effet un inconvénient pour les applications des lasers à fibre.

La fibre utilisée dans nos expériences présente une biréfringence résiduelle, mesurée par une méthode de cutt-back de $1.5 \cdot 10^{-5}$. Le schéma expérimental concernant cette étude est reproduit sur la figure III.19. La cavité, longue de 4 m, est fermée à chaque extrémité par deux réseaux accordés à la même longueur d'onde $\lambda_B = 1080$ nm. Les réseaux possèdent une réflectivité en régime linéaire de

propagation de 100 % et 70 %. Le laser est pompé par une diode laser à 812 nm. Comme pour les expériences précédentes, nous nous plaçons à un taux de pompage fixé ($r = 5$). Par ailleurs, nous plaçons à l'intérieur de la cavité un contrôleur de polarisation. Ce dispositif permet d'appliquer une contrainte sur la fibre et de faire varier à la fois la biréfringence et les axes de biréfringence de la cavité [30]. L'émission laser est ensuite examinée avec l'analyseur de spectre optique sous une résolution de 100 MHz.

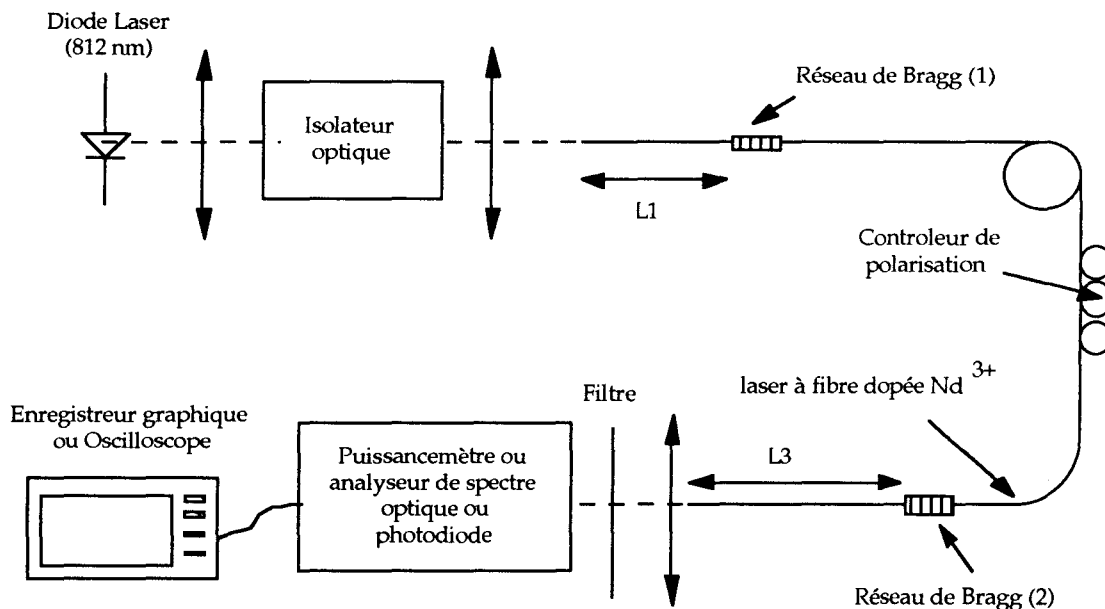


Figure III.19: Schéma expérimental destiné à analyser l'influence d'une modification de la biréfringence de la fibre conventionnelle sur le spectre d'émission d'un laser.

Nous observons sur l'analyseur de spectre (figure III.20) deux émissions laser, polarisées linéairement et perpendiculaires entre elles. Les 3 graphiques de cette figure correspondent à 3 positions différentes du contrôleur de polarisation. L'écart entre les deux fréquences d'émission est de quelques GHz et varie lorsque la biréfringence de la fibre est modifiée par action sur le contrôleur de polarisation. Nous constatons par exemple sur la figure III.20 que l'écart en fréquence augmente de 0 à 2,56 GHz. De même, nous observons grâce à un analyseur placé en sortie de fibre, une rotation de l'orientation des deux polarisations rectilignes de l'onde émise par le laser. Ainsi, même si la puissance totale du laser n'est pas fonction de l'orientation du contrôleur, la répartition de cette puissance entre les deux paquets de modes de polarisation en dépend. Par exemple sur la figure III.20c, la puissance émise par chacun des deux états propres est la même et la polarisation est circulaire. Par contre, nous obtenons pour une orientation particulière du contrôleur, l'extinction d'un des modes propres

(figure III.20a). Le rapport des puissances émises par chacun des deux modes est alors 1/500. Néanmoins, cet état linéairement polarisé en sortie du laser est instable puisque la moindre action mécanique sur la fibre ou élévation thermique modifie le spectre d'émission. Les résultats présentés ici sont similaires si la cavité laser est constituée d'un seul réseau de Bragg et d'un miroir métallique. Suite à ces phénomènes de polarisation, la fréquence et la largeur de la raie d'émission d'un laser constitué de deux réseaux de Bragg photoinscrits dans une fibre conventionnelle sont sensibles aux fluctuations extérieures [31].

L'interprétation qualitative des résultats expérimentaux présentée ci-dessus est la suivante : une modification de la biréfringence de la fibre se traduit par une rotation autour de l'axe de la fibre des axes principaux de polarisation linéaire. Or, la fréquence d'oscillation du laser fixée par la longueur d'onde est reliée à l'indice n_{eff} du milieu et au pas Λ du réseau par la condition de Bragg.

$$\lambda_B = 2 n_{\text{eff}} \Lambda \quad (22)$$

Nous supposons que la biréfringence intrinsèque (ellipticité du coeur) ou extrinsèque (résultat de l'inscription du réseau) de la fibre est suffisante pour définir deux axes de propagation anisotrope. A l'un est associé l'indice ordinaire n_o tandis que pour l'autre, nous définissons l'indice extraordinaire n_e . L'indice de propagation n_{eff} se calcule alors à l'aide de l'ellipsoïde des indices d'axes n_o et n_e . La rotation des axes propres de polarisation du laser au niveau du réseau entraîne un changement de l'indice effectif n_{eff} du mode. L'écart en fréquence $\Delta\nu$ entre les deux modes propres de polarisation se calcule phénoménologiquement grâce à la relation suivante [31]:

$$\Delta\nu = \frac{c(n_o - n_e) \cos 2(\theta - \theta_o)}{n_{\text{eff}} \lambda_B} \quad (23)$$

ou c désigne la vitesse de la lumière et θ_o un angle entre un des axes de biréfringence de la fibre au niveau du réseau et un axe arbitraire défini dans le système du laboratoire. La formule (23) reproduit convenablement les résultats expérimentaux [31]. Lorsque les deux axes propres de polarisation du laser sont alignés avec les axes de la fibre à l'endroit du réseau, $\theta = \theta_o$. La différence des indices Δn_{eff} associés aux 2 modes de polarisation laser est alors égale à $(n_o - n_e)$, et $\Delta\nu$ atteint sa valeur maximale de 2.5 GHz.

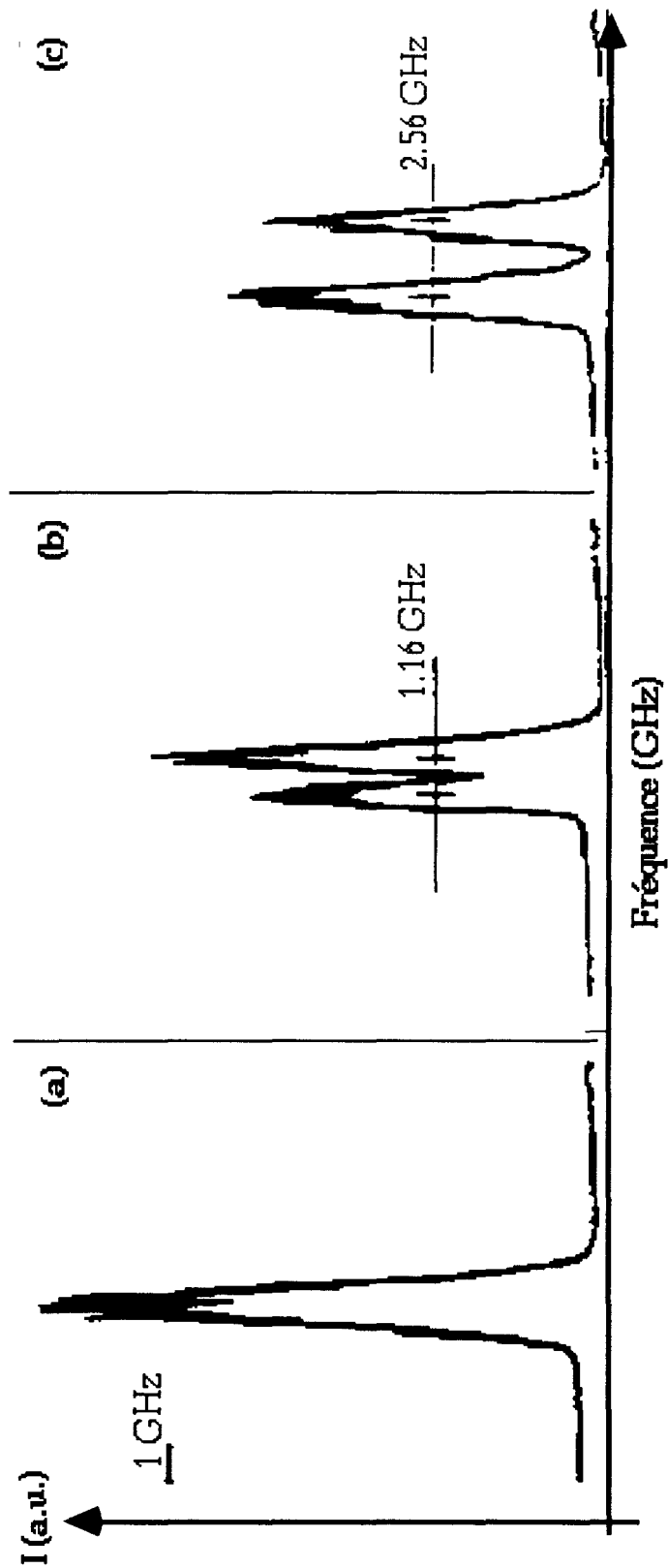


Figure III.20: Evolution du spectre d'un laser réalisé dans la fibre conventionnelle, sous l'action du contrôleur de polarisation placé à l'intérieur de la cavité.

Nous constatons à travers cette étude qu'une simple manipulation du laser ou encore une élévation de température suffit à modifier notablement la fréquence et la largeur de raie d'émission laser. Cette caractéristique présente un inconvénient majeur pour l'application envisagée du laser à fibre en tant que source d'un dispositif capteur de type embarqué. Nous tentons alors de supprimer les fluctuations apportées par les perturbations extérieures en concevant une cavité laser émettant une émission multimode, linéairement polarisée. Ceci est réalisé en photoinscrivant, dans une fibre à maintien de polarisation, des réseaux de Bragg sélectifs en polarisation de sorte que le laser n'ait plus la liberté de choisir ses axes principaux. Ce sujet est traité dans le paragraphe C suivant.

C. ETUDE DE LASER A CAVITE PHOTOINSCRITE DANS UNE FIBRE A MAINTIEN DE POLARISATION.

C.I. Rappels sur les lasers à fibre linéairement polarisés.

Nous énumérons ici les différentes techniques développées pour insérer un élément polariseur à l'intérieur de la cavité des lasers à fibre.

De nombreuses publications décrivent et modélisent des effets de polarisation dans les lasers à fibre [27, 28, 29, 32], mais peu traitent du régime monopolarisation du laser, techniquement difficile à réaliser. La première méthode pour obtenir une émission linéairement polarisée consiste à placer un polariseur en sortie de la cavité. Néanmoins, il est intuitif qu'un polariseur intracavité offre une efficacité de polarisation bien supérieure à celle d'un polariseur placé en sortie de cavité. En effet, si l'on supprime une composante de polarisation dans le résonateur, toute l'inversion de population des ions excités va contribuer à établir un régime laser avec la polarisation restante. Des recherches se sont alors développées pour obtenir une émission laser linéairement polarisée en introduisant des pertes différentielles entre les deux modes propres du laser [33]. Ceci est possible si l'on place dans la cavité un

élément dichroïque qui sélectionne la nature et l'orientation de la polarisation. Ce comportement est modélisé dans la thèse de R. Leners grâce au formalisme des matrices de Jones appliqué à la cavité froide [29].

Trois techniques sont été développées pour construire des polariseurs intracavité [33]. Ces polariseurs tout fibre sont directement incorporés dans la cavité laser sans qu'aucune soudure ou connectivisation ne soit nécessaire. La première méthode consiste à polir transversalement un côté de la préforme qui sera par la suite étiré pour donner la fibre [33]. La préforme présente alors une surface d'interaction plane située à quelques microns du coeur. Un tube manchon de section et de nature déterminées est ensuite restreint sur préforme à une température de l'ordre de 2000°C. Après tirage de la préforme finale, la fibre présente une section en forme de D située près du coeur. Lorsque ce trou est rempli avec un métal tel que le gallium, celui-ci agit sur l'onde comme un polariseur. En effet, pour des raisons de continuité des champs, la composante de polarisation suivant la direction normale au métal est absorbée. Le laser est alors linéairement polarisé suivant une direction parallèle à la surface métallique. La seconde méthode est une alternative de la précédente puisqu'elle consiste à réaliser deux trous dans la préforme, tous deux parallèles et situés de chaque côté du coeur [33]. Les trous sont ensuite remplis de métal, qui au contact du champ évanescent de l'onde, assure un régime de fonctionnement monopolarisation [33]. Les avantages de ces deux techniques sont les suivants : de faible perte par diffusion, aucune perte par soudure, un choix de la distance d'interaction et un alignement automatique des axes de biréfringence de la fibre avec la surface métallique. Une troisième catégorie de polariseur est obtenue par évaporation d'un métal sur la surface transverse polie d'une fibre optique. La gaine mécanique et optique est tout d'abord retirée par polissage puis un dépôt de cuivre ou d'aluminium est évaporé sur la fibre. L'épaisseur du dépôt varie de 0.2 μm à 0.5 μm . Cette technique simplifie la procédure de fabrication car elle utilise une fibre conventionnelle et n'en affecte qu'une faible portion.

Plusieurs lasers à fibre linéairement polarisés ont ainsi été conçus grâce à ces polariseurs intracavités. Leurs caractéristiques sont reportées sur le tableau III.5. En pratique, le degré de polarisation du laser est limité par l'émission spontanée amplifiée générée par le mode propre de polarisation éliminé.

		forme en D	fibre à trous	dépôt de métal
polariseur	- métal - dimension du métal	Ga 35 mm	Ga 7 mm	Al 15 mm
cavité	- dopant - longueur de la cavité	Nd ³⁺ 200 cm	Er ³⁺ 140 cm	Nd ³⁺ 26 cm
laser pompe	- source - longueur d'onde - Puissance pompe absorbée au seuil	diode laser 825 nm 10 mW	dye laser 650 nm 50 mW	diode laser 825 nm 10 mW
émission laser linéairement polarisée	- Puissance de sortie (C.W.) - longueur d'onde - coefficient d'extinction	2.1 mW 1088 nm 23 dB	1.2 mW 1536 nm 22 dB	3 mW 1080 nm 25 dB

Tableau III.5: Caractéristiques des lasers linéairement polarisés (étude bibliographique 1996) [33].

Dans nos expériences pour obtenir un rayonnement laser multimode linéairement polarisé, l'élément dichroïque placé dans la cavité n'est pas un métal mais un réseau de Bragg. Un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre à maintien de polarisation présente en effet des caractéristiques spectrales sensibles à l'état de polarisation de l'onde injectée dans la fibre. En mettant à profit cette particularité, nous présentons la première réalisation d'un laser à fibre monopolarisation à cavité photoinscrite dans une fibre à forte biréfringence. Ce travail a fait l'objet du dépôt d'un brevet France Télécom.

C.II. Inscription de réseaux de Bragg dans une fibre à maintien de polarisation.

C.II.a. La fibre étudiée.

Les fibres monomodes standards modifient la polarisation de la lumière guidée après quelques centimètres de propagation [34]. Ce phénomène provient des faibles imperfections géométriques et diélectriques aléatoires qui transfèrent la puissance entre les deux modes propres de polarisation de la fibre [35]. Les performances en polarisation des fibres sont alors caractérisées par une grandeur L_B appelée longueur de battement. Cette grandeur représente la distance nécessaire pour que l'état de polarisation de l'onde revienne dans sa position initiale. $\left(\frac{L_B}{2}\right)$ est donc la distance minimum nécessaire pour transférer toute l'énergie lumineuse transportée par un mode propre de polarisation vers le second mode propre qui lui est orthogonal. La longueur de battement [35] s'exprime par

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad (24)$$

où $\Delta\beta$ est la différence de constante de propagation entre les deux modes propres de polarisation. Typiquement, pour un coeur circulaire et une fibre borosilicate à gradient d'indice, $L_B = 10$ cm. Une perturbation mécanique de taille comparable peut alors facilement modifier la transmission de la fibre mesurée après un analyseur placé en sortie de fibre. Pour éviter ces problèmes liés à la polarisation, les laboratoires de recherche ont tenté de fabriquer des fibres de longueur de battement plus petite, de l'ordre de 1 mm. Il devient alors difficile d'appliquer à la fibre une perturbation de dimension comparable et la fibre s'avère ainsi beaucoup moins sensible aux fluctuations extérieures. La première technique pour diminuer la longueur de battement consiste à réaliser une fibre à coeur elliptique. L_B devient ainsi une fonction du rapport (b/a) entre les dimensions du grand axe (b) et du petit axe (a) de l'ellipse. La biréfringence induite est alors dite biréfringence de forme. La seconde méthode consiste à introduire une biréfringence de contrainte lors de la fabrication de la fibre. Comme le tenseur des contraintes est homothétique au tenseur des indices (effet élasto-optique), la fibre présente un axe lent et un axe rapide d'indices différents. Elle se comporte alors du point de vue de la polarisation comme un cristal uniaxe. En augmentant

délibérément la différence d'indice entre les deux axes de propagation, il devient possible d'atteindre des valeurs de L_B de l'ordre du mm.

Dans ce contexte, nous choisissons de photoinscrire des réseaux de Bragg dans une fibre à maintien de polarisation présentant une biréfringence de contrainte importante. La fibre est fabriquée par J.F. Bayon au C.N.E.T. Lannion et ses caractéristiques sont les suivantes : un diamètre de coeur de $2.4 \mu\text{m}$, une longueur d'onde de coupure de $0.74 \mu\text{m}$ et une biréfringence mesurée de $2.1 \cdot 10^{-4} \pm 0.1 \cdot 10^{-4}$. D'autres informations sur cette fibre (notamment les dopants) sont reportées dans le tableau II.1 (fibre F). La biréfringence de la fibre est une biréfringence de contrainte induite par deux barreaux de silice A et B placés de chaque côté du coeur. La différence de coefficient de dilatation thermique entre les barreaux de silice et la gaine optique assure la mise sous-contrainte du coeur. Une observation au microscope de la lumière transmise par la fibre montre une ovalisation assez forte du coeur. A la biréfringence de coeur s'ajoute donc une faible biréfringence de forme [36]. Sur la figure III.21, nous représentons schématiquement la structure de la fibre à maintien de polarisation étudiée. Le coeur possède un axe rapide (noté Y) d'indice n_o et un axe lent (noté X) d'indice $n_e < n_o$. L'axe rapide est sous tension tandis que l'axe lent est sous compression. Nous remarquons également que le grand axe du coeur est perpendiculaire au grand axe de la gaine optique de la fibre.

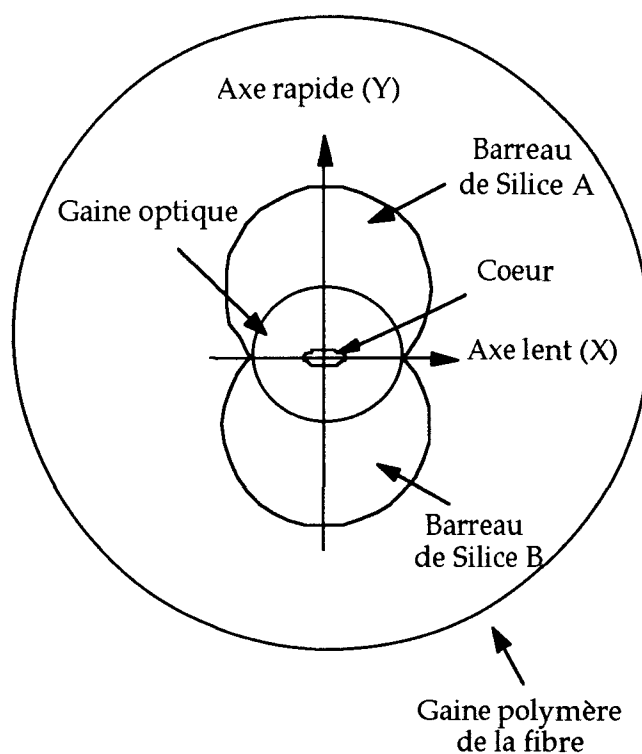


Figure III.21: Représentation de la structure de la fibre à maintien de polarisation. Les axes lent et rapide sont notés respectivement X et Y.

C.II.b. Dispositifs expérimentaux d'inscription et de mesure des caractéristiques spectrales des réseaux photoinscrits dans la fibre biréfringente.

L'étude de la photoinscription de réseaux de Bragg dans diverses fibres à forte biréfringence a été menée par quelques groupes de Recherche [37, 38, 39, 40]. Cependant, la multiplicité des fibres étudiées (fibre Panda, Andrew, Bowtie...), des méthodes de photoinscription (interne, externe) et des longueurs d'onde du faisceau d'irradiation (244 nm, 488 nm, 514.5 nm...) compliquent l'interprétation de résultats parfois contradictoires. Néanmoins, une synthèse de ces expériences montre que l'efficacité et la dynamique de croissance des réseaux dépendent de l'orientation de la fibre par rapport à la polarisation UV du faisceau d'irradiation [40]. Dans ce contexte, nous entreprenons alors toute une série d'expériences pour comprendre l'influence de l'orientation de la fibre par rapport à la polarisation UV sur l'efficacité en réflexion des réseaux de Bragg. Nous discutons par ailleurs sommairement la dynamique de croissance des réseaux dans la fibre à maintien de polarisation (fibre F).

Dispositif expérimental d'inscription.

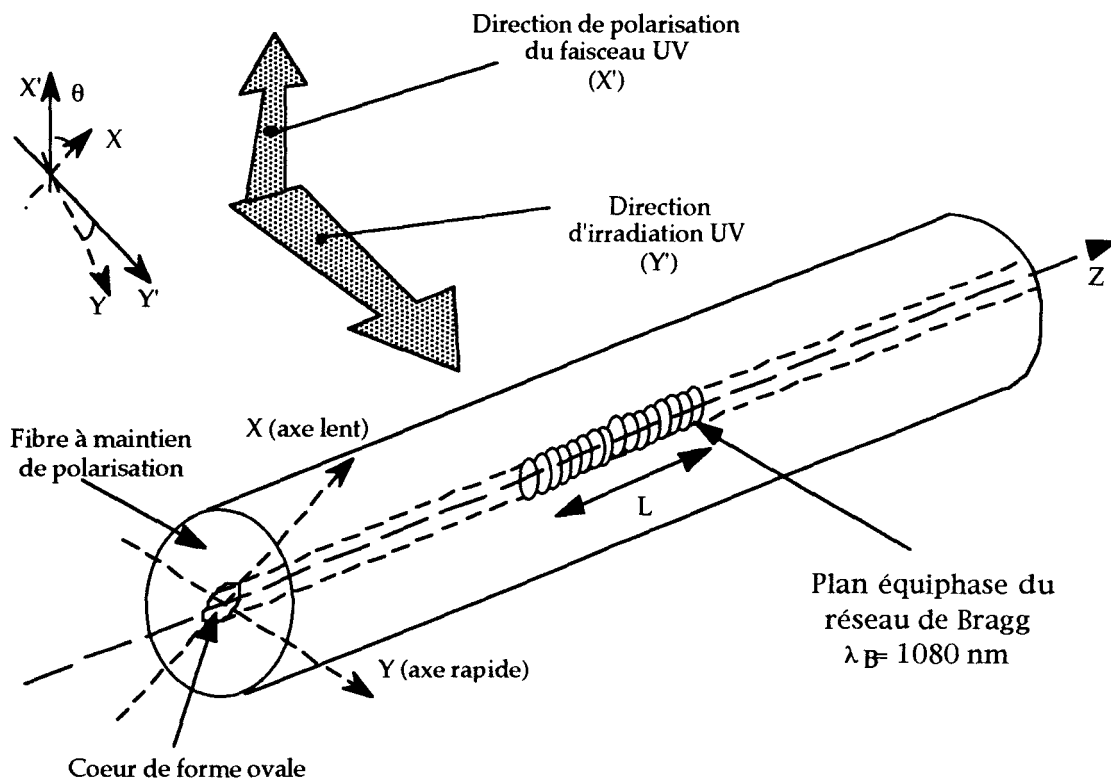


Figure III.22: Dispositif d'inscription des réseaux dans la fibre à maintien de polarisation. θ désigne l'angle entre la direction de polarisation du faisceau UV et l'axe lent de la fibre.

Le schéma expérimental de photoinscription des réseaux est identique à celui de la figure III.11. La fibre est montée sur un support orientable qui permet de faire pivoter les axes (X,Y) de biréfringence autour de la direction de propagation Z (voir figure III.22). A cet effet, nous définissons θ l'angle entre la direction de polarisation du faisceau UV et l'axe lent de la fibre biréfringente. Grâce à ce système, nous avons réalisé plusieurs réseaux avec différents angles θ (0° , 45° , 90°) et différentes fluences cumulées.

Dispositif expérimental d'enregistrement.

Tous les réseaux fabriqués ont une longueur de 10 mm et présentent une réflectivité centrée autour de 1080 nm. Dans un premier temps, nous enregistrons la transmission de la fibre grâce à un dispositif d'analyse classique constitué d'une lampe blanche, d'un spectromètre infrarouge, d'un détecteur et d'un enregistreur graphique. Les spectres obtenus sont identiques à ceux de la figure III.23. Du fait de la différence d'indice entre les deux axes X et Y, la dégénérescence du mode guidé LP₀₁ est levée. Il se propage alors dans la fibre deux modes LP_{01x} et LP_{01y} de constante de propagation respective β_x et β_y . Les deux chutes de la transmission observées sur la figure III.23 correspondent à la réponse spectrale de chacun des deux modes, au couplage induit par la perturbation d'indice périodique. Néanmoins, la valeur des coefficients de réflexion R_x et R_y du réseau, vu par chaque mode, ne peut être déterminée avec la figure III.23. En effet, nous ne connaissons pas la répartition de puissance initiale entre les deux modes de propagation. Pour mesurer R_x et R_y en valeur absolue, il faut évaluer le zéro optique pour chaque mode et non pas un zéro optique moyen comme celui de la figure III.23. Nous reprenons alors de façon plus rigoureuse les mesures de R_x et R_y .

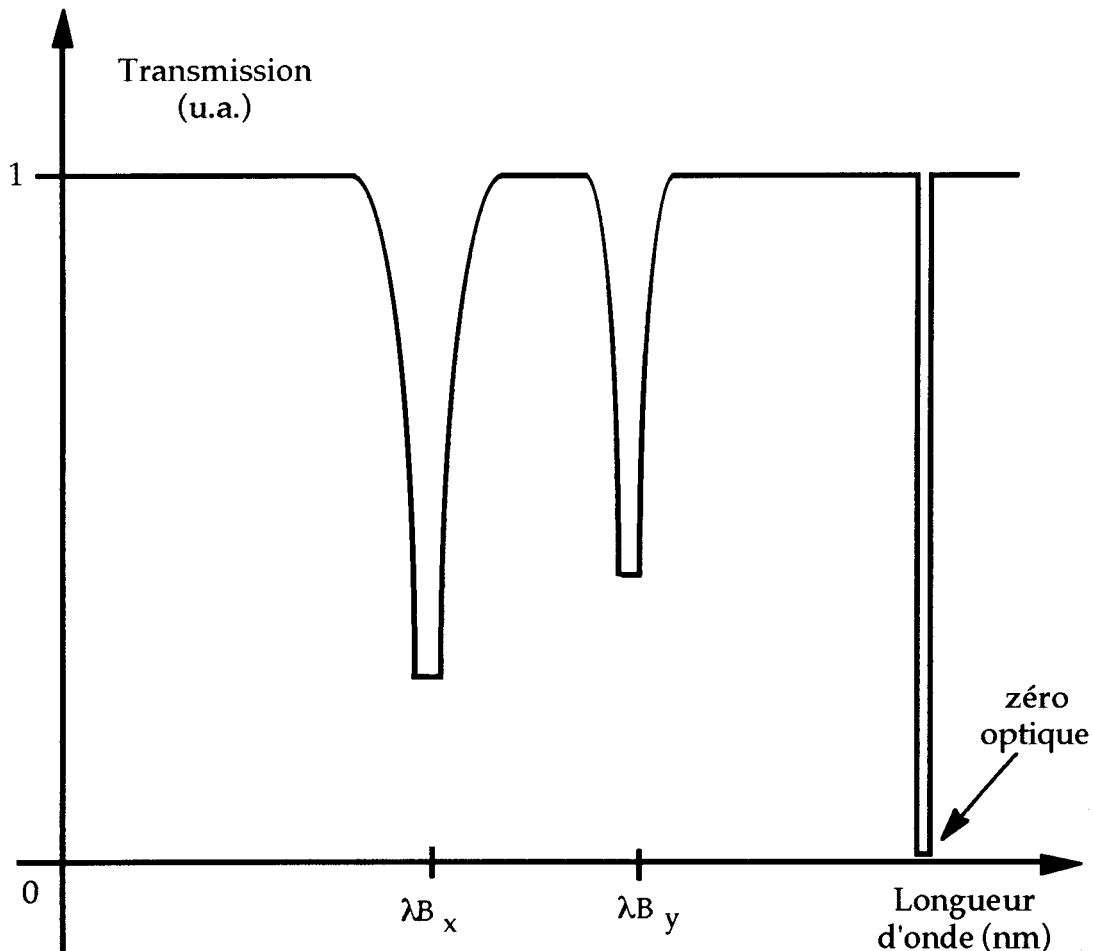


Figure III.23: Schéma synthétique d'un spectre en transmission, autour de λ_B , d'une fibre à forte biréfringence, dans laquelle est photoinscrit un seul réseau de Bragg.

La transmission spectrale des réseaux est enregistrée en cours d'inscription en utilisant un faisceau sonde issu d'une lampe blanche polarisée suivant l'axe lent X ou suivant l'axe rapide Y. La méthodologie expérimentale est la suivante : tout d'abord, le faisceau sonde est polarisé selon l'axe X grâce à un polariseur placé en entrée de la fibre (voir figure III.24). Le spectre de transmission est alors enregistré, ce qui permet de mesurer la transmission réelle T_X du réseau. Nous en déduisons la réflectivité R_X du réseau en admettant la relation ($R_X + T_X = 1$). Ensuite, la polarisation de la sonde est inclinée d'un angle de 90° grâce à une rotation imprimée au polariseur et la mesure est répétée pour cette nouvelle polarisation.

Ce processus opératoire est répété plusieurs fois jusqu'à la fin de l'inscription pour accéder à la dynamique de croissance du réseau de Bragg.

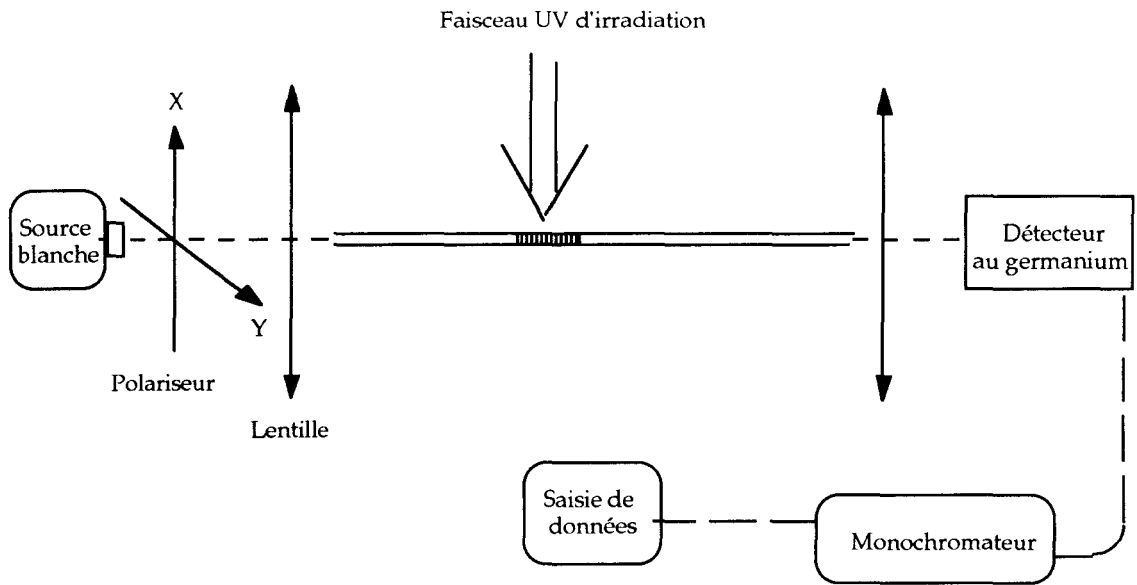


Figure III.24: Dispositif d'enregistrement de la réponse spectrale des réseaux au cours de leur inscription dans la fibre à maintien de polarisation.

Résultats

Six réseaux ont été réalisés dans différentes conditions de fluence cumulée et d'orientation de la fibre par rapport à la polarisation UV. La fluence cumulée, le nombre de pulses UV, la valeur de l'angle θ ainsi que la réflectivité des réseaux, mesurés successivement suivant l'axe lent et l'axe rapide sont reportés sur le tableau III.6. Nous y constatons tout d'abord que le coefficient de réflexion du réseau n'est pas le même selon que le faisceau sonde est polarisé suivant l'axe lent (X) ou l'axe rapide (Y) de la fibre optique. L'écart entre les valeurs de R_x et R_y obtenu pour un même réseau est supérieur à l'incertitude de mesure sur R estimé à 2%. Cet écart varie de 0 à 10 % et dépend à la fois de l'angle θ et de la fluence cumulée nécessaire à la photoinscription du réseau. Ce résultat suggère donc une dépendance de l'indice de modulation Δn avec la polarisation du faisceau sonde [41].

Réseau	Nombre de tirs	Fluence cumulée (J/cm ²)	θ^* (degrés)	Coefficient de réflexion mesuré suivant l'axe rapide (R _y)	Coefficient de réflexion mesuré suivant l'axe lent (R _x)
1	56700	6044	0	25%	25%
2	7600	506	0	50%	40%
3	139000	9257	45	26%	32%
4	10400	692	45	38%	42%
5	55600	5927	90	56%	62%
6	6000	720	90	34%	38%



Tableau III.6: Caractéristiques des réseaux étudiés.

Nous observons, d'autre part, une dynamique de croissance caractéristique d'une photosensibilité de type IIA. En effet, l'évolution de la réflectivité des réseaux est non monotone au cours de l'insolation UV et le décalage des longueurs d'onde de Bragg s'effectue d'abord vers le rouge puis vers le bleu. Des spectres de réseaux de type IIA sont observés pour le faisceau sonde polarisé indifféremment suivant les axes lent et rapide. La cinétique de croissance de type IIA est cependant différente pour les deux états de polarisation. Le nombre de tirs nécessaires pour saturer la photosensibilité de type I n'est pas le même pour ces deux axes. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus lors de la photoinscription de réseaux dans une fibre à forte biréfringence de forme, de type Andrew [42]. La cinétique de type IIA obtenue dans la fibre à maintien de polarisation (fibre F) est fonction de l'angle θ entre l'axe lent de biréfringence et la direction de polarisation UV. La présence de deux types de photosensibilité explique pourquoi certains réseaux possèdent une réflectivité plus faible que d'autres pourtant exposés à un nombre de tirs moins important.

Dichroïsme de cavité

Les caractéristiques en polarisation d'un laser à fibre sont définies par les propriétés d'anisotropie du milieu amplificateur et de la cavité froide. L'anisotropie de la cavité est constituée d'une anisotropie de phase (biréfringence de la fibre) et d'une d'amplitude appelée dichroïsme [29]. Les résultats exposés

précédemment sont importants car ils apportent la preuve du dichroïsme des réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre à maintien de polarisation [41].

Pour vérifier si ce dichroïsme introduit par les réseaux, est suffisant pour assurer une émission laser linéairement polarisée, nous avons conçu et testé une cavité hybride. Celle-ci est réalisée avec un réseau de Bragg situé à une extrémité de fibre et un miroir métallique placé contre la face de sortie de la fibre, à l'autre extrémité. Malheureusement, le dichroïsme de cavité est encore trop faible pour obtenir une émission polarisée linéairement avec des puissances pompe supérieures à 4 fois le seuil. D'autre part, nous remarquons également une influence de l'orientation de la pompe sur le seuil de la seconde émission laser (Y). Nous tentons maintenant d'accroître le dichroïsme de la cavité laser par une modification appropriée de la biréfringence induite localement, lors de l'irradiation de la fibre.

C.II.c. Mesure de l'évolution de la biréfringence locale de la fibre au cours du processus de photoinscription.

Notion de biréfringence locale

L'irradiation latérale d'une fibre provoque une variation d'indice locale largement exploitée pour fabriquer des réseaux de Bragg. Il a été établi par de nombreux auteurs que la variation d'indice de réfraction obtenue est anisotrope [40, 41]. Les valeurs mesurées de la biréfringence induite localement s'échelonnent entre 10^{-5} et 10^{-6} , c'est-à-dire entre un et deux ordres de grandeur en deçà du changement d'indice isotrope associé. Cette biréfringence, induite à l'endroit du réseau, peut conduire à une sensibilité des composants à la polarisation. Celle-ci s'avère gênante. Dans une étude comparative des fibres dopées germanium à faible et forte biréfringence, Bardal et al. [40] ont mis à jour d'intéressantes différences, suggérant que les contraintes mécaniques jouent un rôle important. Les fibres à forte biréfringence de contrainte (fibre noeud papillon) sont caractérisées par une biréfringence induite permanente qui grandit seulement lorsque le faisceau UV d'inscription est polarisé parallèlement à l'axe lent de la fibre. Dans les fibres noeud papillon, l'anisotropie induite est donc irréversible et fortement influencée par les contraintes mécaniques subies par le coeur. Par contre, dans les fibres faiblement biréfringentes, le changement de biréfringence locale est totalement réversible [40]. Il suffit pour cela de tourner de 90° la polarisation linéaire du faisceau UV.

Trois mécanismes ont été suggérés pour expliquer l'anisotropie de la variation d'indice photoinduite. Le premier mécanisme fait appel à une libération ou à une formation de contraintes asymétriques. D'après les lois de la photoélasticité, cette modification de l'état de contrainte induit une anisotropie optique. Le second mécanisme suppose que la photoionisation des centres colorés (responsables en partie du phénomène de photosensibilité) est plus efficace lorsque les liaisons détruites sont orientées parallèlement à la direction de polarisation du faisceau UV [43]. Cette hypothèse est en bon accord avec des expériences récentes qui montrent que la modification d'absorption vers 244 nm [44] est dichroïque et d'après le modèle de Kramers-Krönig, dichroïsme et anisotropie optique sont des quantités conjuguées. Une troisième cause de biréfringence induite peut provenir d'une asymétrie de la variation d'indice local créée par la configuration même du processus d'irradiation [45]. Des expériences réalisées par Innis et al. avec un microscope A.F.M. ont en effet démontré une augmentation d'indice dans une fibre hydrogénée, plus importante du côté du point d'impact du faisceau UV d'irradiation. De ce fait, une insolation réalisée de part et d'autre de la fibre par une méthode de double exposition conduit à une réduction de la biréfringence induite [45].

Une étude de la dynamique de croissance de la biréfringence induite dans la fibre à maintien de polarisation nous semble donc intéressante. Nous espérons d'une part en déduire une loi qui régit l'évolution de cette quantité en fonction de la fluence cumulée sur la fibre. D'autre part, nous verrons comment une judicieuse utilisation de la loi d'évolution de la biréfringence induite nous permet d'accroître le dichroïsme entre les deux modes de polarisation d'un laser à cavité intégralement photoinscrite.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental conçu pour suivre l'évolution de la biréfringence de la fibre au cours de la photoinscription du réseau de Bragg est présenté sur la figure III.25. Nous prenons tout d'abord 10 mètres de fibre à maintien de polarisation, dopés au néodyme. Nous dénudons ensuite quelques centimètres de fibre que nous disposons sur le banc d'inscription des réseaux. La polarisation du faisceau UV d'irradiation est verticale et orientée suivant l'axe lent de la fibre. Le système interférométrique d'obtention du champ de franges UV est constitué d'un miroir de Lloyd, réglé pour réaliser dans la fibre F des réseaux de Bragg centrés à 1082 nm. La région de la fibre disposée contre l'arête du miroir est située à 2 mètres de l'extrémité A de celle-ci. L'autre extrémité B est accolée contre un miroir métallique présentant une réflexion à 1082 nm de 99.5 %

et une transmission à 812 nm de 90 %. Comme indiqué sur la figure III.25, nous injectons dans la fibre, à travers le miroir métallique, le rayonnement issu d'une diode laser à 812 nm. Le faisceau pompe peut être polarisé indifféremment suivant l'axe lent ou rapide de la fibre par une simple rotation de celle-ci. Le faisceau en sortie de fibre (extrémité A) est collimaté avec un objectif de microscope. Le rayonnement pompe est ensuite bloqué par un filtre optique passe haut et l'émission à 1082 nm est analysée grâce à un interféromètre de type Pérot-Fabry (intervalle spectral libre de 10 GHz et finesse de 200). La bande passante de l'analyseur s'étend du continu à 300 KHz.

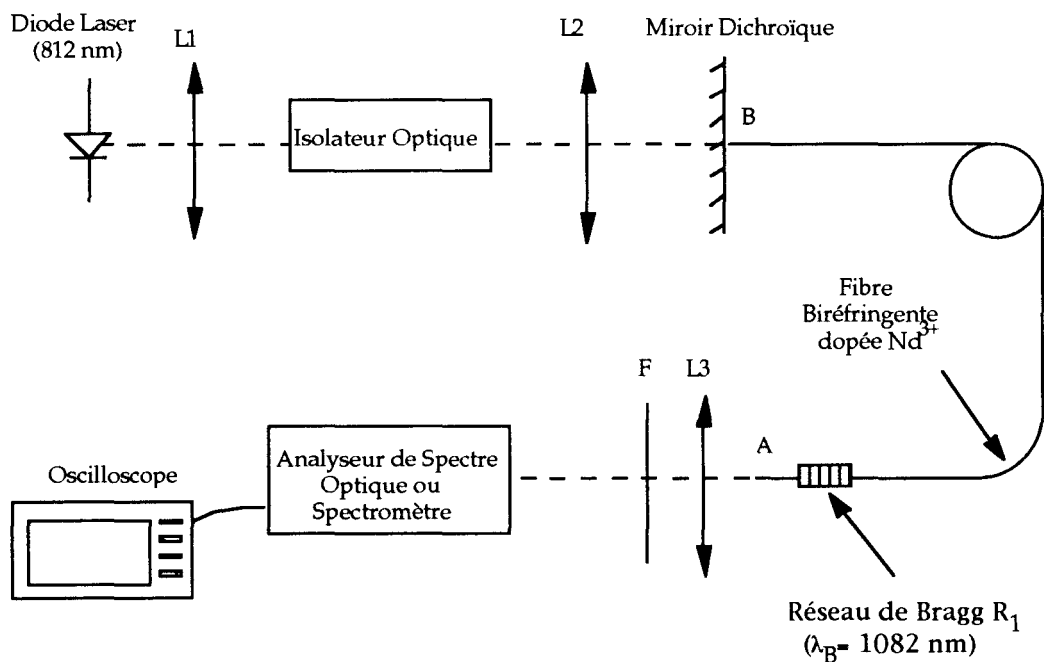


Figure III.25: Dispositif expérimental destiné à suivre l'évolution de la biréfringence de la fibre au cours de la photoinscription des réseaux.

Résultats et discussions

Dès le début de l'irradiation UV de la fibre, la variation d'indice induite provoque l'apparition d'un réseau de Bragg dont la réflectivité augmente avec le nombre de pulses. Le réseau constitue alors, avec le miroir métallique, une cavité laser de 8 mètres de long. Nous observons en effet après quelques centaines de pulses UV (à une fluence par pulse incidente sur la fibre de 56 mJ/cm^2) l'apparition d'une émission laser centrée autour de 1082 nm. Au cours de l'irradiation, nous notons tout d'abord une augmentation, puis une diminution, de la puissance laser totale émise. Ce phénomène s'explique simplement par une

modification de la réflectivité R_2 du réseau de sortie. Comme nous l'avons montré dans le modèle développé précédemment, la puissance émise par le laser dépend du coefficient de réflexion du miroir de sortie (cf. figures III.3 et III.4). Par ailleurs, la puissance pompe au niveau du réseau de Bragg est bien trop faible pour engendrer une émission laser dans la sous cavité créée entre le réseau et l'extrémité A en sortie de fibre.

Sur l'analyseur de spectre optique, nous observons deux raies laser, de largeur 1 GHz, chacune correspondant à un mode propre de polarisation de la cavité. Ces deux états propres de polarisation sont les seuls à remplir les conditions d'accord de phase, c'est-à-dire de se retrouver dans le même état après un aller-retour dans la cavité. Or, comme la fibre présente une biréfringence élevée, ces états de polarisation sont linéaires non seulement au niveau des miroirs, mais aussi à l'intérieur de la cavité.

Au cours de nos premières mesures de biréfringence, nous constatons un décalage des deux raies laser vers les plus grandes longueurs d'onde juste après le pulse UV. Les deux fréquences optiques se déplacent d'une même quantité, égale à 2 GHz, avant de se stabiliser 2 mn après l'arrêt des tirs. Ce décalage est attribuable à une thermalisation lente de la fibre chauffée par le rayonnement UV. Comme nous le détaillons par la suite, les longueurs d'onde des réseaux sont effectivement très sensibles aux élévations de température (chapitre III paragraphe D). Dans la limite imposée par la bande passante de notre détecteur (300 kHz), ce décalage en fréquence correspond à un chauffage de la fibre de quelques degrés. Pour éviter les problèmes liés à cette thermalisation, les mesures des écarts entre les deux fréquences optiques sont effectuées quelques minutes après l'arrêt des tirs.

Nous traçons sur la courbe III.26 l'évolution de l'écart en fréquence entre les deux modes propres de polarisation du laser en fonction de la fluence UV cumulée sur la fibre. Sur cette figure, les ronds sont les données expérimentales tandis que la courbe en trait plein représente l'évolution moyenne obtenue par une méthode des moindres carrés. L'équation reportée dans l'encart de la figure III.26 caractérise la variation de la biréfringence de la fibre, suite à l'insolation. La biréfringence de phase mesurée augmente de façon monotone depuis 21.7 GHz (biréfringence initiale avant irradiation) jusque 22.7 GHz pour une fluence cumulée de 7000 J/cm². Nous avons réalisé cette dynamique de croissance de la biréfringence locale plusieurs fois avec la polarisation du faisceau UV d'irradiation toujours alignée suivant l'axe lent de la fibre. Les résultats obtenus sont quantitativement identiques à ceux de la figure III.26 si les mêmes fluences par pulses et fluences cumulées sont utilisées.

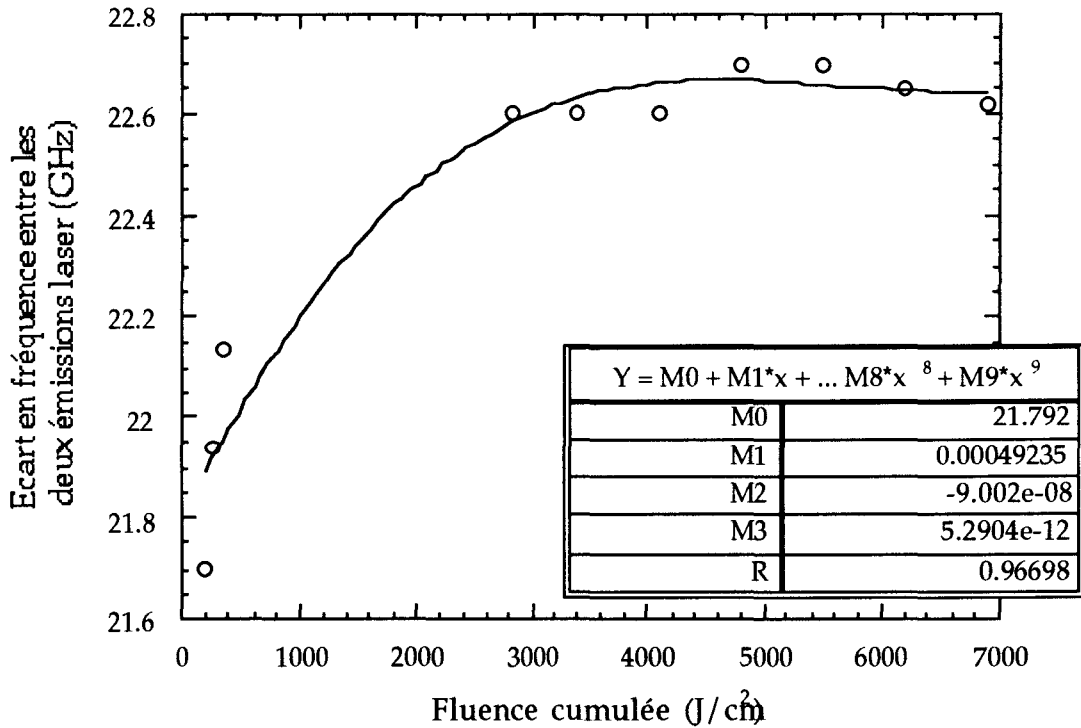


Figure III.26: Evolution de l'écart en fréquence entre les deux modes propres de polarisation du laser, au cours du processus d'inscription du réseau-fibre F-.

Nous constatons par ailleurs que cet écart en fréquences dépend également de l'orientation de la fibre par rapport à la polarisation du faisceau UV. Ce résultat confirme l'hypothèse selon laquelle la direction de polarisation du faisceau d'irradiation est en partie à l'origine de l'anisotropie d'indice moyen mise en évidence dans de nombreuses fibres [39, 40].

Nous avons mis en évidence deux propriétés spécifiques aux réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre à maintien de polarisation. Tout d'abord, les réseaux présentent un léger dichroïsme, c'est-à-dire que leur coefficient de réflexion varie selon la polarisation du faisceau sonde injecté dans la fibre. D'autre part, une étude de l'évolution de la biréfringence induite en fonction de la fluence cumulée nous a permis de mettre en évidence une dépendance de ce paramètre avec les conditions d'insolation UV de la fibre. Nous pouvons alors écrire la biréfringence locale de la fibre comme suit :

$$\text{Bir}_{\text{locale}} = \text{Bir}_{\text{fibre}} + \text{Bir}_{\text{UV}} \quad (25)$$

De part ce phénomène, la dispersion des écarts en fréquence entre les deux longueurs d'onde de Bragg (λ_{Bx} et λ_{By}), associées à chacun des deux modes propres, s'étend sur plusieurs gigahertz.

Nous utilisons maintenant ces deux propriétés pour concevoir une cavité laser photoinscrite présentant des pertes différentielles importantes entre les deux modes propres de polarisation X et Y. Le dichroïsme est alors suffisant pour assurer un régime de propagation linéairement polarisé dans la cavité laser même pour un taux de pompage élevé.

C.III.Conception d'une cavité laser émettant un rayonnement linéairement polarisé

Nous démontrons maintenant la faisabilité d'un laser à fibre à cavité photoinscrite émettant un rayonnement linéairement polarisé [41]. Pour obtenir ce régime de fonctionnement nous tirons partis des anisotropies de phase et d'amplitude des réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre à maintien de polarisation. La réalisation d'une telle cavité permet d'éviter tous les problèmes d'instabilité engendrés par le couplage entre les deux modes propres de polarisation.

C.III.a.Dispositif expérimental

Nous construisons deux cavités laser, chacune émettant un rayonnement linéairement polarisé. Nous prenons tout d'abord un morceau de fibre à maintien de polarisation dopé au néodyme dans lequel nous venons photoinscrire deux réseaux de Bragg à la longueur d'onde de 1082 nm. Les réseaux (1) et (2) sont fabriqués grâce au dispositif interférométrique du miroir de Lloyd décrit précédemment (figure I.4). Nous réalisons ces deux réseaux dans des conditions d'inscription volontairement différentes (angle θ de la polarisation UV avec l'axe lent de la fibre, fluence cumulée). Les réseaux sont fabriqués à 30 cm de chaque bout de fibre et la cavité laser principale (entre (1) et (2)) ainsi formée fait 3.6 mètres de long. Les deux extrémités de la fibre sont polies suivant un angle de 15° de façon à réduire les effets parasites de cavités couplées.

Pour tirer un meilleur parti de l'effet Vernier, il est préférable de réaliser des réseaux très fins spectralement. Nous inscrivons alors, dans la fibre, des

réseaux longs de 21 mm de sorte que leur largeur spectrale de 6 GHz (largeur à mi hauteur) soit supérieure à l'écart entre λ_{Bx} et λ_{By} égal à 20 gigahertz. La réflectivité R_1 du réseau d'entrée est proche de 100 % tandis que celle R_2 du réseau de sortie est de 40 %. Ces réflectivités sont les mêmes pour les deux lasers A et B. Ces deux lasers A et B sont réalisés avec des conditions d'insolation différentes (fluence cumulée, orientation de la fibre par rapport à la direction de polarisation du faisceau UV). Deux longueurs de fibre de 30 cm contenant chacune un des réseaux sont ensuite placées sur 2 tables à translation pas à pas motorisées.

L'émission laser est étudiée avec le dispositif d'analyse classique de la figure III.7. Les seuils des lasers et la puissance mesurée en sortie, après le réseau (2) sont mesurés avec un détecteur de puissance étalonné à 1082 nm. Le spectre laser est visualisé avec un interféromètre de Fabry-Pérot de résolution 100 MHz relié à un oscilloscope.

Par la suite, nous testons si le régime monopolarisation du laser est stable lorsque la fibre est soumise à une élévation de température. Pour cela, nous plaçons la cavité, avec les deux réseaux de Bragg, dans un four stabilisé en température. Nous augmentons ensuite la température du four, par palier, depuis l'ambiante jusque 90°C, tout en visualisant le spectre d'émission du laser. Nous limitons cette élévation à 90°C pour ne pas endommager le revêtement polymère de la fibre.

C.III.b. Résultats et interprétation

Dans notre expérience, la cavité est formée à chaque extrémité par un réseau de Bragg photoinscrit dans des conditions expérimentales différentes. En conséquence, les longueurs d'onde de Bragg λ_{Bx} et λ_{By} des deux états propres présentent un écart différent pour chacun des deux réseaux obtenus. Comme nous le détaillerons par la suite, la longueur d'onde de résonance des réseaux de Bragg est sensible à la traction imprimée à la fibre (conventionnelle ou à maintien de polarisation) contenant les réseaux. Par une traction judicieuse des réseaux, nous pouvons donc superposer les longueurs d'onde de Bragg des deux réseaux de la cavité pour seulement une direction de polarisation (X ou Y). En combinant à la fois la sensibilité de la réflectivité et de la longueur d'onde de résonance des réseaux avec la polarisation de l'onde, nous créons ainsi une atténuation différentielle entre les deux états propres du laser. Celle-ci "force" le laser à osciller suivant une seule direction de polarisation linéaire, même à un haut taux de pompage.

La figure III.27 montre les spectres d'émission typiques d'un des lasers ainsi réalisé (laser A). Les spectres de la figure III.27 sont obtenus en effectuant différentes tractions à la fois sur les réseaux (1) et (2). La différence initiale entre les raies lasers observées sur l'oscilloscope est de 21.2 GHz (figure III.27b). Lorsque la traction appliquée sur la longueur de fibre (appelée L_{g2}) contenant (2) est augmentée de 5 μm , l'émission laser devient linéairement polarisée suivant l'axe rapide (figure III.27a). Quand cette même traction est diminuée de 5 μm , l'émission laser est polarisée linéairement mais cette fois suivant l'axe lent de la fibre (figure III.27c).

Pour mieux interpréter le phénomène impliqué, nous représentons schématiquement sur les figures III.28a,b,c, la transmission de la fibre correspondant aux spectres laser reportés sur les courbes III.27a,b,c. X , Y et STR_i dénotent respectivement l'axe lent, l'axe rapide et la traction des 30 cm de fibre de longueur L_{gi} , contenant le réseau i . A chacune des figures III.28a,b,c correspond un état de contrainte tensif de la fibre différent. Nous constatons que lorsque la longueur de fibre L_2 est augmentée de 5 μm , les fréquences de Bragg (X et Y) du réseau (2) subissent un décalage global de 3,8 GHz vers les basses fréquences optiques. Symétriquement, quand L_2 est diminué de 5 μm , les fréquences de Bragg de (2) se décalent de 3,8 GHz vers les hautes fréquences. La variation de longueur L_2 de +5 μm (respectivement - 5 μm) permet aux deux fréquences de Bragg Y (respectivement X) des réseaux d'être parfaitement accordées. En contre partie, les fréquences de Bragg X (respectivement Y) des deux réseaux (1) et (2) sont quant à elles différentes, comme représenté sur la figure III.28a (respectivement III.28c). Avant d'établir cette interprétation, nous avons vérifié qu'aucune biréfringence de contrainte n'était rajoutée par la mise sous traction des longueurs de fibre contenant les réseaux.

Le comportement décrit précédemment est similaire pour les deux lasers (A et B) réalisés dans la fibre F. Ceux-ci présentent une émission laser linéairement polarisée (alignée avec un des axes de biréfringence de la fibre) avec un coefficient d'extinction (rapport de la puissance émise selon X sur la puissance émise selon Y) de 600, soit 28 dB. Les caractéristiques de ces lasers sont reportées sur le tableau III.7.

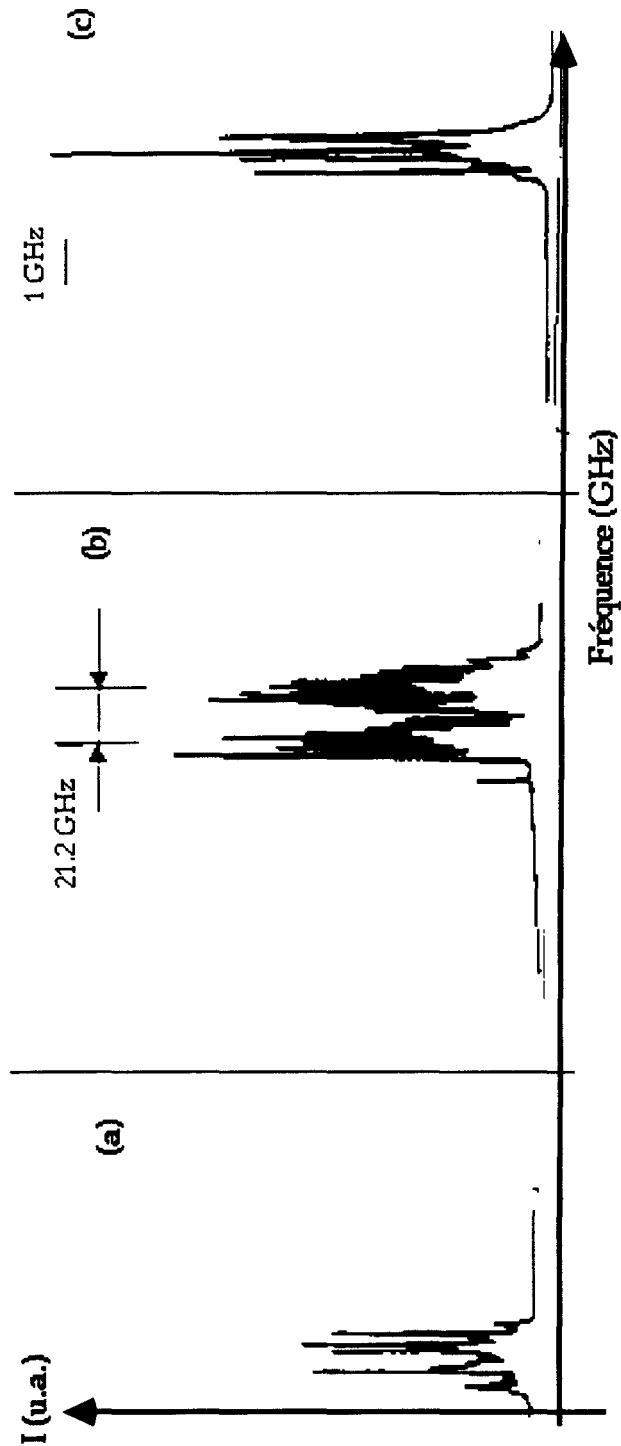


Figure III.27 a,b,c: Spectre d'émission du laser A. Suivant la traction imprimée à la longueur de fibre contenant le réseau (2), on obtient a) un laser linéairement polarisé suivant l'axe Y b) un laser bipolarisation c) un laser linéairement polarisé suivant l'axe X

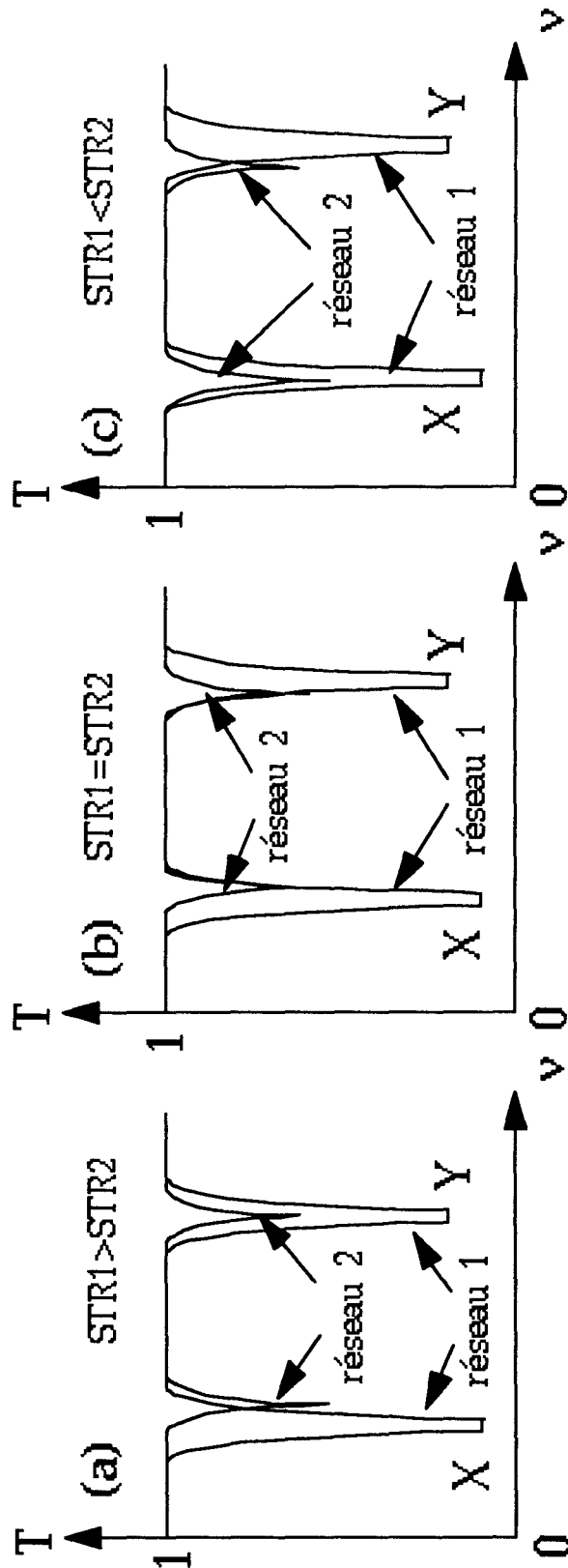


Figure III.28 a,b,c: Transmission de la fibre, autour λ_B , correspondant aux spectres laser reportés sur les courbes (III.29 a,b,c). X, Y, STR $_i$ dénotent respectivement l'axe lent, l'axe rapide et la traction des 30 cm de fibre contenant le réseau i .

	Seuil laser (mW)		Rendement laser(%)	
	Axe rapide	Axe lent	Axe rapide	Axe lent
Laser A	5.4	∞	41	0
	∞	5.5	0	38
Laser B	5.4	∞	34	0
	∞	5.3	0	23

Tableau III.7: Caractéristiques des lasers monopolarisation étudiés.

Les seuils sont exprimés en fonction de la puissance injectée dans la fibre au niveau du réseau (1). Ils sont légèrement différents selon la direction de polarisation mais leur valeur reste proche de 5.4 mW. Les courbes des rendements sont reportées sur la figure III.29 pour le laser A polarisé linéairement suivant l'axe Y et sur la figure III.30 pour le laser A polarisé linéairement selon l'axe X. Les valeurs des rendements s'étalent de 23 % à 41 % en supposant une totale déplétion de la pompe au cours de sa propagation dans la cavité laser. La dispersion dans les rendements provient des différences dans les coefficients de réflexion des réseaux suivant la polarisation de l'onde. En outre, pour ces expériences, le milieu amplificateur n'est pas optimisé et la présence d'une fraction d'ions se regroupant sous forme de paires altère le rendement.

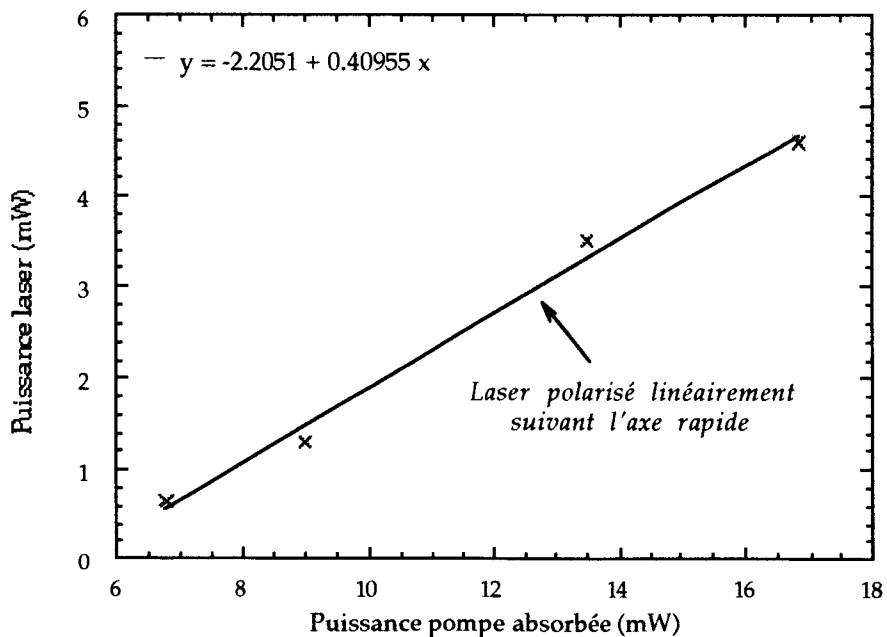


Figure III. 29: Rendement du laser A polarisé suivant l'axe Y -fibre F-.

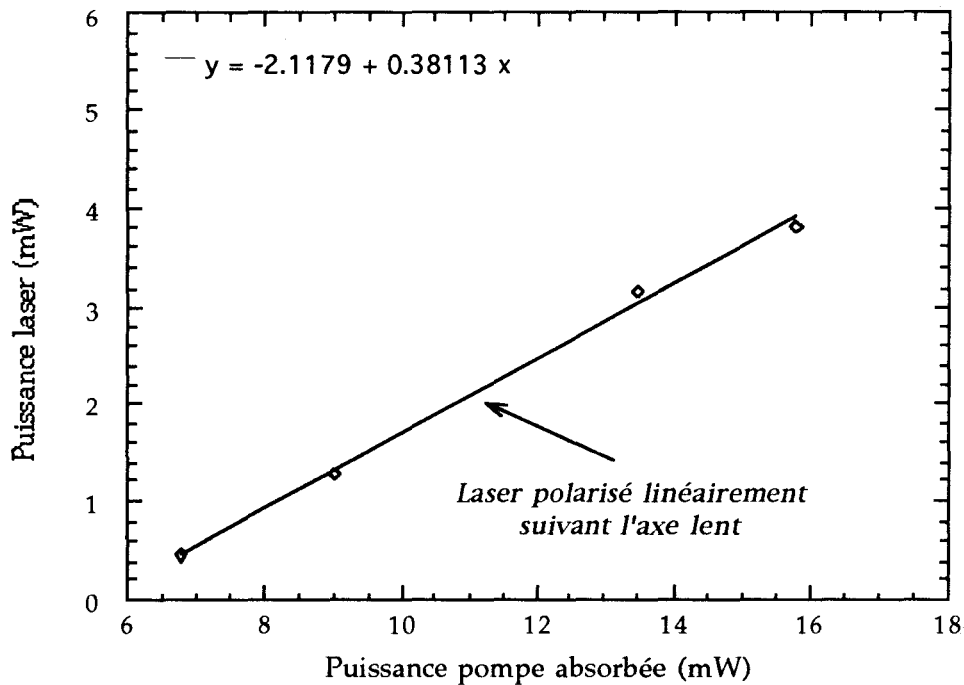


Figure III.30: Rendement du laser A polarisé suivant l'axe X-fibre F-.

Nous constatons, en augmentant la puissance pompe jusque près de 100 mW, que l'émission laser reste toujours polarisée linéairement suivant l'axe lent ou rapide (X ou Y) de la fibre.

Même si nous n'accédons pas à une puissance pompe supérieure à 100 mW, il semble que, quelque soit le taux de pompage, l'émission laser reste polarisée linéairement. Cette remarque est en accord avec l'étude théorique menée par R. Leners [29] sur les propriétés de polarisation d'un laser à fibre dopé au néodyme. En effet, considérons une cavité laser avec un dichroïsme nul et une orientation de la direction de polarisation du faisceau pompe par rapport aux axes de biréfringence de la fibre égale à $\pi/4$. Dans ce cas, les deux modes de polarisation vont osciller et leurs seuils seront très proches. D'autre part, lorsque les pertes selon l'un des axes sont très importantes, le laser fonctionne en régime monopolarisation. Selon les travaux de R. Leners [29], il en résulte qu'il doit exister une valeur critique du dichroïsme qui sépare ces deux types de fonctionnement. Cette valeur doit dépendre de façon assez sensible du couplage

entre les deux modes de polarisation. En effet, si le couplage des gains est très fort, un dichroïsme très petit suffit à rendre le laser monopolarisation. Par contre, si le couplage est nul, le seuil du mode Y dépend uniquement des pertes selon Y et non du fait qu'il y ait émission laser ou non selon X. Nous n'avons malheureusement pas évalué le couplage entre les deux modes propres de polarisation par une étude des oscillations amorties de l'intensité laser. Néanmoins, étant donnée la valeur des coefficients de couplage mesurés dans des fibres à forte biréfringence dopée au néodyme [29], il semble que nous nous plaçons dans le cas où le coefficient est non nul. Par conséquent, si notre dichroïsme de cavité fourni par les réseaux est supérieur à sa valeur limite, le régime monopolarisation observé dans nos expériences se maintient quelque soit le taux de pompage. Le premier mode de polarisation du laser à atteindre le seuil "se nourrit" alors de l'inversion de population du second mode de polarisation.

Par la suite, nous avons testé l'influence d'un chauffage uniforme de la cavité sur l'état de polarisation des lasers A et B. Nous observons un décalage global de la raie d'émission de chacun des deux lasers vers les grandes longueurs d'onde. Ce phénomène est dû à la dépendance de l'indice de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre avec la température. Ce décalage est linéaire entre 20°C et 90°C. D'autre part, nous remarquons que l'état de polarisation du laser reste stable malgré la perturbation extérieure. Quelque soit la température, la polarisation linéaire du laser reste alignée suivant le même axe (lent ou rapide) de biréfringence de la fibre. Cette expérience démontre la potentialité d'utilisation de ces lasers monopolarisation à cavité photoinscrite dans le secteur des télécommunications optiques mais aussi dans celui des capteurs.

L'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres est une technique relativement simple pour obtenir un polariseur intracavité. Par rapport aux autres méthodes classiques de sélection de la polarisation avec un métal déposé en contact du champ évanescent, la photoinscription de réseaux présente de nombreux avantages. Tout d'abord, la technique de fabrication des réseaux est maintenant bien maîtrisée et des longueurs d'onde de Bragg s'étendant du visible à l'infrarouge sont accessibles. De plus, ni la fabrication de fibres exotiques (fibre en D, fibre à trous) ni le polissage transversal de fibre suivie d'une métallisation ne sont ici nécessaires. En outre, les réseaux n'induisent aucune perte à la longueur d'onde de Bragg. Enfin, une simple traction sur un des réseaux permet de faire tourner de 90° la polarisation du laser qui reste linéaire. La photoinscription de réseaux dans une fibre à maintien de polarisation simplifie donc la procédure d'obtention d'une cavité laser émettant un rayonnement laser multimode, polarisé linéairement et aligné suivant l'axe lent ou rapide de la fibre.

C.IV. Etude comparative de la stabilité et du bruit d'amplitude basse fréquence des lasers à fibre.

Dans une première partie, nous nous intéressons à la stabilité de l'état de polarisation linéaire de lasers réalisés dans la fibre F, sous l'action d'une perturbation intracavité appliquée sur la fibre. Nous étudions également la stabilité en fréquence de l'émission laser. Nous comparons ensuite ces résultats à ceux obtenus dans le chapitre III paragraphe B section IIc sur la stabilité de laser réalisés dans des fibres conventionnelles présentant une faible biréfringence résiduelle. Dans une seconde partie, nous mesurons et comparons le bruit d'amplitude de laser à fibre monopolarisation et bipolarisation, autour de la fréquence de 500 Hz. Cette dernière correspond à la fréquence de modulation de l'asservissement du magnétomètre à fibre. Cette étude a été effectuée conjointement avec A. Legarrec de l'Université de Grenoble dans le cadre du contrat CNET/LETI [46].

C.IV.a. Etude comparative de stabilité

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est similaire à celui décrit sur la figure III.19. Nous concevons tout d'abord un laser linéairement polarisé dans la fibre F en ajustant pour cela convenablement les tractions imprimées sur les réseaux (1) et (2). Nous venons ensuite perturber la cavité laser entre les deux réseaux en réalisant une boucle de 5 cm de diamètre avec la fibre. Cette boucle peut ensuite être tournée de 180° autour de l'axe de la fibre sans pour autant que celle-ci ne se fracture. Nous lui injectons le faisceau IR issu de la diode laser de pompe. La puissance laser émise traverse un polariseur de Glan et est ensuite mesurée à l'aide d'un détecteur de puissance. L'axe passant du polariseur est aligné avec la direction de polarisation du faisceau laser. Ce dispositif nous permet de suivre la stabilité de l'état de polarisation linéaire du faisceau émis par le laser en fonction des fluctuations imprimées à la cavité. Le polariseur et le détecteur sont ensuite retirés et remplacés par l'analyseur de spectre optique. Les fluctuations de la fréquence d'émission et de la largeur de raie sont visualisées sur l'oscilloscope.

Par la suite, nous reprenons ces deux expériences mais cette fois pour un laser conçu dans la fibre conventionnelle. Il fonctionne alors en régime bipolarisation.

Etude de la stabilité de la polarisation

Nous considérons tout d'abord la cavité photoinscrite dans la fibre à maintien de polarisation. La puissance P , issue du laser linéairement polarisé et transmise à travers le polariseur de Glan, est représentée sur la figure III.31 courbe 1. Au cours du déroulement du temps t , nous modifions l'inclinaison de la boucle intracavité et nous agissons donc sur la répartition de contrainte dans la fibre. Nous constatons que la puissance transmise souffre seulement de faibles variations. L'état linéairement polarisé du laser est donc très stable même soumis à une perturbation intracavité.

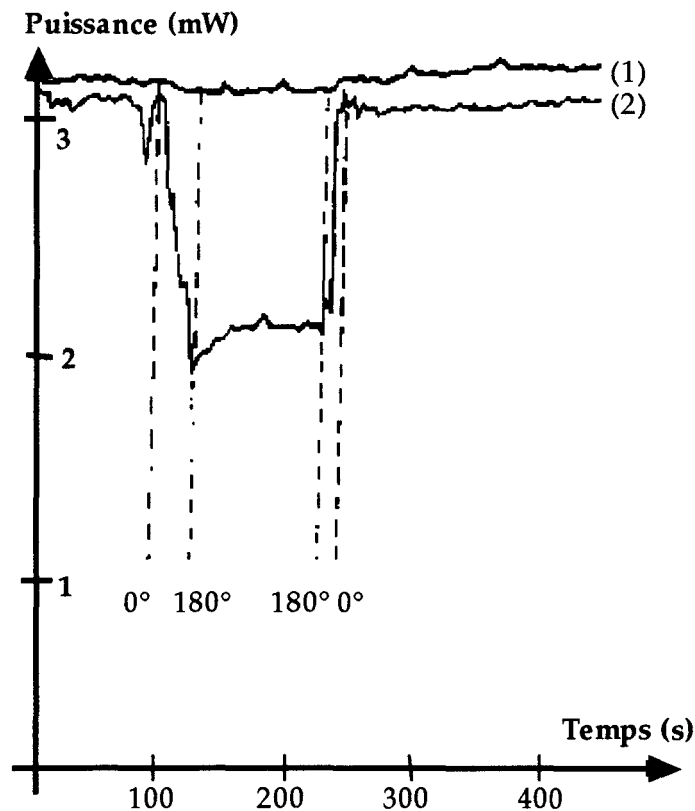


Figure III.31: Evolution de la puissance laser transmise par le polariseur, lors de la rotation de la boucle intracavité. La courbe (1) correspond à un laser linéairement polarisé, conçu dans la fibre à forte biréfringence. La courbe (2) correspond à un laser bipolarisation réalisé dans la fibre conventionnelle.

En fait, la puissance transmise dévie légèrement de sa valeur à l'instant initial $t = 0$ et cette variation est égale à 1%. Un tel changement de la puissance transmise indique une légère rotation de la direction de polarisation du laser. Des mesures plus précises sont ensuite effectuées sur un fond noir de détection. Pour cela, nous alignons la direction du polariseur de Glan à 90° de la direction de polarisation du laser à fibre. A l'instant $t = 0$, la puissance en sortie du laser est de 3 mW tandis que celle mesurée après le polariseur est de $5 \mu\text{W}$. Le rapport des puissances relatives à chacune des deux polarisations est alors de 600. La puissance IR résiduelle de $5 \mu\text{W}$ est attribuable soit à l'extinction finie du polariseur, soit à l'émission spontanée amplifiée par la fibre. Au cours de la rotation de la boucle intracavité, la puissance augmente de $5 \mu\text{W}$ à $15 \mu\text{W}$ ($\pm 2 \mu\text{W}$). Cette modification de la puissance transmise par le polariseur correspond à une faible rotation des axes de biréfringence de la fibre de l'ordre de 3° à 4° .

Nous nous intéressons ensuite à la cavité laser photoinscrite dans la fibre conventionnelle présentant une biréfringence de 10^{-5} . Nous représentons sur la figure III.31 graphe 2 l'évolution de la puissance laser transmise par le polariseur de Glan lors de la rotation de la boucle intracavité. Durant l'enregistrement de la figure III.31, la boucle est tournée de 180° . Nous observons cette fois un important changement de la puissance transmise par le polariseur. Ces modifications atteignent 35 % de la valeur initiale de la puissance mesurée à l'instant $t = 0$. Un tel changement indique une rotation importante des axes propres de biréfringence de la fibre durant l'application de la perturbation. Cette rotation peut atteindre 90° et est bien reproductible, comme l'indique la figure III.31.

Etude de la stabilité en fréquence

Nous reproduisons sur les figures III.32 d,e,f plusieurs spectres d'émission du laser monopolarisation conçu dans la fibre biréfringente. Chacun de ces spectres correspond à un angle de rotation donné de la boucle intracavité.

Nous constatons sur ceux-ci, que lors d'une modification de la biréfringence, la fréquence d'émission du laser linéairement polarisé est stable. De même, la largeur de raie d'émission ne varie pas malgré les perturbations apportées à la fibre. Pour vérifier ce résultat, nous avons agrandi l'échelle de la figure III.32 d'un facteur 10 et nous n'avons pas observé de modification significative de la raie d'émission laser, avec notre précision de mesure de 100 MHz.

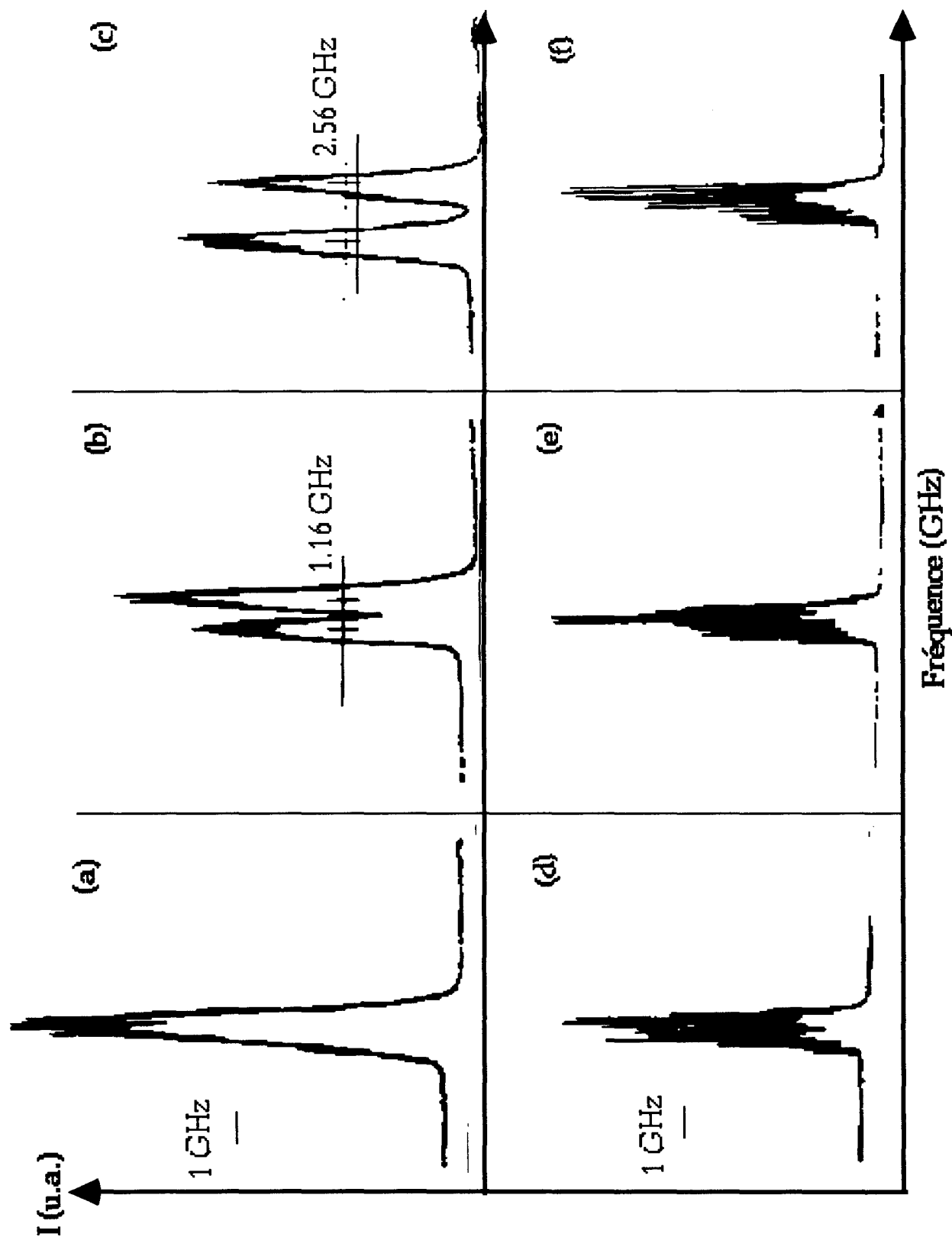


Figure III.32: Evolution du spectre d'un laser monopolarisation réalisé dans la fibre à forte biréfringence (d,e,f) et du spectre d'un laser bipolarisation conçu dans la fibre conventionnelle (a,b,c), sous l'action du contrôleur de polarisation placé à l'intérieur de la cavité.

Nous avons obtenu les mêmes résultats en soumettant la cavité laser à une augmentation de température ou encore en inclinant la direction de polarisation linéaire du faisceau laser de pompe. Quelque soit la modification de biréfringence apportée par la perturbation intracavité, le spectre laser y est insensible. D'un point de vue télécommunications optiques, nous avons donc réalisé un composant tout fibre insensible aux perturbations extérieures.

Nous avons réalisé ensuite la même expérience sur un laser bipolarisation fabriqué dans la fibre conventionnelle. Les spectres d'émission obtenus pour différentes rotations de la boucle intracavité sont reportés à titre de comparaison sur les figures III.32a,b,c. Ces spectres sont similaires à ceux obtenus dans le chapitre III paragraphe B (figures III.20). Comme nous l'avons déjà remarqué, la fréquence et la largeur du spectre d'émission de ce laser sont très sensibles à la moindre modification de la biréfringence intracavité. Une rotation des axes de biréfringence au niveau du réseau change l'indice de propagation n_{eff} et donc l'écart en fréquence entre les deux modes propres de polarisation du laser.

En fait, dans la fibre biréfringente, la taille de la perturbation apportée par la boucle intracavité est trop faible pour coupler efficacement les deux modes propres de polarisation du laser. Par contre, une perturbation dont la dimension serait comparable à la longueur de battement de la fibre (quelques millimètres) modifierait profondément le spectre d'émission et l'état linéairement polarisé du laser. La contrainte mécanique ainsi appliquée engendrerait par ailleurs une rupture de la fibre optique. La différence de comportement entre les émissions issues de ces deux lasers dépend donc du rapport entre la dimension de la perturbation et la longueur de battement de la fibre. Si ces deux grandeurs sont comparables (cas de la fibre conventionnelle), les changements de contrainte induisent une rotation des axes de biréfringence qui peut atteindre 90° . Par contre si la taille de la perturbation est bien supérieure à la longueur de battement (cas de la fibre à maintien de polarisation), les axes de biréfringence tournent seulement de 3 à 4° , comme nous l'avons montré. D'après l'équation (23), une telle rotation des axes engendre un décalage de la raie d'émission laser de 70 MHz. Cette valeur calculée, en deçà de notre précision de mesure (100 MHz), n'est pas observée dans les spectres des figures III.32d,e,f.

Nous avons donc conçu une cavité laser émettant un rayonnement linéairement polarisé stable en puissance et en fréquence. Ce laser est insensible aux perturbations mécaniques extérieures tant que la dimension de la contrainte appliquée est supérieure à la longueur de battement de la fibre optique.

C.IV.b. Mesure comparative du bruit d'amplitude dans les lasers à fibre.

L'objet de cette section est de mesurer le bruit d'amplitude de lasers à fibre monopolarisation et bipolarisation réalisés respectivement dans les fibres F et H. La connaissance du bruit du laser est une donnée importante notamment pour les mesures de magnétométrie à hélium 4. En effet, tout bruit d'amplitude du laser se traduit par un bruit de fréquence du magnétomètre. Des mesures de densités spectrales sont donc effectuées en basse fréquence autour de la fréquence de modulation de 500 Hz pour l'asservissement du magnétomètre. Le bruit mesuré dans nos expériences est un bruit d'amplitude, c'est à dire le bruit causé par les fluctuations d'intensité du laser autour de la fréquence de 500 Hz. Les travaux décrits ci-après ont été menés conjointement avec Anne Legarrec et sont plus largement détaillés dans sa thèse de doctorat [46].

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est similaire à celui de la figure III.7 comprenant une diode de pompe, un isolateur optique placé entre la diode et la fibre et une lentille de focalisation. Le faisceau laser est analysé avec une photodiode InGaAs-silicium (de chez E.G.G.) reliée à un amplificateur très bas bruit. L'analyseur de spectre électrique utilisé est un HP- 3561A de bande passante DC-100 kHz. Nous supposons par ailleurs que dans le domaine usuel de puissance dans lequel nous travaillons, le bruit laser est prépondérant sur le bruit de l'ensemble du système électronique de détection (évalué à $31 \text{ pW/Hz}^{1/2}$) à basse fréquence.

Dans nos expériences, nous voulons déterminer l'évolution du bruit d'amplitude en fonction de la puissance laser détectée par la photodiode, dans le domaine de fréquences centré autour de 500 Hz. Pour faire varier la puissance laser, les deux méthodes suivantes peuvent être utilisées : une variation du courant de la diode de pompe ou l'introduction de filtres de densité optique et un courant de diode fixe et maximum. La première méthode prend toutes les variations du bruit en compte (laser, alimentation, injection). Par contre, la seconde permet de maintenir les bruits d'injection et d'alimentation constants. Donc, pour obtenir des puissances lumineuses de quelques centaines de μW , il est préférable d'émettre 10 mW en sortie du laser puis d'atténuer l'intensité du faisceau avec les filtres de densité.

Nous mesurons le bruit laser à la fréquence de 500 Hz. Le premier laser étudié est conçu dans la fibre à maintien de polarisation et émet un rayonnement

linéairement polarisé stable en puissance et en fréquence. Les mesures de bruit de ce laser sont réalisées avant et après le polissage en biais des deux extrémités de la fibre. Le second laser caractérisé fonctionne en régime bipolarisation et est fabriqué dans la fibre conventionnelle (fibre H).

Résultats et interprétations

L'évolution du bruit à 500 Hz des lasers étudiés est représentée sur la figure III.33 en fonction de la puissance reçue par la photodétecteur et est exprimée en milliwatts. Au cours de ces expériences, le courant de diode est constant et les variations de bruit sont attribuables au laser seul. Nous constatons tout d'abord que le bruit augmente avec la puissance reçue par la photodiode. Les deux premières courbes, avec le bruit le plus faible, correspondent au laser monopolarisation analysé avant et après polissage des extrémités de fibre. La 3^{ème} courbe représente, quant à elle, l'évolution du bruit du laser bipolarisation. L'analyse spectrale dans cette bande de fréquence met en évidence un bruit d'amplitude assez élevé pour le laser bipolarisation : pour une puissance de 0.5 mW, le bruit à 500 Hz est d'environ $3.5 \text{ nW/Hz}^{1/2}$, soit environ 350 fois le bruit quantique ($13 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ pour une puissance de 1 mW) [46]. Si nous comparons les deux lasers entre eux, nous remarquons que les résultats obtenus pour le laser monopolarisation (polis en biais) sont nettement meilleurs que ceux du laser bipolarisation (à puissance égale). Le laser monopolarisation possède en effet un bruit à 500 Hz de $500 \text{ pW/Hz}^{1/2}$, soit 50 fois le bruit quantique. Le laser bipolarisation présente un bruit plus élevé, attribuable à des battements entre les deux modes propres de polarisation.

D'autre part, la différence entre le bruit du laser monopolarisation avant et après traitement des extrémités est due à des conditions d'injection non identiques et/ou polissage de la fibre suivant un angle de 15° . Après connectivisation du laser, monopolarisation et polissage en biais des extrémités, nous notons une réduction de 3dB sur le bruit laser. Le polissage évite les effets Pérot-Fabry parasites des sous cavités et réduit alors le bruit basse fréquence. Cette mesure montre l'influence de la connectivisation mais aussi de la qualité de l'injection du faisceau pompe, sur le niveau de bruit résultant.

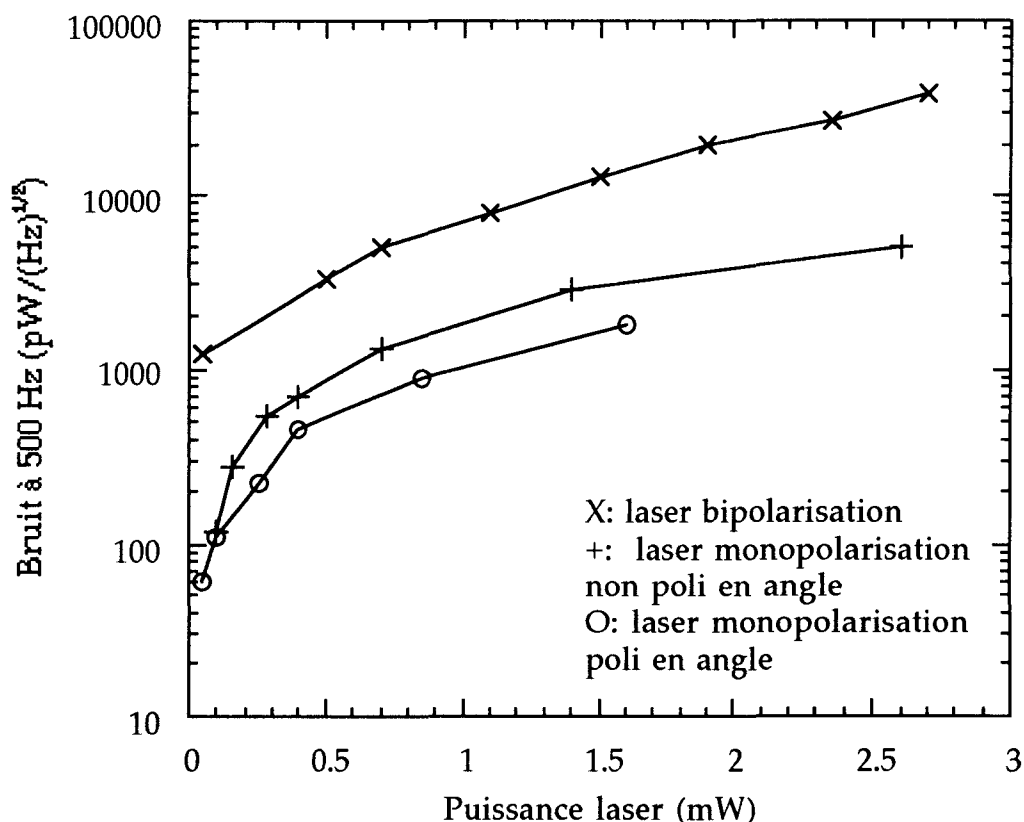


Figure III.33: Evolution du bruit d'amplitude à 500 Hz, en fonction de la puissance laser détectée à 1080 nm.

Au cours de ces expériences, nous constatons que le bruit basse fréquence est essentiellement causé par les variations de température, les bruits microphoniques, mécaniques et les poussières se trouvant sur le parcours du faisceau lumineux. En effet, nous observons une grande sensibilité de la fibre aux phénomènes acoustiques et mécaniques. Le bruit basse-fréquence peut augmenter d'un facteur 10 si une vibration acoustique est émise ou si la fibre est légèrement déplacée. La fibre se comporte comme une corde vibrante. Il en est de même du point de vue thermique. Un changement de température au niveau de la cavité modifie les mesures de bruit. En outre, ces comportements sont d'autant plus marqués lorsque le laser à fibre fonctionne en régime bipolarisation. Le laser bipolarisation conçu dans la fibre H présente donc à la fois un spectre optique et un spectre de bruit sensibles à la moindre fluctuation extérieure. Le laser monopolarisation par contre possède un spectre optique insensible aux

fluctuations et un bruit d'amplitude beaucoup plus proche de la limite quantique.

Pour diminuer encore le niveau de bruit basse fréquence du laser, nous devons nécessairement contrôler la température de façon très précise et isoler phoniquement la cavité. Il nous faut également réduire le nombre de systèmes mécaniques, tels que par exemple, les supports de réglages de lentille qui réagissent aux variations de température. L'objectif final est donc de fibrer intégralement le banc d'injection, de remplacer les connections par des soudures, et d'isoler complètement la cavité laser.

Nous avons donc développé et caractérisé une cavité laser émettant un rayonnement linéairement polarisé. Nous nous intéressons maintenant aux propriétés d'accordabilité de lasers monopolarisation ou bipolarisation, ainsi qu'à leurs applications spectroscopiques.

D. ACCORDABILITE ET APPLICATIONS DES LASERS A CAVITE PHOTOINSCRITE .

D.I. Accordabilité des lasers

Comme nous venons de le voir, l'optimisation des performances d'un laser à fibre à cavité photoinscrite repose sur la réalisation de deux réflecteurs de Bragg sélectifs et accordés en longueur d'onde. Or, en pratique, il existe des difficultés pour fixer la longueur d'onde de Bragg du réseau à moins de 0.1 nm, lors de l'inscription. Même si nous essayons d'ajuster le pas des franges d'interférence afin d'obtenir la longueur d'onde souhaitée, l'inscription du réseau s'accompagne d'une augmentation progressive de la longueur d'onde de Bragg, difficilement chiffrable. Pour obtenir un rayonnement laser, nous sommes donc souvent amenés à accorder en longueur d'onde un des réseaux de la cavité par rapport à l'autre. Plusieurs solutions existent et consistent toutes à modifier le pas du réseau et/ou l'indice effectif du mode guidé [47, 48]. L'accordabilité des réseaux de Bragg sur une large bande de longueur d'onde en font ainsi d'excellents candidats pour les dispositifs capteurs (contrainte, température) ou encore pour la spectroscopie haute résolution, comme nous le détaillons par la suite (voir chapitre III paragraphe D section II).

L'accordabilité de la longueur d'onde d'émission d'un laser à fibre peut être obtenue par une action cette fois simultanée exercée sur les deux réseaux constituant la cavité ainsi que sur la cavité elle-même [24, 47]. Dans ce cas le décalage en fréquence des réseaux suit exactement le déplacement des fréquences de résonance de la cavité laser et aucun saut de mode n'est observé. Cette particularité des lasers à fibre à cavité photoinscrite démontre leur potentialité d'utilisation en tant que modulateur intracavité.

Dans ce cadre, nous étudions l'accordabilité des réseaux obtenus par trois techniques différentes : l'accord par traction, par chauffage et par action sur la gaine. Une quatrième solution pour modifier la longueur d'onde de Bragg d'un réseau consiste à soumettre préalablement la fibre à un champ statique intense (100 V/ μm) et à une élévation de température de l'ordre de 270°C (ou une irradiation U.V. de la fibre à 193 nm). On applique ensuite sur le composant obtenu un champ statique orienté. Cette technique appelée "glass poling" a été développée initialement pour augmenter la susceptibilité d'ordre deux ($\chi^{(2)}$) [49, 50] dans les fibres optiques pourtant centrosymétriques. Les résultats quand à l'accord des réseaux grâce à cette solution sont encore trop récents pour être présentés ici.

D .I.a. Accordabilité mécanique.

Supposons tout d'abord qu'après l'inscription du réseau, nous modifions l'état de contrainte de la fibre en exerçant une traction sur celle-ci. La variation de la longueur d'onde de Bragg λ_B induite par un allongement ΔL de la fibre de longueur L est alors donnée par la relation [47]:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e) \frac{\Delta L}{L} \quad (26)$$

p_e représente le coefficient photoélastique ($p_e \approx 0,22$) défini à partir des éléments p_{11} et p_{12} du tenseur photoélastique et du coefficient de Poisson ν :

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} (p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})) \quad (27)$$

Tandis que le premier terme de la relation (26) représente l'augmentation du pas du réseau soumis à l'élongation, le second terme traduit le comportement photoélastique de la fibre optique.

Nous vérifions la validité de la relation (26) en étirant simultanément les deux réseaux qui constituent la cavité laser étudiée dans le paragraphe (chapitre III paragraphe B). Pour cela, 30 cm de fibre contenant les 2 réseaux de la cavité sont placés sur une table à translation reliée à un moteur pas à pas. Ce dispositif assure une traction longitudinale uniforme et simultanée des deux réseaux. La longueur d'onde du laser est analysée ensuite à l'aide d'un monochromateur.

Le décalage obtenu de la longueur d'onde est linéaire en fonction de l'élongation. L'accordabilité observée expérimentalement à 1,08 μm montre une évolution en bon accord avec la théorie (équation (26) avec $p_e=0.22$) puisque la droite possède une pente donnée par la relation :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 0,78 \frac{\Delta L}{L} \quad (28)$$

Une accordabilité de 3 nm a ainsi été obtenue.

Si nous supposons que la limite supérieure du domaine élastique de la fibre correspond à une déformation $\frac{\Delta L}{L}$ de 10^{-2} , une accordabilité théorique de l'ordre de 10 nm est accessible.

L'expression de la largeur de la plage d'accord en longueur d'onde en fonction de la longueur de fibre montre d'abord que plus la longueur de fibre sous traction est importante initialement, moins le réseau est accordable. Par ailleurs, la plage d'accord augmente très légèrement avec la longueur d'onde de Bragg d'origine, à déformation $\frac{\Delta L}{L}$ constante. Enfin, Ball et al. [51] ont montré qu'il est également possible d'accorder un réseau de Bragg par compression longitudinale de la fibre. Ils ont ainsi décalé de façon continue la longueur d'onde d'un laser à fibre monomode sur un domaine spectral de 32 nm, sans sauts de modes. Ces auteurs expliquent que la silice est 23 fois plus résistante sous compression que sous tension, les seuils de déformation plastique étant différents pour les deux types de contrainte.

D.I.b. Accordabilité thermique.

La seconde méthode pour accorder en longueur d'onde un réseau de Bragg consiste à le soumettre à une élévation de température [47]. La possibilité d'accord par chauffage est liée aux propriétés thermiques du matériau composant la fibre. La longueur d'onde de Bragg augmente avec la température tout d'abord en raison de la dilatation du pas du réseau à travers le coefficient de dilatation α . De

plus, cette dilatation s'accompagne d'une élévation de l'indice par effet thermo-optique caractérisé par le coefficient ξ . Ces deux effets combinés résultent en une augmentation de la longueur d'onde de Bragg λ_B suivant la relation :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \xi) \Delta T \quad (29)$$

avec $\alpha = 0.55 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ dans la silice pure et un coefficient thermo-optique $\xi = 8.3 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ dans une fibre dont le coeur est codopé au germanium. Le rapport $\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T}$ est de quelques pm/ $^\circ\text{C}$ et sa valeur exacte dépend beaucoup de la composition du matériau.

Pour vérifier la validité de la relation (29), nous avons placé deux réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre F (et accordés à 1082 nm) dans un four. La cavité laser et les réseaux sont alors soumis ensemble à une même élévation thermique. Le schéma expérimental est présenté sur la figure III.34. Les réseaux sont placés dans un tube en silice pure sur lequel un four peut coulisser. Le revêtement en polymère situé sur la partie de fibre soumise aux variations de température est retiré. La température des réseaux est mesurée par un capteur de température composé d'un thermocouple en chrome et en nickel. Les élévations thermiques sont réalisées selon la loi cinétique suivante : la température du four est progressivement élevée par échelon thermique. La longueur d'onde d'émission laser est enregistrée après un délai de trente minutes pendant lequel la température du four est maintenue constante. Le dispositif d'analyse du rayonnement émis par le laser sont reportés sur la figure III.34.

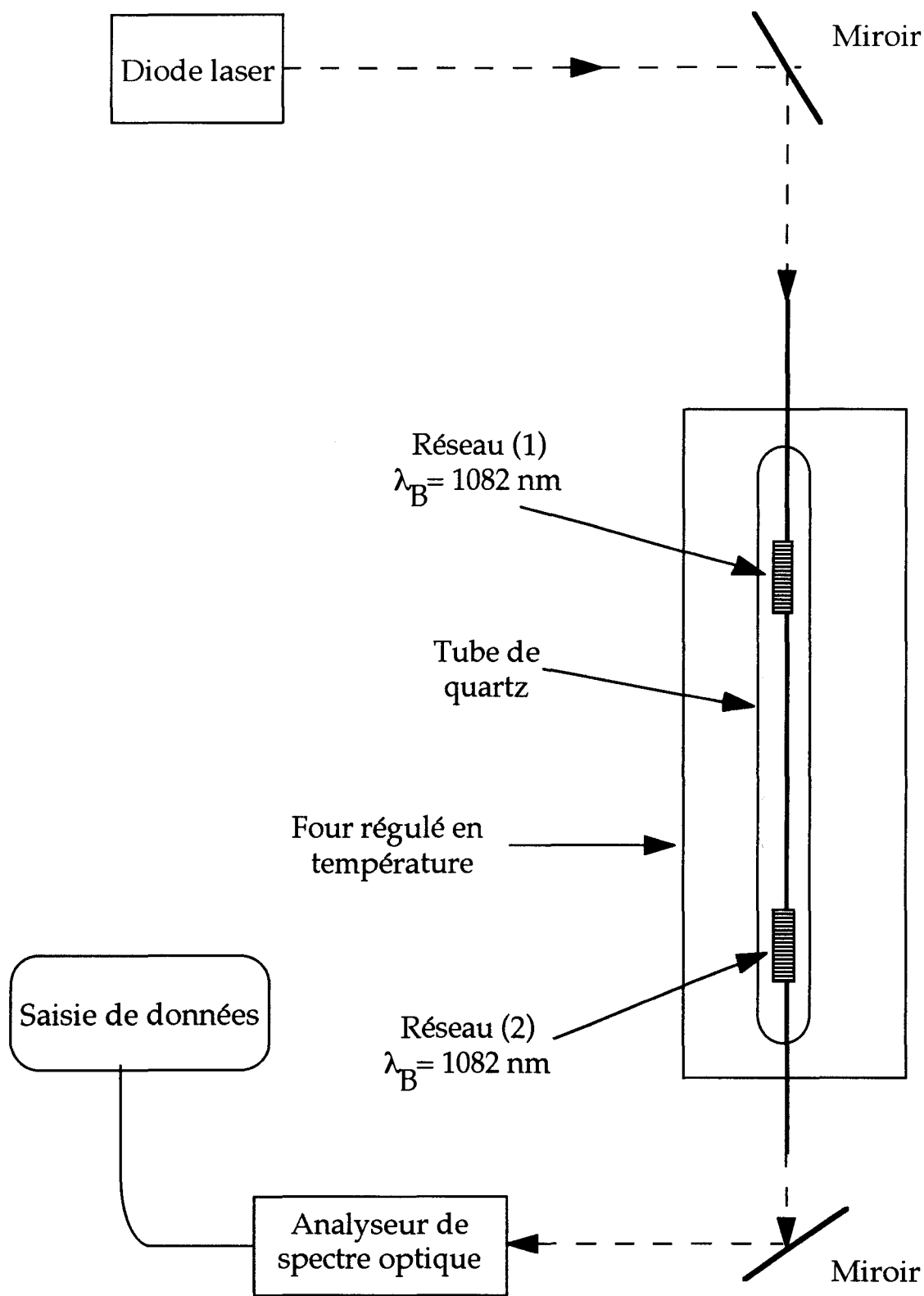


Figure III.34: Dispositif expérimental développé pour suivre l'évolution du spectre du laser en fonction de la température à laquelle sont portés les réseaux et la cavité.

Nous représentons sur la figure III.35 l'évolution de la longueur d'onde d'émission du laser autour de 1.08 μm en fonction de la température. Nous retrouvons expérimentalement une loi d'évolution linéaire donnée par la relation :

$$\Delta\lambda_B/\Delta T = 0.007 \text{ nm}/^\circ\text{C} \quad (30)$$

Tout comme l'accordabilité par traction, nous observons une croissance de la largeur de la plage d'accord avec l'augmentation de température. En outre, comme la réflectivité des réseaux de type I commence à chuter vers 300°C, une accordabilité de 3,6 nm de la longueur d'onde d'émission laser est en principe accessible par élévation thermique, sans modification du seuil laser.

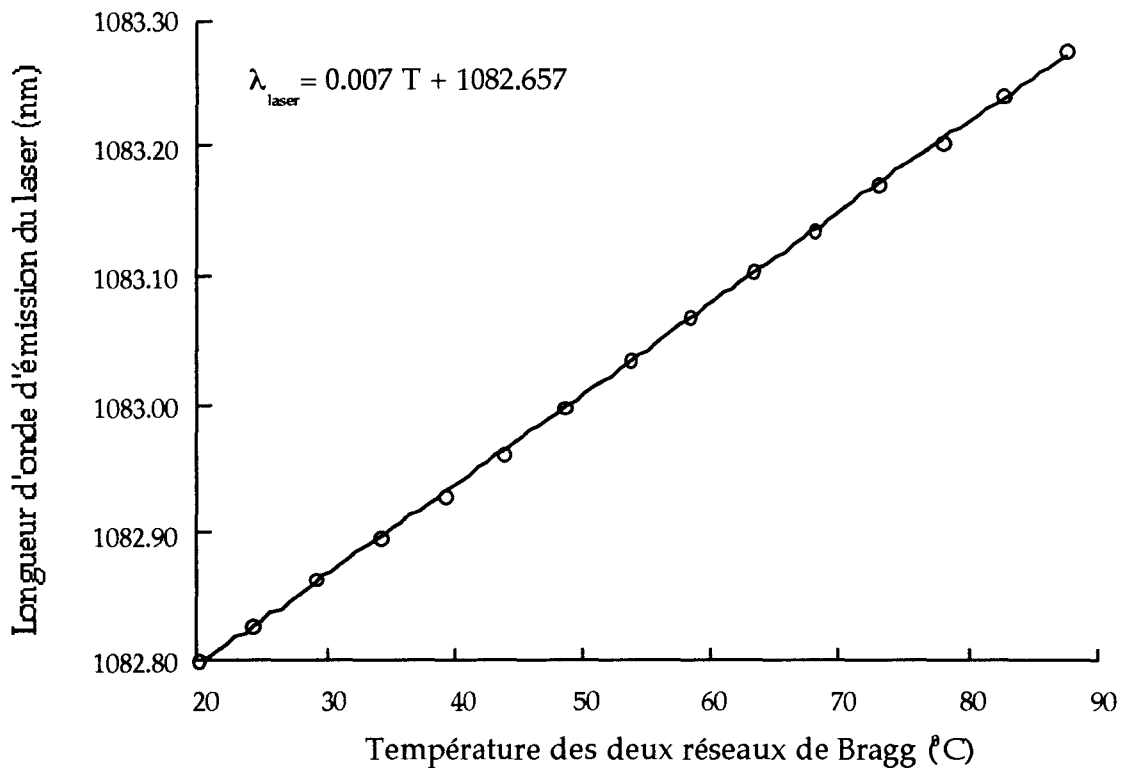


Figure III.35: Evolution de la longueur d'onde d'émission laser en fonction de la température à laquelle sont soumis les deux réseaux de Bragg laser A-fibre F-.

Les deux techniques décrites précédemment autorisent une modification de la longueur d'onde des réseaux de Bragg et donc des lasers à fibre, sur de

grandes plages spectrales. Néanmoins, les aspects mécanique et thermique de ces méthodes ne permettent pas d'assurer une fréquence de modulation supérieure au KHz. Nous présentons donc maintenant une technique différente d'accord des réseaux, par action sur le champ évanescent de la fibre optique.

D.I.c. Accordabilité par action sur la gaine.

Cette troisième méthode pour accorder la longueur d'onde de Bragg des réseaux consiste à réduire les dimensions transverses de la fibre afin de rendre sensible le réseau au milieu environnant [52]. La réduction du diamètre de fibre doit alors se faire en conservant la symétrie circulaire. Ceci peut être réalisé soit par étirage de la fibre à température élevée (fibre conique dite "taper") soit par suppression chimique de la gaine optique. Dans le premier cas, les diverses sections de la fibre restent semblables et le rapport entre le diamètre du coeur et celui de la gaine reste constant. Dans le second cas (voir figure III.36) le diamètre du coeur n'est pas modifié.

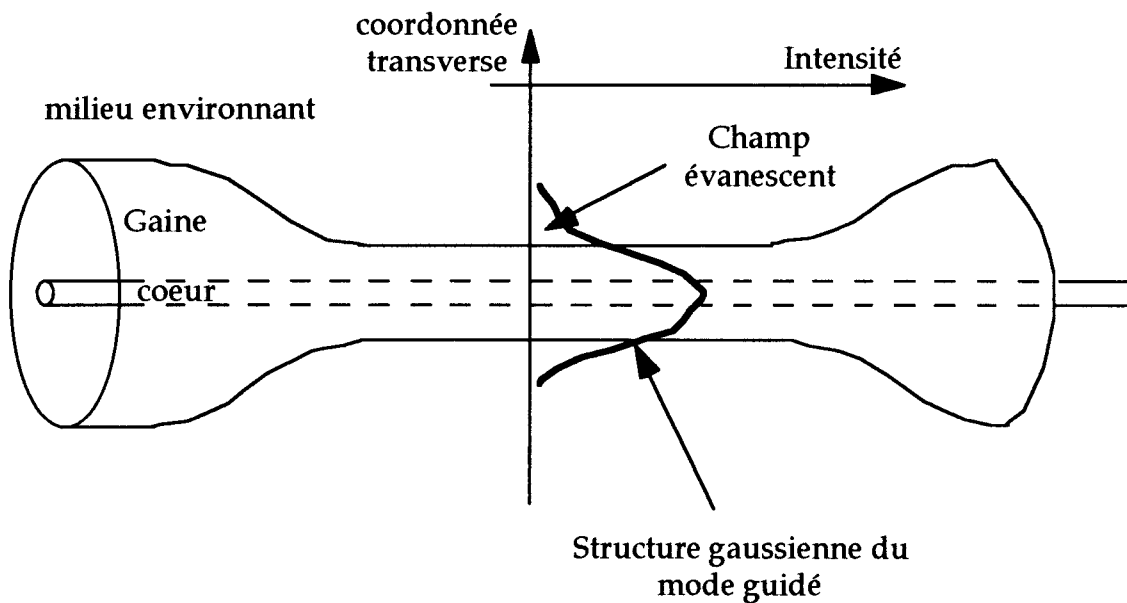


Figure III.36: Structure transverse de la fibre après abrasion chimique partielle de la gaine optique.

Notre choix s'est porté sur le deuxième procédé. La réduction du diamètre du coeur à l'étirage est difficilement compatible avec l'inscription d'un réseau de Bragg. En effet, l'élévation de température de la fibre associée à l'étirage provoque une diffusion du germanium dans la gaine et ralentit (voire interdit) la dynamique de croissance des réseaux. La structure de la fibre est présentée sur la

figure III.36. Son profil longitudinal présente deux portions inhomogènes (sur les extrémités) et une portion homogène (sur la partie amincie). Sa section transverse est celle d'un guide circulaire symétrique à 3 couches.

Nous photoinscrivons dans la fibre un réseau de Bragg centré à une longueur d'onde λ_B . Une attaque chimique est ensuite réalisée sur la fibre, à l'endroit du réseau, avec les solutions proposées dans le tableau II-2. Le dispositif expérimental est identique à celui de la figure II-20. Une fois le diamètre de fibre égal à une dizaine de microns, l'attaque chimique est stoppée et la fibre rincée avec de l'eau distillée. Comme une portion de la fibre est rendue sensible au milieu ambiant par une suppression locale de la gaine, le réseau se comporte comme un capteur à onde évanescente. En effet, si nous déposons de l'eau sur toute la partie amincie, la longueur d'onde de Bragg se décale d'une grandeur fonction de l'indice du liquide. Le matériau placé près du réseau peut être un gaz, un polymère ou un cristal liquide. Le comportement de la réflectivité du réseau va donc nous renseigner sur la valeur de l'indice du milieu environnant mais également sur ces propriétés de biréfringence. Des précautions doivent néanmoins être prises pour s'assurer du régime de propagation monomode de la fibre une fois que le matériau expertisé est placé contre la partie amincie chimiquement. Ceci évite d'avoir une fibre avec un comportement multimode ou encore une fibre qui ne guide plus du tout la lumière.

Une des applications les plus intéressantes de cette méthode consiste à venir placer des cristaux liquides, tous orientés suivant la même direction de part et d'autre de la fibre. Les cristaux liquides sont placés entre deux plaques parallèles métallisées et reliées à un générateur de tension. Suivant la tension appliquée, l'indice du milieu environnant vu par le réseau de Bragg est différent. Ceci est dû à la nature anisotrope de ces cristaux et à leurs propriétés électrooptiques. Il devient alors possible de réaliser un modulateur tout fibre insérable à l'intérieur d'une cavité laser photoinscrite. Une fréquence de modulation de l'ordre de MHz est ainsi susceptible d'être atteinte étant donné les résultats récents sur les propriétés électrooptiques des cristaux liquides. Des précautions doivent néanmoins être prises lors du dépôt du cristal sur la fibre d'une part pour ne pas la casser et ensuite pour éviter la formation de gouttelettes réparties tout au long de la fibre.

Une autre méthode est actuellement développée dans notre laboratoire pour déterminer l'indice du milieu environnant. Ces travaux sont menés en collaboration avec l'Université de Lens. La technique étudiée consiste à photoinscrire dans la fibre des réseaux longue période (de pas $\Lambda = 300 \mu\text{m}$) [53]. Contrairement aux réseaux classiques de petite période, ces derniers assurent uniquement le couplage entre le mode guidé LP₀₁ et les modes de gaine de la

fibre. Ce couplage se traduit par l'apparition dans le spectre de la fibre de chutes de transmission localisées aux longueurs d'onde pour lesquelles un accord de phase entre le mode LP₀₁ et les modes de gaine existe. Ces composants possèdent donc des caractéristiques spectrales fonction des modes de gaine excités qui dépendent du milieu extérieur à la fibre. Il devient possible d'agir sur les spectres de tels réseaux, en modifiant le milieu environnant mais sans pour autant effectuer une abrasion chimique de la fibre. La modulation de tels réseaux par dépôts de cristaux liquides puis par application d'un champ est actuellement à l'étude.

D.II.Applications spectroscopiques des lasers à fibre à cavité photoinscrite

D.II.a.Pompage d'un magnétomètre à hélium.

Cette étude est menée dans le cadre d'un contrat L.E.T.I dont le cahier des charges prévoit la conception d'une cavité laser susceptible de pomper un magnétomètre à hélium 4. Le pompage d'une des raies de l'hélium a pour finalité la réalisation d'un dispositif capteur susceptible de détecter des variations du champ magnétique terrestre de l'ordre du pico-tesla.

Principe de l'étude

Le fonctionnement du magnétomètre à pompage optique de l'hélium 4 est basé sur le principe de la résonance magnétique des atomes de l'état métastable 3S_1 [46]. Lorsque les électrons de cet atome sont soumis à un champ magnétique extérieur statique, comme le champ terrestre B_0 par exemple, leur moment magnétique est soumis à un couple et il y a précession autour de B_0 . L'application de ce champ scinde alors le niveau d'énergie 3S_1 en trois sous-niveaux d'énergie Zeeman (voir figure III.37). Ces 3 niveaux correspondent aux trois valeurs que peut prendre la projection du moment angulaire J sur l'axe de B_0 .

Le pompage optique a pour rôle de créer une distribution de population sur les 3 sous niveaux Zeeman notablement différente de l'équilibre. Pour cela, on irradie un groupe d'atomes avec une lumière monochromatique dont la fréquence correspond à une raie d'absorption de l'atome.

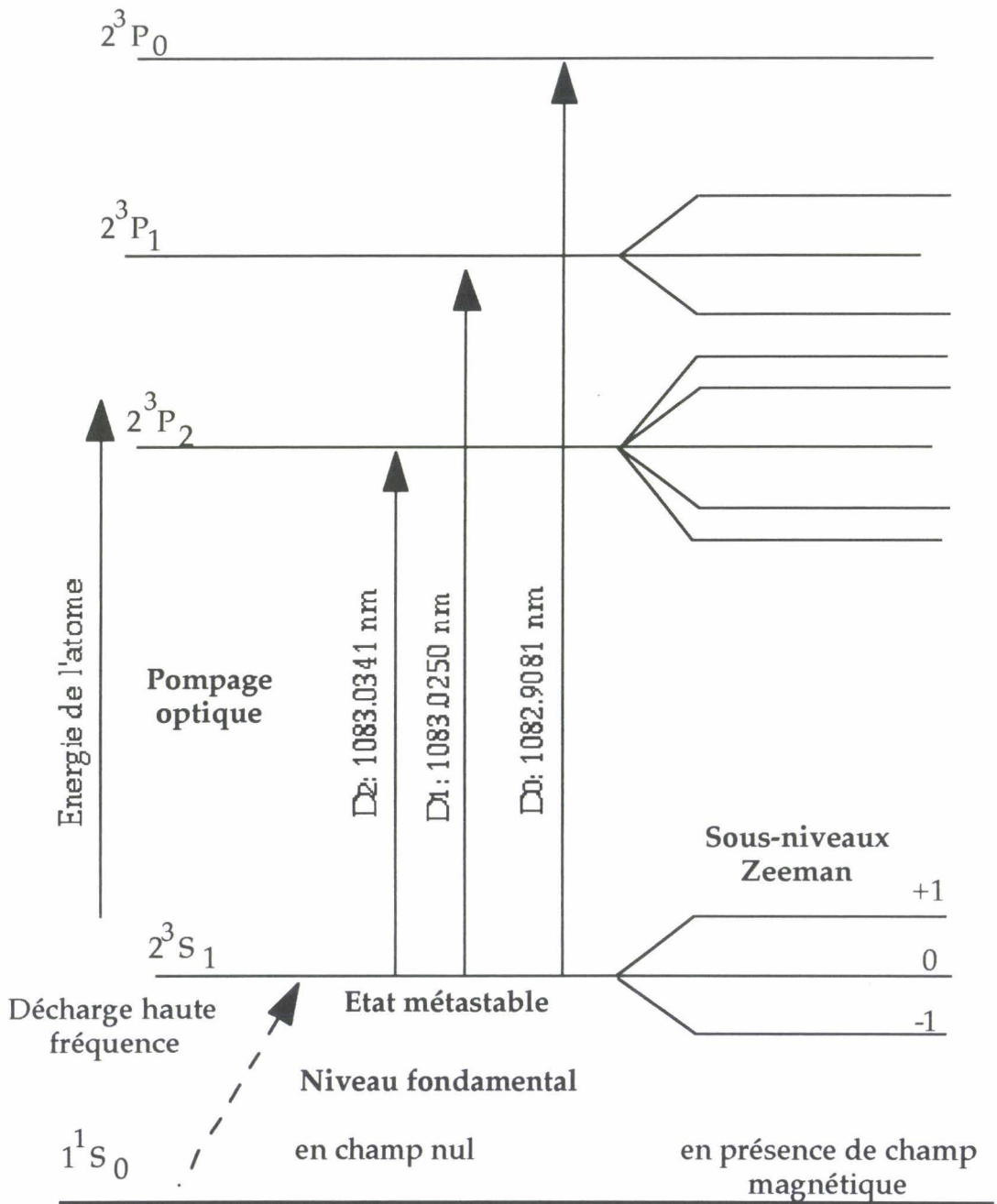


Figure III.37: Niveaux d'énergie de l'Hélium, avant et après application d'un champ magnétique.

Dans le cas de l'hélium 4, trois transitions sont possibles à partir du niveau métastable $3S_1$ vers les niveaux excités $3P_0$, $3P_1$, $3P_2$, correspondant aux trois raies d'absorption notées D₀, D₁, D₂ (voir figure III.37). Nous nous intéressons uniquement à la raie D₀. Il se produit ensuite des désexcitations radiatives à partir

du niveau 3P_0 et un repeuplement sélectif des 3 sous niveaux Zeeman métastables.

Globalement, on peut résumer le fonctionnement d'un magnétomètre à pompage optique de l'hélium 4 de la manière suivante : des atomes d'hélium 4 contenus dans une cellule sont tout d'abord amenés au niveau métastable 3S_1 par une décharge haute fréquence. Ils sont ensuite portés au niveau excité 3P_0 grâce à un pompage optique fourni par une source lumineuse émettant à 1082.91 nm. Ces atomes se dés excitent ensuite vers les sous niveaux Zeeman indiqués sur la figure III.37. Un champ magnétique radiofréquence est appliqué sur la cellule pour induire la résonance magnétique. Ce champ mesure la différence de population entre les sous-niveaux Zeeman, directement fonction du champ magnétique terrestre Cette technique permet de mesurer la valeur du champ magnétique B_0 avec une résolution de l'ordre du pico-tesla.

Jusqu'à présent, le pompage optique était effectué par des lampes spectrales de trop faible puissance et avec une divergence de faisceau trop importante. La situation est radicalement différente pour les lasers. En premier lieu, ces derniers peuvent délivrer des puissances beaucoup plus grandes avec des faisceaux généralement collimatés. En outre, contrairement aux lampes spectrales, les lasers peuvent émettre sur une seule longueur d'onde centrée sur D_0 . Toute la puissance utile peut ainsi être concentrée sur cette raie.

Le travail présenté ici consiste à démontrer la faisabilité de pompage optique de la raie D_0 de l'hélium avec un laser à fibre accordé à la longueur d'onde de 1083 nm. Le reste de l'étude qui consiste à appliquer un champ radiofréquence pour mesurer B_0 a été mené au L.E.T.I. Grenoble. Nous avons vérifié dans les paragraphes précédents que les caractéristiques en intensité, en fréquence et en bruit, de ces lasers correspondaient bien aux spécifications du magnétomètre. Nous réalisons maintenant une spectroscopie des raies D_0 , D_1 et D_2 de l'hélium par allongement simultané des deux réseaux constituant la cavité laser.

Schéma et Résultats expérimentaux

Pour réaliser cette étude, nous utilisons un laser conçu dans la fibre G. Ce laser fonctionne en régime bipolarisation et possède une largeur de raie de 2.5 GHz. La figure III.38 représente le schéma du montage expérimental utilisé pour accorder la longueur d'onde d'émission laser sur les 3 résonances D_0 , D_1 , D_2 de l'hélium 4. Le coefficient de réflexion du réseau (1) est de 99 %, celui du réseau de sortie (2) est de 30 % et la longueur de cavité est égale à 3 mètres. Ces deux

réseaux possèdent la même longueur d'onde de Bragg $\lambda_B = 1082,5$ nm. Nous injectons dans la fibre le faisceau issu d'une diode laser de pompe. Les deux réseaux qui constituent la cavité sont placés sur une table à translation reliée à un moteur pas à pas (résolution de $0,2 \mu\text{m}$). Le faisceau en sortie de fibre traverse une cellule à hélium soumise à une décharge électrique. Cette lampe à décharge nous a été fournie par le L.E.T.I. Grenoble. L'épaisseur optique traversée par le faisceau infrarouge est égale à environ 3 cm. La puissance transmise par la cellule est ensuite mesurée avec un détecteur de puissance (1) relié à une table traçante. Un second détecteur (2) est placé perpendiculairement au faisceau et permet de collecter la fluorescence émise par la cellule. La constante de temps du système de détection est de 0.3 seconde.

Une légère traction est ensuite exercée simultanément sur les deux réseaux (1) et (2) au moyen de la platine motorisée. Cet allongement des réseaux se traduit par un déplacement de la longueur d'onde du laser suivant la relation (26). La figure III.39 représente les spectres d'absorption et de fluorescence de la décharge d'hélium obtenus respectivement grâce aux détecteurs (1) et (2). Nous indiquons sur cette figure les longueurs d'onde des raies D_0 , D_1 et D_2 .

L'ordre de grandeur de la largeur spectrale $\Delta\nu$ de l'émission laser infrarouge peut être estimé par l'examen de ces spectres. En effet, les raies à 1083,0250 nm et 1083,0341 nm commencent à être séparées sur les enregistrements de la figure III.39. Si l'on formule l'hypothèse que $\Delta\nu$ correspond à l'intervalle de fréquence entre les deux raies : $\Delta\nu = 2.5$ GHz. Une mesure effectuée avec l'analyseur de spectre optique confirme cette valeur de la largeur de raie. De ce fait, plus la largeur de raie du laser à fibre sera fine et plus sa résolution en tant qu'outil pour la spectroscopie sera importante.

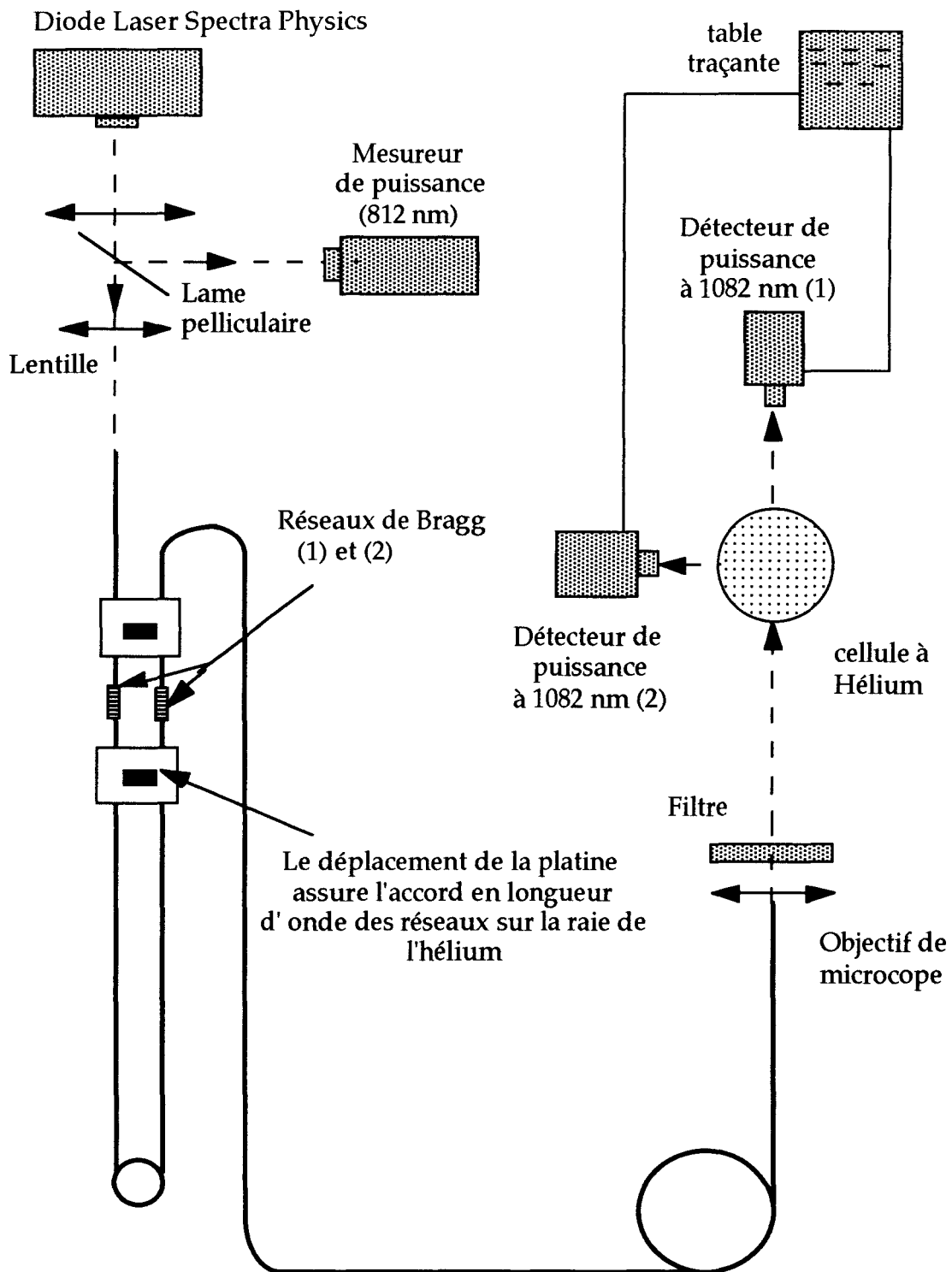


Figure III.38: Schéma expérimental utilisé pour accorder la longueur d'onde du laser sur les 3 résonances D_0 , D_1 , D_2 de l'Hélium.

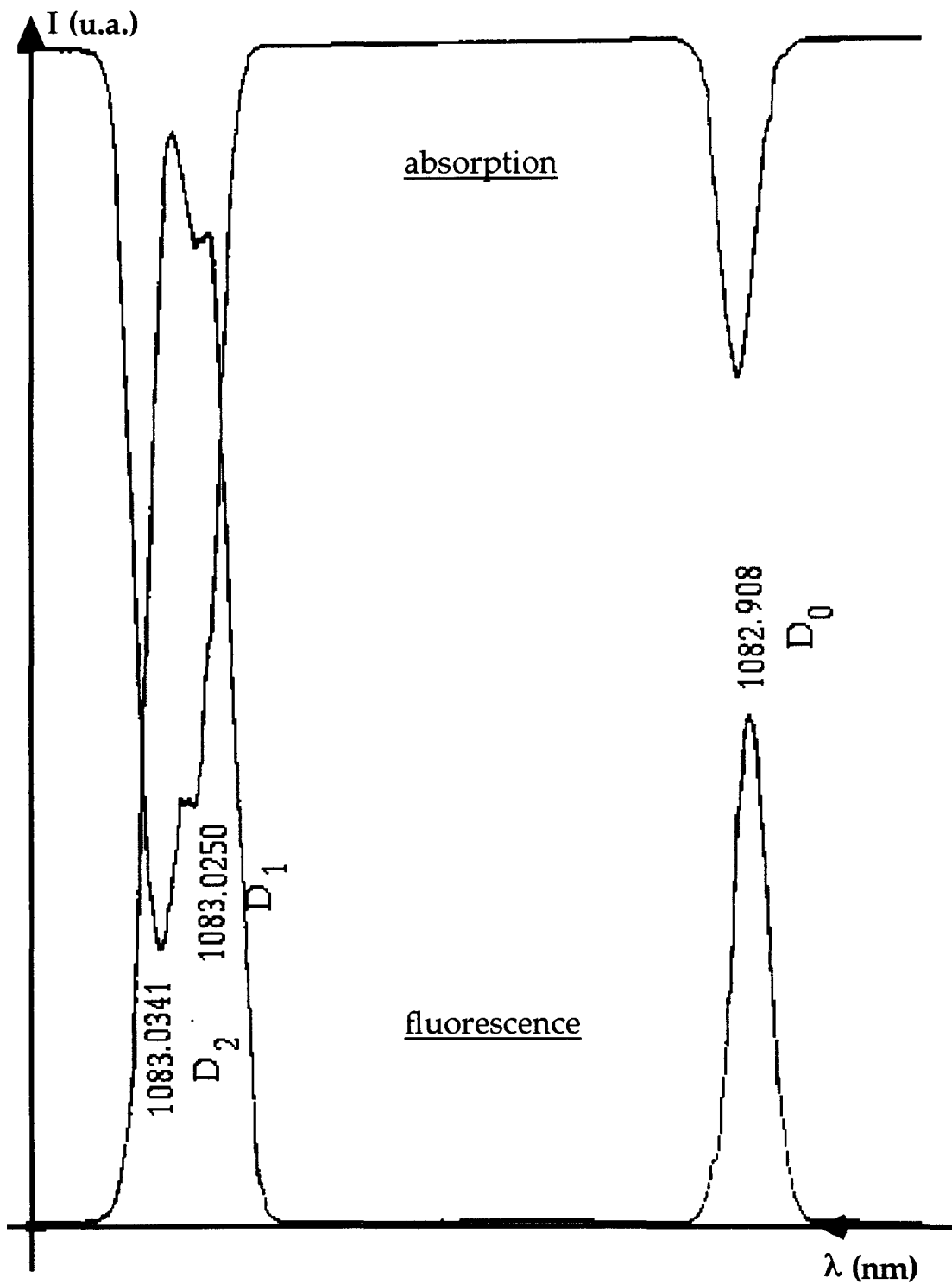


Figure III.39: Spectres d'absorption et de fluorescence de la décharge d'Hélium, réalisés grâce à un laser à fibre accordable.

D'autre part, nous remarquons un problème analogue à celui de la corde vibrante, à savoir que la traction des 2 réseaux peut entraîner des oscillations basses fréquences de la longueur d'onde d'émission du laser. Néanmoins, un système utilisant un piézo-électrique collé directement sur le réseau permettrait d'annuler la vibration et d'obtenir un ensemble compact.

Nous avons montré, dans cette partie, la potentialité d'utilisation des lasers à cavité photoinscrite pour pomper la raie D_0 de l'Hélium 4. Les fluctuations basses fréquences de l'émission laser provoquées par la traction apparaissent assez facilement contrôlables.

E. CONCLUSIONS SUR LES LASERS AFIBRE

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats expérimentaux relatifs à l'étude de laser à fibre à cavité photoinscrite. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux lasers à fibre dopée aux ions néodyme, étant donné leur implication dans la conception d'un magnétomètre à fibre. Les miroirs constituant les cavités étudiées sont des réseaux de Bragg photoinscrits dans le coeur de la fibre. Cette technologie développée dans de nombreux laboratoires dont celui de Lille a permis l'apparition d'une nouvelle génération de laser à fibres stables, compacts et avec des comportements spectraux singuliers.

Dans une première partie, nous avons étudié les caractéristiques de ces lasers conçus dans une fibre conventionnelle. Bien que les réseaux présentent des pertes nulles à la longueur d'onde d'émission laser, nous avons obtenu des rendements expérimentaux en deçà des valeurs déduites d'un modèle théorique. Pour expliquer ces résultats, nous avons supposé qu'une fraction des ions de terres rares néodyme se regroupent sous forme de paires et diminuent l'efficacité de pompage. Ce problème a été résolu en optimisant le milieu amplificateur par un codopage avec des ions aluminium. En utilisant une fibre correctement codopée (Al), nous avons alors obtenu un rendement expérimental très élevé (70%) et très proche de la limite quantique.

Par la suite, nous nous sommes intéressés à l'influence des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg sur la largeur de raie d'émission laser. En combinant les effets de largeur spectrale des réseaux avec les effets de sous cavités couplées, nous avons réalisé un laser monofréquence à la longueur d'onde de 1082 nm. Au cours de cette étude, nous avons observé l'influence des manipulations apportées à la fibre, sur le comportement spectral des lasers. Ces

résultats ont été interprétés phénoménologiquement par un couplage entre les deux modes propres de polarisation du laser, sensible aux perturbations extérieures.

Dans une seconde partie, nous avons entrepris d'inscrire des réseaux de Bragg dans une fibre à maintien de polarisation. Nous avons ainsi mis en évidence le dichroïsme des réseaux de Bragg photoinscrits dans cette fibre et introduit la notion de biréfringence locale résultante des conditions d'irradiation UV. Par un choix pertinent des conditions d'inscription des réseaux, nous avons ensuite développé une cavité laser tout fibre émettant un rayonnement multimode longitudinalement, linéairement polarisé. Le laser monopolarisation s'avère bien plus stable en polarisation et en fréquence que n'importe quel laser bipolarisation réalisé dans une fibre conventionnelle. Pour des applications en magnétométrie ou en télécommunications optiques, ce laser présente donc de nombreux avantages, notamment celui d'avoir un comportement en polarisation insensible aux perturbations mécaniques ou thermiques.

Dans une dernière partie, nous avons détaillé et testé plusieurs techniques d'accordabilité de ces lasers à fibre à cavité photoinscrite. La plus prometteuse de ces méthodes semble être celle qui consiste à venir réaliser un réseau longue période à l'intérieur de la cavité. Le comportement spectral de ce réseau particulier est en effet sensible au matériau (cristaux liquides, polymères) placé en contact avec la fibre. Finalement, nous avons testé l'accordabilité mécanique de ces lasers en réalisant une spectroscopie de raies D_0 , D_1 , et D_2 de l'hélium 4.

Le laser à fibre à cavité photoinscrite se présente donc comme un composant répondant aux critères, quant à la largeur de raie et à la puissance, fixés par le cahier des charges du contrat L.E.T.I. Ce laser possède un fort potentiel à développer mais il reste encore plusieurs problèmes à régler, comme diminuer le bruit basse fréquence qui risque de perturber le bon fonctionnement du magnétomètre à fibre.

F. REFERENCES DU CHAPITRE III:

- [1] J. Stone and C. A. Burrus, « Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry, » *Appl. Phys. Lett.* 23, 388-389 (1973).
- [2] P. W. France, "Optical fibre lasers and amplifiers," CRS Press Inc, Floride.
- [3] S. Boj, F Alard, J. Y. Allain, H. Poignant, E. Delevaque, M. Saccoccio, Y. Aubry, D. Pureur and M. Douay, "Rare earth doped fluoride fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors, " *Journ. de Phys.* III 5, 225-236 (1995).
- [4] P. Urquhart, "Fiber lasers with loop reflectors, " *App. Opt.* 28, 3759-3767 (1989).
- [5] G. A. Ball and W. W. Morey, "Efficient integrated Nd³⁺ fiber laser," *Trans. Phot. Lett.* 3, 1077-1078 (1991).
- [6] G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* 14, 823-825 (1989).
- [7] P. LeBoudec, "Propriétés statiques et dynamiques des lasers à fibre dopée erbium et néodyme, "These de doctorat, Université de Rennes I (1993).
- [8] G. A. Ball, W. H. Glenn, W. W. Morey and P. K. Cheo, "Modeling of short, single-frequency, fiber lasers in high-gain fiber, " *I.E.E.E. Photon. Lett.* 5, 649-651 (1993).
- [9] D. Falquier, D. Lande, J.L. Wagener, M. J. F. Dignonnet and H. J. Shaw, "Measurements and modeling of the output polarization of Er-doped fiber lasers," S.P.I.E., San Diego, Californie (1994).
- [10] E. Delevaque, "Contribution à l'étude de composants actifs à fibre de silice dopée aux ions de terres rares" thèse de doctorat, Université de Lille (1993).
- [11] F. Sanchez, B. Meziane, T. Chartier, G. Stephan and P. L. François, « output-coupling optimization of Nd-doped fiber lasers, » *Appl. Opt.* 34, 7674-7679 (1995).
- [12] M. J. F. Dignonnet, "Closed-form expression for the gain in three- and four-level laser fibers," *Jour. of Quant. Electron.* 26, 1788-1796 (1990).
- [13] M. J. F. Dignonnet and C. J. Gaeta, "Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators," *App. Optics* 24, 333-342 (1985).
- [14] E. Delevaque, T. Georges, M. Monnerie, P. Lamouler and J. F. Bayon, "Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silica fibers," *Photon. Tech. Lett.* 5, 73-77 (1993).
- [15] M. J. F. Dignonnet, M. K. Davis and R. H. Pantell, "Rate equations for clusters in rare earth-doped fibers," *Opt. Fiber Tech.* 1, 48-58 (1994).

- [16] J. L. Wagener, P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet and H. J. Shaw, "Effects of concentration and clusters in erbium-doped fiber lasers," *Opt. Lett.* 18, 2014-2016 (1993).
- [17] S. Legoubin, "Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photoinscrits dans les fibres optiques," thèse de doctorat, Université de Lille (1994).
- [18] J. L. Zyskind, V. Mizrahi, D J. DiGiovanni and J. W. Sulhoff, "Short single frequency erbium-doped fibre laser," *Elect. Lett.* 28, 1385-1387 (1992).
- [19] G. A. Ball and W. H. Glenn, "Design of a single-mode linear cavity erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors," *Jour. of Light. Tech.* 10, 1338-1343 (1992).
- [20] E. Delevaque, S. Boj, J. Le Mellot, D. Pureur, G. Martinelli, "Etude de cavités laser à fibre émettant un rayonnement monofréquence dans la bande 1.55 μm ," *J.N.O.G.*, Besançon (1994).
- [21] W. H. Loh and R. I. Laming, "1.55 μm phase-shifted distributed feedback fibre laser," *Elect. Lett.* 31, 1440-1442 (1995).
- [22] M. Sejka, P. Varming, J. Hübner and M. Kristensen, "Distributed feedback Er^{3+} -doped fibre laser," *Elect. Lett.* 31, 1445-1446 (1995).
- [23] J. T. Kringlebotn, J.-L. Archambault, L. Reekie and D. N. Payne, " Er^{3+} - Yb^{3+} - codoped fiber distributed-feedback laser," *Opt. Lett.* 19, 2101-2103 (1994).
- [24] D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay., E. Delevaque, S. Boj, J. F. Bayon and H. Poignant, "Design of grating-based fiber lasers: power and spectral behaviors," *Journ. de Phys. III* 5, 237-249 (1995).
- [25] G. A. Ball, C. E. Holton, G. Hull-Allen and W. W. Morey, "60 mW 1.5 μm single-frequency low-noise fiber laser MOPA," *Phot. Tech. Lett.* 6, 192-1994 (1994).
- [26] S. V. Chernikov, J. R. Taylor and R. Kashyap, "Coupled-cavity erbium fiber lasers incorporating fiber grating reflectors," *Opt. Lett.* 18, 2023-2025 (1993).
- [27] J. T. Lin and W.A. Gambling, "Polarization effects in fibre lasers: Phenomena, theory and applications," *Fiber laser sources and amplifiers II*, Proc. S.P.I.E., 1373, 42-53 (1991).
- [28] S. Bielawski, D. Derozier and P. Glorieux, "Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser," *Phys. Rev. A* 46, 2811-2821 (1992).
- [29] R. Leners, "Propriétés de polarisation du laser à fibre dopée au néodyme," thèse de doctorat, Université de Rennes I (1994).
- [30] H. C. Lefèvre, "Single-mode fractionnal wave devices and polarization controllers," *elect. Lett.* 16, 778-780 (1980).
- [31] M. Douay, T. Feng, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque and T. Georges, "Birefringence effect of optical fiber laser with intracore fiber Bragg grating," *Phot. Tech. Lett.* 4, 844-846 (1992).

- [32] T. Chartier, F. Sanchez, G. Stephan, P. Le Boudec, E. Delevaque, R. Leners and P. L. François, "Channeled spectrum of a fiber laser," *Opt. Lett.* 18, 355-357 (1993).
- [33] J. T. Lin, D. N. Payne, L. Reekie, L. Li and J. D. Minelly, "Single polarisation fibre lasers using an integral polariser," *Opt. Fibre Conf., China* (1989).
- [34] V. Ramaswamy, R. D. Standley, D. Sze and W. G. French, "Polarization effects in short length, single mode fibers," *Bell Syst. Tech. Journ.* 57, 635-651 (1978).
- [35] D. Marcuse, "Dielectric optical waveguides," Academic press, second edition (1991).
- [36] V. Ramaswamy, W. G. French, "Influence of noncircular core on the polarisation performance of single mode fibers," *Elect. Lett.* 14, 143-144 (1978).
- [37] S. E. Kanellopoulos, L. C. G. Valente, V. A. Handerek and A. J. Rogers, "Polarization properties of permanent and nonpermanent photorefractive gratings in Hi-Bi fibers," *Phot. Tech. Lett* 3, 45-47 (1991).
- [38] M. Parent, J. Bures, S. Lacroix et J. Lapierre, "Propriétés de polarisation des réflecteurs de Bragg induits par photosensibilité dans les fibres optiques monomodes," *App. Opt.* 24, 354-357 (1985).
- [39] F. Ouellette, D. Gagnon and M. Poirier, "Permanent photoinduced birefringence in a Ge-doped fiber," *App. Phys.* 58, 1813-1815 (1991).
- [40] S. Bardal, A. Kamal and P. St. Russell, "Photoinduced birefringence in optical fibers: a comparative study of low-birefringence and high-birefringence fibers," *Opt. Lett.* 17, 411-413 (1992).
- [41] D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay and J. F. Bayon, "Single polarization fiber lasers using Bragg gratings in Hi-Bi fibers," *Jour. of Light. Tech.* 13, 350-355 (1995).
- [42] P. Niay, P. Bernage, T. Taunay, M. Douay, E. Delevaque, S. Boj and B. Poumellec, "Polarization selectivity of gratings written in Hi-Bi fibres by the external method," *Photon. Tech. Lett.* 7, 391-394 (1994).
- [43] M. Poirier, S. Thibault, J. Lauzon and F. Ouellette, "Dynamic and orientational behavior of UV-induced luminescence bleaching in Ge-doped silica optical fiber," *Opt. Lett.* 18, 870-872 (1993).
- [44] J. Albert, B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, K. O. Hill, J. L. Brebner and G. Kajrys, "Dichroism in the absorption spectrum of photobleached ion-implanted silica," *Opt. Lett.* 18, 1126-1128 (1993).
- [45] A. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, P. J. Lemaire and S. G. Kesinski, "Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method," *Opt. Lett.* 19, 1260-1262 (1994).

- [46] A Legarrec, "Adequation d'un laser au pompage optique pour un magnétomètre à hélium 4," thèse de doctorat, Université de Grenoble I (1995).
- [47] M Saccoccio, "Contribution à l'étude des potentialités des composants actifs à fibre dopée pour applications aéronautiques et spatiales," thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (1995).
- [48] G. Martinelli, M. Douay, D. Pureur, P. Bernage, P. Niay, J. F. Henninot, C. Li, P. Carette, J. F. Bayon and S. Boj, "Design of a photowritten cavity neodymium-doped fiber laser tunable around an absorption molecular line," *App. Opt.* 34, 5338-5342 (1995).
- [49] R. A. Myers, N. Mukherjee and S. R. J. Brueck, "Large second-order nonlinearity in poled fused silica," *Opt. Lett.* 16, 1732-1734 (1991).
- [50] D. Pureur, A. C. Liu, M. J. F Digonnet and G. S. Kino, "Absolute measurement of the profile of the 2nd susceptibility coefficient in poled silica," soumis à *Opt. Lett.*
- [51] G. A. Ball and W. W. Morey, "Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser," *Opt. Lett.* 19, 1979-1981 (1994).
- [52] G. Meltz, W. W. Morey, S. J. Hewlett and J. D. Love, "Wavelength shifts in fiber Bragg gratings due to changes in the cladding properties," *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides*, Portland (U. S. A.), Technical digest 22, 225-228 (1995).
- [53] A. S. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *Jour. of Light. Tech.* 14, 58-65 (1996).

CONCLUSION

Comme il a été reporté dans le chapitre I de ce mémoire et dans de nombreux articles de revue, les mécanismes de la photosensibilité dans les fibres sont nombreux et complexes. Les dynamiques d'inscription et de destruction ne sont pas uniques et dépendent du type de photosensibilité impliqué, ainsi que de l'histoire thermo-mécanique du matériau. En fait, seule la prise en compte cumulée de plusieurs phénomènes physiques (densification, centres colorés, ...) permet d'expliquer la variation d'indice mesurée expérimentalement.

Dans le second chapitre de la thèse, nous avons adopté une technique originale d'investigation de la variation d'indice macroscopique photoinduite. La méthode d'analyse indirecte la plus classique consiste à inscrire un réseau dans une fibre pour étudier ensuite sa réponse spectrale. Nous avons opté pour une démarche plus originale puisque nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques de la lumière diffractée hors de la fibre, par le réseau. Ceci revient à considérer le couplage induit par la perturbation diélectrique, entre le mode fondamental guidé et le continuum de modes radiatifs. Cette étude expérimentale associée à une modélisation des phénomènes observés nous a donné accès à de nouveaux résultats concernant le phénomène de photosensibilité. En particulier, nous avons abouti aux résultats originaux suivant:

- ◆ L'étude du couplage vers les modes de gaine a montré que la répartition transverse de la variation d'indice était différente pour des réseaux de type I et des réseaux de type IIA.

- ◆ La variation d'indice négative à l'origine de la photosensibilité de type IIA est principalement localisée à l'interface coeur/gaine, selon une distribution géométrique compliquée. La forme, obtenue théoriquement, des éléments diffractants indique l'existence d'un processus fortement non linéaire

tel qu'une fracture ou une microfusion. Par contre la variation d'indice de type I est uniforme dans le plan de section transverse du coeur de la fibre.

◆ La distribution azimutale de l'indice démontre également une biréfringence induite par UV, plus importante dans les réseaux de type IIA. Il devient dès lors nécessaire de tenir compte des composantes radiale et azimutale des variations d'indice photoinduites lors de croissances ou de destructions thermiques de réseaux.

◆ D'un point de vue appliqué, nous avons essayé de tirer parti des propriétés de la diffraction cohérente. Nous avons ainsi démontré les potentialités d'utilisation d'un réseau de Bragg comme spectromètre intégré dans la fibre. La résolution spectrale du dispositif est de l'ordre de 0.1 nm.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés à la réalisation d'un laser à fibre à cavité photoinscrite en vue de la conception d'un dispositif capteur. L'inadéquation entre les rendements théoriques et expérimentaux de ces lasers nous a amené à considérer l'hypothèse d'agrégats et à retenir une fibre codopée avec de l'aluminium. De même, la sensibilité spectrale du laser aux perturbations extérieures (mécaniques, thermiques, ...), mises en évidence par de nombreux auteurs, a orienté notre choix vers une fibre à maintien de polarisation. En tenant compte de ces paramètres, nous avons obtenu les résultats suivant:

◆ Grâce à un codopage du milieu amplificateur avec de l'aluminium, nous avons mesuré le meilleur rendement (70%) jamais obtenu dans un laser à fibre dopé au néodyme.

◆ Nous avons mesuré l'évolution, au cours de l'irradiation, de la biréfringence locale photoinduite dans la fibre à maintien de polarisation. Nous avons également exploré la sensibilité de la réponse spectrale du réseau de Bragg suivant l'état de polarisation de l'onde guidée.

◆ Nous reportons la première réalisation d'un laser intégralement fibré émettant un rayonnement multimode linéairement polarisé. Ce résultat a été obtenu en combinant l'anisotropie de gain du milieu amplificateur avec le dichroïsme des réseaux fermant la cavité.

L'équipe photonique du L. D. M. P. poursuit actuellement des études pour créer une susceptibilité d'ordre deux permanente, obtenue par l'action simultanée d'un champ statique et d'un chauffage de la fibre. Cette nouvelle technologie permettrait alors de modifier, grâce à l'action d'un champ électrique, la longueur d'onde de Bragg des réseaux. Il deviendrait ainsi possible de réaliser de nouveaux composants tout fibre actifs tels que par exemple un laser à impulsions courtes, totalement intégré dans le coeur de la fibre.

ANNEXE A

Dans le modèle du chapitre II paragraphe D section V, nous avons négligé la composante longitudinale du champ E_{0z} . Les résultats étaient donc valables dans l'hypothèse d'un champ électrique purement transverse (approximation LP). Celle-ci est justifiée car avec les caractéristiques optogéométriques de la fibre utilisée, la valeur du rapport (κ/β_0) est de 0.13. Dans cette annexe, nous donnons l'expression générale de la norme du vecteur de Poynting de l'onde diffractée en considérant toutes les composantes du champ électrique de l'onde guidée.

$$\begin{aligned} \vec{S} = & \left[\left| \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi) + b_n \sin(n\varphi)] (i)^n 2\pi J_n(\sigma a) J_0(\kappa a) \cos(\varphi + \varphi_0) \cos(\theta) - \frac{i \kappa}{2 \beta_0} \right. \right. \\ & J_1(\kappa a) \times \sin(\theta) \times \left. \left\{ \sum_{n=0}^N [a_n \cos((n+1)\varphi + \varphi_0) + b_n \sin((n+1)\varphi + \varphi_0)] (i)^{n+1} 2\pi J_{n+1}(\sigma a) \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_{n=0}^N [a_n \cos((n-1)\varphi - \varphi_0) + b_n \sin((n-1)\varphi - \varphi_0)] (i)^{n-1} 2\pi J_{n-1}(\sigma a) \right\} \right]^2 \\ & \left. + \left| \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\varphi) + b_n \sin(n\varphi)] (i)^n 2\pi J_n(\sigma a) J_0(\kappa a) \sin(\varphi + \varphi_0) \right|^2 \right] \\ & \times 2 n_2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{L \pi n_1 \delta n_0 A}{2 R \lambda^2} \right)^2 \vec{R} \end{aligned}$$

Les grandeurs physiques sont toutes définies dans le corps de la thèse. Cette expression est particulièrement lourde et ne modifie pourtant que très peu les résultats présentés antérieurement. A titre indicatif, nous reprenons sur la figure A-1 l'évolution de la norme du vecteur de Poynting en tenant compte ou non de l'approximation LP (champ purement transverse). Pour tracer cette courbe, les paramètres utilisés sont identiques à ceux de la figure II-34. Etant

donnée que l'angle d'émergence θ est ici de 144° , la composante E_{0z} modifie faiblement la répartition azimutale de la puissance diffractée. Par contre, cela n'est plus vrai dès que θ devient très proche de 90° , car dans ce cas, seule E_{0z} est susceptible de diffracter de l'énergie hors du cœur de la fibre.

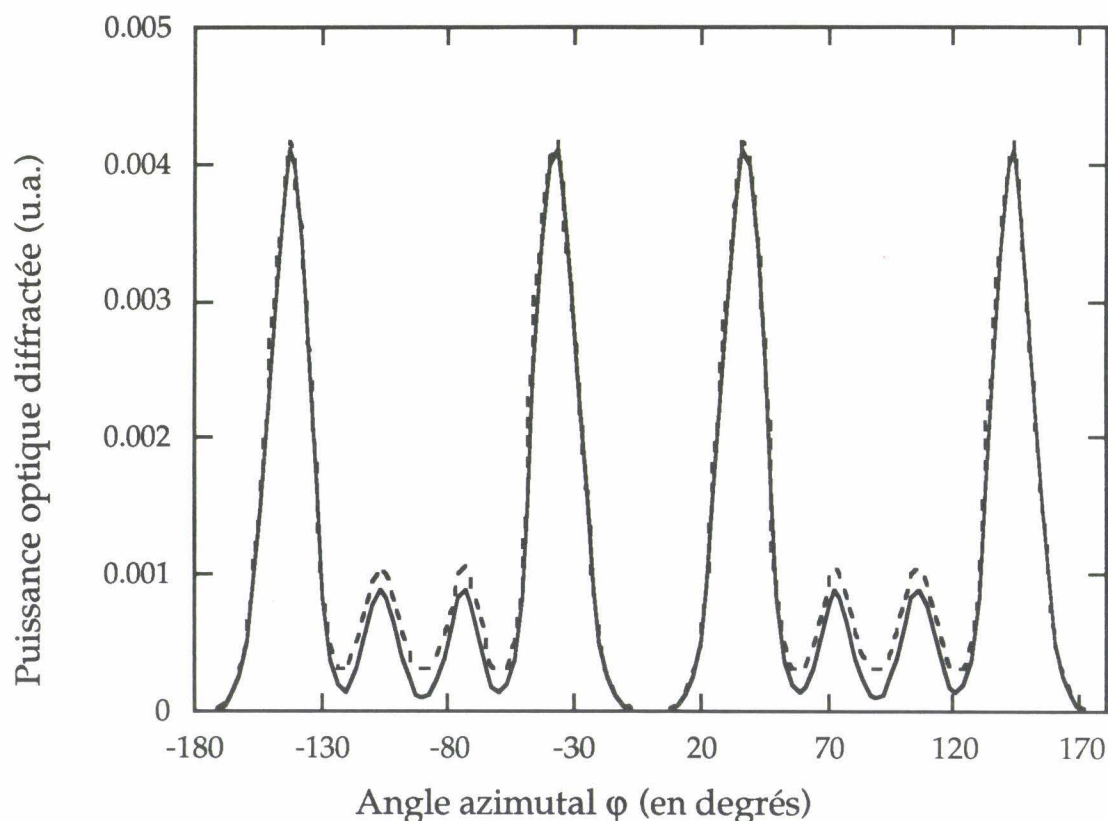


Figure A-1: Répartition théorique de la puissance diffractée depuis un réseau de type IIA ($\lambda_B = 900 \text{ nm}$, $\lambda_s = 700 \text{ nm}$, $\varphi_1 = 160^\circ$, $\varphi_0 = 25^\circ$). La courbe en trait plein correspond à l'approximation LP et la courbe en pointillée tient compte de la composante E_{0z} de l'onde guidée.

ANNEXE B

Liste des publications

Articles publiés ou en cours de publication:

- [1] D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, S. Boj, J.F. Bayon and H. Poignant, "Design of a grating-based fiber lasers: power and Spectral behaviors," Jour. de Phys. III 5, 237-249 (1995).
- [2] G. Martinelli, M. Douay, D. Pureur, P. Bernage, P. Niay, J.F. Henninot, C. Li, P. Carette, J. F. Bayon and S. Boj, "Design of a photowritten cavity Neodymium-doped fiber laser tunable around an absorption molecular line," Appl. Optics 34 (24), 5338-5342 (1995).
- [3] D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay and J.F. Bayon, "Single polarization fiber lasers using Bragg gratings in Hi-Bi fibers," Jour. of Light. Tech. 13 (3), 350-355 (1995).
- [4] S. Boj, F. Alard, J.Y. Allain, H. Poignant, E. Delevaque, M. Saccoccio, Y. Aubry, D. Pureur and M. Douay, "Rare earth doped fluoride fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors," Jour. de Phys. III 5, 225-236 (1995).
- [5] D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and M. Monerie, "Optical power transversely scattered from fiber Bragg gratings: Far-field measurements and Modeling," Jour. of the Opt. Soc. Of America A 14 (2), 417 (1997).

[6] T. Taunay, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, W. X. Xie, D. Pureur, P. Cordier, J. F. Bayon, H. Poignant, E. Delevaque and B. Poumellec. "Bragg grating inscription within strained monomode high NA germania doped fibres," Appl. Opt. (1997)

[7] D. Pureur, A. C. Liu, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, "Absolute measurement of the profile of the second order nonlinear coefficient in poled silica," soumis à Opt. Lett. (1997).

[8] A. C. Liu, D. Pureur, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, E. J. Knystautas, "Improved silica nonlinearity by higher temperature and voltage thermal poling," soumis à Opt. Lett. (1997).

Articles en préparation:

[1] D. Pureur, G. Martinelli, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, A. Dacosta, J. F. Henninot and C. Mathieu, "Transverse scattering from Bragg gratings photowritten in optical fibers: Improvement and applications," en cours de rédaction (1998).

[2] D. Pureur, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and E. Delevaque, "Chemical etching of type I and Type IIA fiber phase gratings," en cours de rédaction (1998).

Conférences:

[1] A. Le Garrec, J. M. Leger, D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, "A tunable fiber laser for application to Helium optically pumped magnetometers," Laser M2P, Lyon (France), Dec. 1993.

[2] D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, J.F. Bayon and M. Monerie, "Realisation de lasers a fibre a cavite photoinscrite dans une fibre a forte birefringence de façon a obtenir une emission polarisee rectilignement," Journées Nationales de l'Optique guidée, Besançon (France), Oct. 1994.

- [3] E. Delevaque, S. Boj, J. Le Mellot, D. Pureur and G. Martinelli, "Etude de cavites laser emettant un rayonnement monofrequence dans la bande 1.55 mm," Journees Nationales de l'Optique Guidee, Besançon (France), Oct. 1994.
- [4] M. Douay, D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage and P. Niay, "Transverse scattering from Bragg gratings", Invited conference on Symposium on novel optical effects in glasses", Grasmere (United Kingdom), March 1995.
- [5] D. Pureur, P. Bernage, G. Martinelli, P. Niay, M. Douay, J. F. Bayon and E. Delevaque, "Etude et applications de la diffusion transverse de reseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques germanosilicates," Journees Nationales de l'Optique Guidee, Palaiseau (France), Nov. 1995.
- [6] D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, M. Douay and E. Delevaque, "Characterization of the light scattered from type IIA phase gratings," Proceedings of the SPIE, vol. 2841, Denver (U.S.A.), p 121, Aug. 1996.
- [7] M. Douay, W. X. Xie, P. Bernage, D. Pureur, P. Niay, B. Poumellec and L. Dong, "Annealing of gratings photowritten in Tin-codoped germanosilicate preform plates and fibers," Proceedings of the SPIE, vol. 2998, San Jose (U.S.A.), p 82, Feb. 1997.
- [8] D. Pureur, A. C. Liu, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, "Absolute prism assisted measurements of the nonlinear profile in thermally poled silica," O.S.A. conference, Williamsburg (U.S.A.), Oct. 1997.
- [9] A. C. Liu, D. Pureur, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, E. J. Knystautas, "Improving the nonlinearity of silica by poling at higher temperature and voltage," O.S.A. conference, Williamsburg (U.S.A.), Oct. 1997.

Brevet:

- [1] J. F. Bayon, P. Niay, P. Bernage, M. Douay and D. Pureur, "Laser a fibre a emission polarisee lineairement," C.N.E.T. patent number 9406215, France Telecom.

"Optical power transversely scattered from fiber Bragg gratings: far-field measurements and modeling"

Journal of the Optical Society of America
14, pp 417-424 (1997).

Optical power transversely scattered from fiber Bragg gratings: far-field measurements and modeling

D. Pureur, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, and M. Douay

Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, Centre d'Etudes et de Recherches Lasers et Applications, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

M. Monerie

France Télécom, Centre National d'Etudes en Télécommunication, Laboratoire de Lannion, Réseau Intégré Optique, Traitement du Signal Optique, Technopole Anticipa, 22301 Lannion Cedex, France

Received February 16, 1996; revised manuscript received August 8, 1996; accepted August 12, 1996

Far-field properties of the optical power scattered from type IIA Bragg gratings photowritten within high-N.A. germanosilicate fibers have been studied under various experimental conditions. Experiments were carried out in order to measure the angular distribution of the diffracted beam intensity. The optical power detected in the far field was shown to be scattered around a cone centered on the fiber axis. The azimuthal distribution of scattered optical power was nonuniform. A theoretical model, which takes into account the LP₀₁-mode coupling to radiation modes for wavelengths well below the Bragg wavelength, properly fits the features of the observed pattern. This theoretical model assumes the existence of a nonuniform UV-induced refractive index change across a plane perpendicular to the fiber axis. © 1997 Optical Society of America [S0740-3232(97)00902-2]

Key words: Bragg grating, scattering, photosensitivity.

1. INTRODUCTION

Since the discovery of photosensitivity in germanosilicate fibers,¹ the phenomenon has received considerable attention, as it can be used to write fiber intracore Bragg gratings.² These components are involved in numerous fields including optical communication, fiber lasers, and fiber sensors.³ Bragg reflectors are currently photowritten by side exposure of the fiber to an UV beam interference pattern. This transversely periodic illumination induces a periodic change in the refractive index of the core. In turn, under resonance conditions, this periodic change leads to power coupling between the counterpropagating modes of a monomode fiber. Furthermore, the coupling effect to the radiation modes can also prove to be efficient. Thus optical power can be coupled from the guided mode to the radiation modes that diffract out of the fiber core from the side through the cladding. The radiation-mode coupling effect produced by gratings written under various experimental conditions has previously been reported in Refs. 4–10.

In all these experiments the coupling to the radiation modes was observed as a loss mechanism at wavelengths slightly smaller than the Bragg wavelength. Indeed, the scattered optical power is not transmitted through the fiber nor reflected back by the grating and thus is missing in the balance between the launched optical power and the transmitted and reflected optical powers. Thus the sensitivity of the method of detection of the coupling to radiation modes is limited by fluctuations in the optical power launched into the fiber. Only recent papers have reported a direct external detection of the scattered light

and a measurement of the azimuthal power distribution at wavelengths below the Bragg wavelength.^{11,12} The coupling to the radiation modes, for strong in-core type I gratings and for wavelengths just below λ_B , has been modeled by Mizrahi and Sipe.⁵ The aim of the present paper is to report results of experiments performed to determine the properties of the transverse scattering from type IIA gratings. All the characteristics of these type IIA gratings and more particularly the nonmonotonic evolution of their transmission, at the Bragg wavelength, in the course of the photoinscription process are discussed in Ref. 9. As reported in Ref. 9, it is noteworthy that type IIA gratings written within some fibers produced strong coupling to the cladding modes, whereas, within other fibers, type IIA grating coupling to cladding modes was quite low.

In this paper we consider radiation-mode coupling for launched wavelengths well below the Bragg wavelength. These radiations leave the fiber side along directions far from the fiber axis and thus can easily be detected from the black background. Radiation-mode coupling, for launched wavelengths well below the Bragg wavelength, is then modeled under the free-space (FS) approximation. Furthermore, the shape of the scattered pattern is attributed to a nonuniform variation of the UV-induced index change across a plane perpendicular to the fiber axis.

2. EXPERIMENTAL METHODOLOGY AND RESULTS

A. Bragg Grating Inscription

The method for producing the Bragg gratings was an external writing technique that used a Lloyd's-mirror-type

interferometer and a 244-nm pulsed laser to realize the UV fringe pattern. Further information about the methods used for writing the gratings and for monitoring their formation are related in detail in Ref. 9. We estimate that the UV fringe planes were set perpendicular to the fiber axis to within 10^{-3} rad.

The fiber used in the present experiments is a GeO₂-doped silica fiber manufactured by the Centre National d'Etudes en Télécommunication in Lannion. It has the following specifications: 1.8- μm core diameter, 680-nm LP₁₁ cutoff wavelength, and codoped with approximately 500 ppm of Pr³⁺ and 17.5 mol. of Ge. This fiber is denoted by A in Table 1 of Ref. 13.

Here, we study the scattering properties of a type IIA grating at wavelengths well below the Bragg wavelength. The 4-mm-long grating was written, with the use of a pulsed laser, at a Bragg wavelength of 900 nm by exposure to a cumulated fluence of 6.15 kJ/cm². The peak reflectivity R of the grating was 90%. Other type IIA gratings were written in the same fiber by exposure to 244-nm cw light. Their scattering properties were similar to those reported in this paper from the grating written with the use of pulsed light

B. Angular Distribution of the Optical Power Scattered in the Far Field

The experimental setup used to measure the angular distribution of the optical power scattered in the far field is shown in Fig. 1. The beam from a cw tunable visible dye laser was launched into the core of the fiber, in which a grating had been photowritten.

As appears from a visual inspection, the directions of the output beams lie on cones around the fiber z axis. This observation has previously been reported in Refs. 11 and 12. The half apex angle of a cone around the z axis is denoted by θ (Fig. 1). θ was greater or lower than $\pi/2$ depending on the wavelength λ_S of the light launched into the fiber. The fiber end reflection was reduced by setting the output end of the fiber in an index-matching oil.

1. Far-Field Measurements of the Scattered Optical Power Azimuthal Distribution

The far-field distribution of the scattered optical power was measured with the experimental setup described in Fig. 1. A lens denoted by L_2 in Fig. 1 (focal length $F = 20$ cm) was placed at the distance F from the middle of the grating. The clear aperture of L_2 was high enough to collect the optical power scattered by the grating. A thin transparent paper-tracing screen was set at the distance F from the L_2 lens to materialize the Fourier plane of L_2 .¹⁴ The shape pattern formed by L_2 in the plane of the screen was circular. The diameter of this ring depended on the wavelength λ_S of the dye laser. A lens denoted by L_3 in Fig. 1 imaged the screen onto a CCD camera with 0.1 magnification [5-mm \times 5-mm CCD camera from an Exitech (Oxford, UK) beam profiler (Prof 256)].

Figure 2 displays a record of the sharp ring corresponding to the spot imaged onto the CCD matrix, whereas Fig. 3 shows a three-dimensional representation of the azi-

muthal distribution of the scattered optical power. These figures were recorded for a launched light at a wavelength $\lambda_S = 673$ nm and for an escaping angle $\theta = 135.6^\circ$. They exhibit six maxima of intensity. To ensure that these intensity maxima were not due to a reflection of some scattered optical power at the air-cladding interface, the part of the fiber where the grating was written was set into an index-matching oil. The experimental arrangement was similar to that shown in Fig. 4 except for the fluorydric acid (HF) solution, which was replaced by an index-matching oil. Observations of the azimuthal intensity distribution performed with this precaution depict no significant difference from those shown in Figs. 2 and 3. The short-period fringe pattern that appears within the power distribution shown in Fig. 3 comes from an artifact that is due to the numerical treatment of the three-dimensional picture. Indeed, this short-period fringe pattern is not displayed in the two-dimensional picture.

Afterward, experiments were carried out to determine the influence of the state of polarization of the guided mode on the optical power scattered in the far field. The polarization state of the LP₀₁ guided mode was made to vary at the grating place by rotating an in-line polarization controller. Neither the shape nor the diameter of the ring was observed to change in the Fourier plane of the lens L_2 under these actions. Moreover, the position

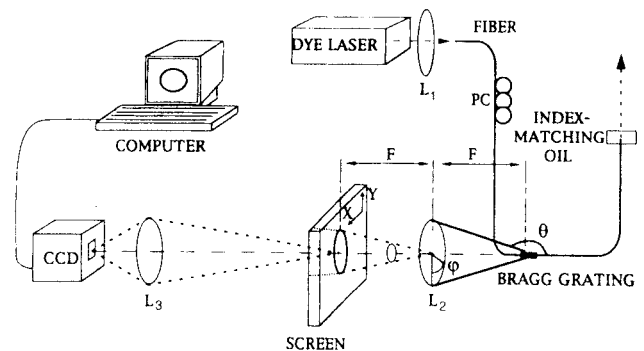


Fig. 1. Experimental setup used for the measurement of the optical power scattered in the Fourier plane. PC: polarization controller; L_1 , L_2 , and L_3 : lenses; CCD: camera CCD; F : focal length of L_2 .

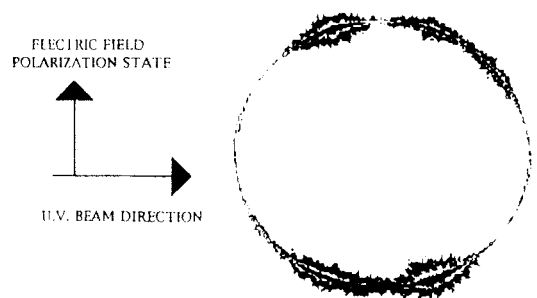


Fig. 2. Two-dimensional scattered optical power distribution in the Fourier plane of L_2 imaged on the CCD camera: $\lambda_B = 900$ nm, $\lambda_S = 673$ nm. The UV beam direction and the electric-field polarization state used to produce this angular power distribution are displayed at left.

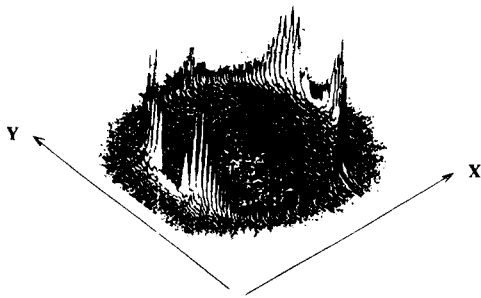


Fig. 3. Three-dimensional scattered optical power distribution in the Fourier plane of L_2 imaged on the 5-mm \times 5-mm CCD camera: $\lambda_B = 900$ nm, $\lambda_S = 673$ nm.

around the ring of the scattered power by the azimuthal angle ϕ) are sensitive to changes in the wavelength of the launched light. For instance, when the wavelength increases from 630 nm to 700 nm, the angular separation $\Delta\phi$ between the two main maxima increases by 5° . Changes in the fringe pattern visibility were also observed during this wavelength scan.

Moreover, rotating the fiber around the z axis changed the azimuthal positions of maxima. As the fiber was slowly rotated around the z axis, the evolution of the positions of the optical power maxima could be detected by the CCD matrix. It was observed that the maxima rotated on the ring by an angle of rotation that matched the rotation of the fiber. For example, a rotation of the fiber by 90° induced a 90° rotation of the positions of the maxima around the z axis. In contrast, the diameter of the ring did not change significantly. We also observed that the positions of the intensity maxima are symmetrical in relation to the direction of the UV linearly polarized state.

Other experiments that will be presented in a forthcoming paper have shown that the features of the above-mentioned observations are characteristic of type IIA gratings. Indeed, type I gratings with $R = 90\%$ were written in the same fiber and were inspected through the same experimental procedure as that in Fig. 1. The optical power scattered from these type I gratings was 2 orders of magnitude lower than that scattered by $R = 90\%$ type IIA gratings. Visual inspections of the scattered light showed that the distribution of optical power around the far-field ring was uniform.

2. Evolution of the Scattered Power Angular Distribution during an Etching Process

Further experiments were carried out to localize, within the fiber cross section, the imperfections that could be responsible for the nonisotropic azimuthal distribution of the scattered power.

Following the procedure described in Ref. 17, the part of the fiber where the Bragg grating was photowritten was set in an etching solution. This solution contains different components and, more particularly, 10% HF. This relatively high concentration of HF ensures that this solution will etch the cladding and the core of the fiber at the same rate. A He-Ne ($\lambda_S = 632.8$ nm) laser beam was launched into the fiber core at one fiber end with the use of a microscope objective. The transmitted power was measured at the other fiber end by means of a power meter (Fig. 4). The optical power variations as the etching moved toward the core provided calibration of the depth of etching.

Simultaneously to this etching process, the power scattered at an angle $\theta = 126^\circ$ ($\lambda_B = 900$ nm), in the air, from the grating was observed on a paper-tracing screen (see Fig. 4). This allowed us to inspect the evolution of the azimuthal scattered power distribution during the etching process.

During the etch of the cladding no significant variations in the transmitted power or in the azimuthal scattered power distribution could be detected. As the depth of the etching was such that it reached the core-cladding interface at the grating place, the azimuthal scattered

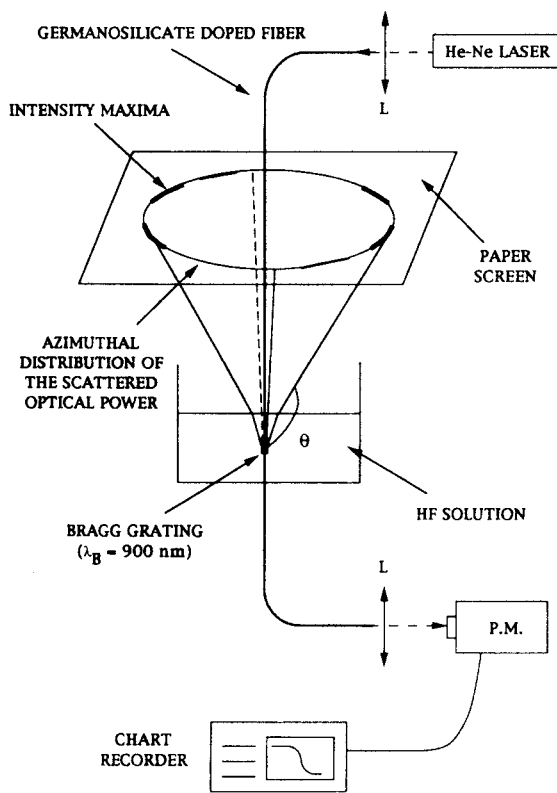


Fig. 4. Experimental setup used for visualizing the evolution of the scattered optical power azimuthal distribution in the course of the etching process: P.M., power meter.

of the intensity maxima did not significantly rotate around the ring as the state of polarization was made to vary. This indicates that the positions of the maxima are not sensitive to the polarization state of the guided mode. In contrast, changes in the relative intensity of the maxima as high as 50% could be induced by changes in the state of polarization.

The influence of a wavelength variation of the light launched into the fiber was also examined by looking at the change in the angular radius θ of the ring in the Fourier plane. θ was observed to increase as the wavelength was scanned from 570 nm to 790 nm. This evolution is in good agreement with the model reported in Refs. 15 and 16. One can also notice that the intensity of these maxima, their numbers, and their positions (marked out

power became isotropic. The change in depth of etching needed to change the azimuthal scattered power distribution from anisotropic to isotropic was calculated to be less than 100 nm. This calculus was performed under the assumption that the rate of etching is not modified at the core-cladding interface. During this experiment no obvious change in the diameter of the ring could be detected. Moreover, at the time of the etching of the core, an increase in the scattered power was detected. This could be attributed to a corrugation in the core, resulting from the UV exposure, which was revealed by the etching.¹⁷

3. MODEL, THEORETICAL RESULTS, AND DISCUSSION

The far-field distribution of the scattered optical power is strongly nonisotropic, as was revealed by the presence of six maxima of intensity in Figs. 2 and 3. To account adequately for our observations, we now present a model allowing for the properties of the optical power scattered in the far field by the grating.

To this end, we first consider that only the HE₁₁ guided mode, polarized along the x direction, propagates along the z direction of the fiber:

$$\mathbf{E}_0 = (E_{0x}\mathbf{X} + E_{0z}\mathbf{Z})\exp(-i\beta_0 z'),$$

$$E_{0x} = AJ_0(\kappa r'), \quad E_{0z} = \frac{i\kappa A}{\beta_0} J_1(\kappa r') \cos \phi', \quad (1)$$

where $\kappa = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta_0^2}$ and $k = 2\pi/\lambda$. J_0 and J_1 are the Bessel functions of zero and first order, respectively, n_1 is the refractive index of the core, λ is the vacuum wavelength, and β_0 is the propagation constant of the guided mode. A , the amplitude of the mode, is related to the power carried by the mode.¹⁸ In relations (1) (r' , ϕ' , z') are the cylindrical coordinates relative to a point within the fiber (see Fig. 5).

The Bragg grating couples the guided mode to the radiation modes and causes transfer of power from the core of the fiber to the cladding. Radiation problems in fibers with imperfections can be treated in many ways, as reviewed in Ref. 19. As shown by Marcuse,²⁰ the well-known volume current method developed in Ref. 19 suits well when large θ angles are involved. Consequently, we chose to use this method, in which the radiation problem is limited to the determination of a vector potential \mathbf{A}_S that is driven by a source current density \mathbf{J} :

$$\mathbf{J} = i\omega\epsilon_0(n^2 - n_1^2)\mathbf{E}_0, \quad (2)$$

where $n(r', \phi', z')$ and $n_1(r', \phi', z')$ are the refractive index in a region perturbed and not perturbed, respectively, by UV irradiation. The definition of \mathbf{J} has been established through the assumption that $(n^2 - n_1^2) \ll n_1^2$. Under this last condition the guided field of the perturbed fiber is identical to that in the unperturbed fiber. The vector potential \mathbf{A}_S of the scattered light, at an observation point (marked by \mathbf{R}), can then be expressed by the relation

$$\mathbf{A}_S(\mathbf{R}) = \mu_0 \int_{v'} \mathbf{J}(\mathbf{R}')G(\mathbf{R}, \mathbf{R}')dv', \quad (3)$$

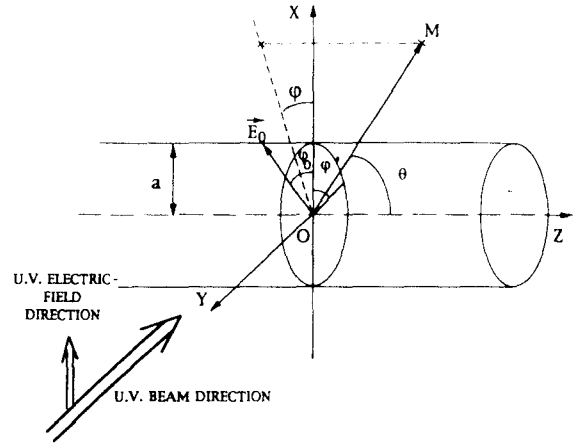


Fig. 5. Notation used for describing the far field at a point M that is due to a current density \mathbf{J} inside the fiber core. Variables with and without primes are, respectively, relative to the cylindrical-coordinate system linked to the fiber and to the spherical-coordinate system linked to the observation point.

where v' is the volume occupied by current sources, \mathbf{R} and \mathbf{R}' are the position vectors at the observation and at the source points, and $G(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ is the Green's-function solution of Equation [34-16] in Ref. 19.

To calculate this Green's function, we now refer to the free-space (FS) approximation.^{19,20} This approximation is valid only for weakly guiding fibers $\{(n_1/n_2) - 1\} \ll 1$ and for nonparaxial scattering. Under this approximation the weakly guiding fiber is replaced by a uniform medium of refractive index n_2 (cladding refractive index), and the distinction between core and cladding vanishes.¹⁹ Nevertheless, we call n_1 the refractive index of the core for the sake of clarification. Thus the Green's function is well known to be

$$G(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{\exp(-ikn_2|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|)}{4\pi|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|}. \quad (4)$$

The far-field approximation ($|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{R}'|$) leads to the following expression for \mathbf{A}_S :

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_S(\mathbf{R}) = & \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} \int_0^a (n^2 - n_1^2)\mathbf{E}_0(r', \phi', z') \\ & \times \exp[ikn_2 r' \sin \theta \cos(\phi - \phi')] \\ & \times \frac{i\omega \exp(-in_2 k R)}{4\pi R c^2} \\ & \times \exp(ikz' n_2 \cos \theta) r' dr' d\phi' dz', \end{aligned} \quad (5)$$

where variables with a prime and without a prime are relative to the fiber and to the observation point, respectively. L is the grating length, and a is the fiber core radius.

The UV fringe pattern modifies periodically the refractive index of the fiber core. The refractive index can then be expanded in a Fourier series. Taking the first term of the series expansion, one obtains the following expression for the variation of the refractive index along the fiber core:

$$n(r', \phi', z') = n_1 + \delta n(r', \phi') \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z'\right) \right], \quad (6)$$

where Λ is the grating period, n_1 is assumed to be constant in the transverse direction of the fiber, and $\delta n(r', \phi')$ is the induced refractive index change responsible for our observations

Neglecting second-order terms in relation (6) allows us to write

$$n^2(r', \phi', z') - n_1^2 = 2n_1 \delta n(r', \phi') \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z'\right) \right]. \quad (7)$$

At this stage we can further assume that (1) the radial dependence of the refractive index change can be described by a Dirac delta function in $r' = a$ and (2) the azimuthal dependence of the refractive index change, periodic in ϕ' (period 2π), can be expanded in a Fourier series, the parameter of the series expansion being adjusted later to fit the experimental results properly. The smallness of the change in the depth of etching at the core-cladding interface, needed to change the anisotropic azimuthal scattered power to an isotropic one, supports hypothesis (1).

We then model the UV-induced refractive index change across the transverse section of the fiber as

$$\delta n(r', \phi') = \delta n_0 \frac{\delta(r' - a)}{a} \left[\sum_{n=0}^N a_n \cos(n\phi') + b_n \sin(n\phi') \right] + \delta n'_0, \quad (8)$$

where the constants δn_0 and $\delta n'_0$ are responsible for the anisotropic and the isotropic part, respectively, of the far-field distribution of the azimuthal optical power.

We now write an expression for the FS Poynting vector in spherical coordinates in order to evaluate further the polar and azimuthal dependence of the scattered optical power:

$$\mathbf{S}_{\text{FS}} = \frac{k^2 n_2 c}{2\mu_0} (|A_{s\theta}|^2 + |A_{s\phi}|^2) \mathbf{R}. \quad (9)$$

For the sake of clarification, we first neglect the z component of the guided field, E_{0z} , in the expression for \mathbf{S}_{FS} . The validity of this approximation lies in the fact that $n_1/n_2 = 1.015$ and $\kappa/\beta_0 = 0.13$ at $\lambda_S = 673 \text{ nm}$.²⁰ Nevertheless, calculations of the scattered power distribution have been performed when considering the x and z components of the guided field. These calculations revealed that the existence of the z component does not significantly change results and discussions at the studied wavelengths.

If we take into account these simplifications, the Poynting vector responsible for the anisotropic part of the scattered power is given by

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{FS}} = & \left\{ \frac{\sin\left[(\beta - \beta_0 + \Omega) \frac{L}{2}\right]}{\beta - \beta_0 + \Omega} + \frac{\sin\left[(\beta - \beta_0 - \Omega) \frac{L}{2}\right]}{\beta - \beta_0 - \Omega} \right. \\ & \left. + 2 \frac{\sin\left[(\beta - \beta_0) \frac{L}{2}\right]}{\beta - \beta_0} \right\}^2 \left(\frac{\pi n_1 \delta n_0 A}{R \lambda^2} \right)^2 \\ & \times [\cos^2(\phi + \phi_0) \cos^2 \theta + \sin^2(\phi + \phi_0)] \\ & \times J_0^2(\kappa a) 2n_2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left| \int_0^{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\phi') \right. \right. \\ & \left. \left. + b_n \sin(n\phi')] \right\} \exp[i\rho a \cos(\phi - \phi')] d\phi' \right|^2 \mathbf{R}, \end{aligned} \quad (10)$$

where $\Omega = 2\pi/\Lambda$, $\beta = kn_2 \cos \theta$, and $\rho = kn_2 \sin \theta$. β is the propagation constant of the radiated modes, and ϕ_0 depicts the angle between \mathbf{E}_0 and a fixed direction relative to the grating in a plane perpendicular to the fiber axis. The expression on the right-hand side of this equation is made up of three terms and comes from the refractive index modulation along the grating wave vector. This expression has a significant value only if the following phase-matching conditions are satisfied:

$$\beta - \beta_0 = 0, +\Omega, -\Omega. \quad (11)$$

The solutions $\beta - \beta_0 = 0$ and $\beta - \beta_0 = +\Omega$ have no physical meaning, since they correspond to $n_2 \cos \theta \geq n_{\text{eff}}$, which is nonconsistent with our hypothesis. The solution $\beta - \beta_0 = -\Omega$ corresponds to the light scattered by the grating in the direction θ .

So we have to write \mathbf{S}_{FS} in the following form:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{FS}} = & \frac{\sin^2\left[(\beta - \beta_0 + \Omega) \frac{L}{2}\right]}{(\beta - \beta_0 + \Omega)^2} \left(\frac{\pi n_1 \delta n_0 A}{R \lambda^2} \right)^2 \\ & \times 2n_2 [\cos^2(\phi + \phi_0) \cos^2 \theta + \sin^2(\phi + \phi_0)] \\ & \times J_0^2(\kappa a) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left| \int_0^{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\phi') \right. \right. \\ & \left. \left. + b_n \sin(n\phi')] \right\} \exp[i\rho a \cos(\phi - \phi')] d\phi' \right|^2 \mathbf{R}. \end{aligned} \quad (12)$$

If θ_2 denotes the value of θ in the cladding that satisfies relations (11) and (12), then

$$\cos \theta_2 = \frac{1}{n_2} \left(-\frac{\lambda}{\Lambda} + n_{\text{eff}} \right). \quad (13)$$

This equation represents the well-known result according to which the optical power scattered from a sinusoidal distribution of current sources along the fiber axis propagates predominantly at an angle θ_2 by reference to the fiber axis.

In our experimental case the length L of the grating is much larger than the vacuum wavelength of light λ . The expression on the right-hand side of Eq. (12) is thus very small unless the argument of the function of the form $(\sin x)/x$ vanishes.¹⁸ As the function $(\sin x)/x$ has its maximum value at $x = 0$, the integral in relation (12) can be expressed in the analytical form

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{FS}} = & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{\pi n_1 \delta n_0 A}{R \lambda^2} \right)^2 2n_2 [\cos^2(\phi + \phi_0) \cos^2 \theta \\ & + \sin^2(\phi + \phi_0)] J_0^2(\kappa a) \left| \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\phi) \right. \\ & \left. + b_n \sin(n\phi)] i^n 2\pi J_n(\rho a) \right|^2 \mathbf{R}. \end{aligned} \quad (14)$$

This equation is valid provided that the FS approximation is satisfied. To take into account adequately the perturbation caused by the fiber core, we now express the magnitude of the Poynting vector \mathbf{S} as a function of \mathbf{S}_{FS} , the corresponding FS Poynting vector²¹:

$$\mathbf{S} = |C_F(\theta)C_S(\theta)|^2 \mathbf{S}_{\text{FS}}. \quad (15)$$

The correction factor is a product of two terms, namely, $C_F(\theta)$ and $C_S(\theta)$, each of which plays a distinct role in describing how optical power scattered in the presence of the fiber differs from that in FS. $C_F(\theta)$ describes the guiding effect of the fiber and differs significantly from unity only for small observation angles θ . This correction is here neglected because our experiments always involved large angles ranging from 50° to 130° . $C_S(\theta)$ characterizes the presence of the core, which, as its refractive index is different from that of the cladding, slightly modifies the value of the propagation constant β , causing a slight change in the direction of radiation.^{20,21} This shift occurs at all observation angles θ . Multiplying \mathbf{S}_{FS} by $|C_S(\theta)|^2$ is equivalent to modifying the value of ρ . According to Ref. 20, the correction relative to this perturbation can be made by replacing ρ in the FS expression (14) with σ (Refs. 20 and 21):

$$\sigma = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)k^2 + \rho^2}. \quad (16)$$

ϕ_0 represents the angle between a fixed direction relative to the grating and the direction of the linear polarization state of the guided field. So, when ϕ_0 is made to vary from 0 to $\pi/2$, the guided field polarization state remains linear but rotates by 90° .

The Poynting vector can finally be expressed as follows:

$$\begin{aligned} \mathbf{S} = & \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{\pi n_1 \delta n_0 A}{R \lambda^2} \right)^2 2n_2 [\cos^2(\phi + \phi_0) \cos^2 \theta \\ & + \sin^2(\phi + \phi_0)] J_0^2(\kappa a) \left| \sum_{n=0}^N [a_n \cos(n\phi) \right. \\ & \left. + b_n \sin(n\phi)] i^n 2\pi J_n(\sigma a) \right|^2 \mathbf{R}. \end{aligned} \quad (17)$$

It remains now to define a function $\delta n(\phi')$ that correctly reproduces our experimental data. In order to do this,

we tested several different shapes for the function $\delta n(\phi')$. A Gaussian shape was not able to reproduce the experimental data. Indeed, the number of intensity maxima and the fringe visibility did not match the experimental far-field pattern. A step function close to the shape depicted in Fig. 6 gave a theoretical pattern similar to that in Fig. 3. Trapezoidal functions were also in good agreement with the experimental results as long as the slope was close to that of a step. The steep sides that were necessary to reproduce the data may be indicative of a very nonlinear mechanism in UV-induced index growth. As a consequence, we used a 2π periodic function that was symmetrical and made up of two rectangle functions with the same amplitude h_1 and width ϕ_1 . After successive trials to obtain the best fit between experimental and theoretical results, we arrived at two parameters ($\phi_1 = 160^\circ$, $\phi_0 = 25^\circ$). We simultaneously represent in Fig. 7 the Poynting vector $|\mathbf{S}|$ as a function of ϕ and the experimental evolution with ϕ of the optical power scattered in the far field. The relative intensity of the six maxima, as well as their angular positions, is well reproduced by the theory developed in this paper.

These results permit us to understand the origin of the observed coherent scattering. The scattering is due to

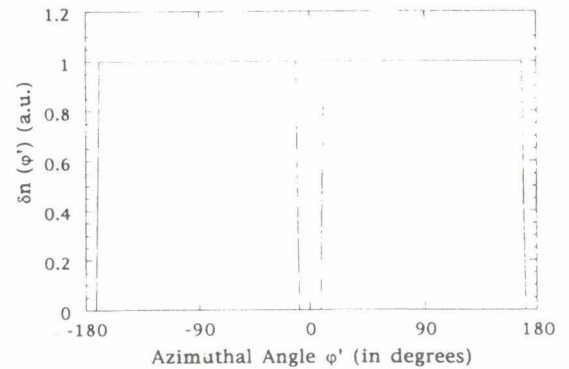


Fig. 6. Theoretical shape of the 2π periodic function $\delta n(\phi')$ used for our calculations. This function is made up of two elementary rectangle functions that have the same normalized amplitude and the same width $\phi_1 = 160^\circ$.

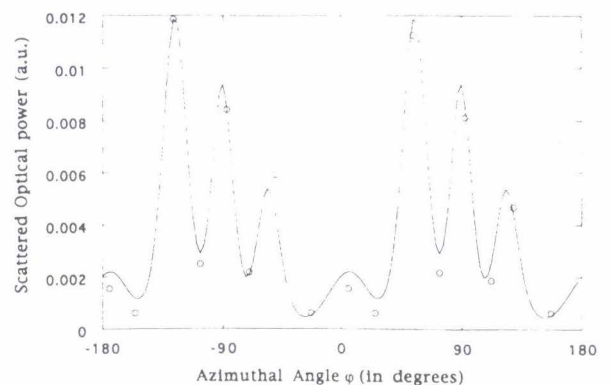


Fig. 7. The solid curve represents the normalized theoretical evolution of the Poynting vector $|\mathbf{S}|$ as a function of the azimuthal angle ϕ ($\lambda_S = 673 \text{ nm}$, $\phi_1 = 160^\circ$, $\phi_0 = 25^\circ$). The open circles depict the corresponding experimental distribution of the power scattered in the far field by a fiber grating versus ϕ (these experimental data were extracted from Fig. 2).

the refractive index modulation along the fiber z axis. The evolution with ϕ of the scattered optical power is the result of the existence of two thin gratings localized at the core-cladding interface at each side of the fiber core. The interference between the beams scattered by each grating leads to the nonisotropic distribution displayed in Figs. 2 and 7.

The influence of the UV polarization direction was not investigated in our experiments. Nevertheless, Erdogan and Mizrahi have reported photoinduced birefringence depending on the polarization state (s or p) of the UV beams.²² Their observations, made for type 1 gratings, demonstrate an anisotropic contribution to the index change that can be reduced by the use of an UV beam polarized (p) predominantly along the fiber axis. Despite the fact that the grating type involved in our experiments is different, we can legitimately assume that the UV polarization state s does impact the far-field pattern substantially.

The microscopic origin of these localized perturbations is not yet elucidated. Otherwise, transmission electron microscopy of the cross section of the fiber at the grating place depicts no evidence of microscopic cracks across the core such as those observed by Hill *et al.*¹² The directional scattering of light at wavelengths much shorter than the resonance wavelength, observed in our experiments, can then not be attributed to cracks in the grating fringes as it is for type II gratings.¹² Further experiments are currently in progress in the laboratory to check whether this perturbation is at the origin of the negative part of the refractive index change involved in the type IIA photosensitivity.

4. CONCLUSION

The far-field measurements of the angular distribution of the optical power scattered from a type IIA fiber phase grating were carried out. Because of the fiber symmetry, the scattered beams lay on a cone centered around the z axis of the fiber. A beam profiler enabled us to investigate the azimuthal dependence of the scattered optical power distribution. This distribution was found to be strongly nonisotropic, as revealed by the presence of wavelength- and polarization-dependent intensity maxima. Moreover, looking at the change in the scattered optical power pattern during an etching of the fiber revealed that the dielectric perturbation giving rise to the anisotropy of the pattern was localized at the core-cladding interface.

This behavior can be explained through a model taking into account mode coupling from the guided mode to radiation modes at launched wavelengths well below the Bragg wavelength. The theory is consistent with the observations only when it is assumed that the UV-induced refractive index change exhibits a radial and an azimuthal dependence. This hypothesis supposes that the refractive index variation across a plane perpendicular to the fiber axis is nonuniform. Moreover, the origin of the anisotropic scattering can then be interpreted through the existence of two diffracting elements, localized at the core-cladding interface, on each side of the fiber core.

These two diffracting elements give rise in the far field to an interference pattern revealed in our experiments.

ACKNOWLEDGMENTS

The Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique is Unité de Recherche Associée au Centre National de la Recherche Scientifique No. 779. The Centre d'Etudes et de Recherches Lasers et Applications is supported by the Ministère chargé de la Recherche, the Région Nord-Pas de Calais, and the Fonds Européen de Développement Economique des Régions. This work is supported by Centre National d'Etudes en Télécommunication contract 938b006 and by Direction des Recherches, Etudes et Techniques contract 92147. We acknowledge P. Cordier for transmission electron microscopy experiments.

M. Douay, the corresponding author, can be reached by telephone at 33-320-43-4982, by fax at 33-320-43-4084, and by e-mail at douay@univ-lille1.fr.

REFERENCES

1. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical waveguides: application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.* **32**, 647-649 (1978).
2. G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* **14**, 823-825 (1989).
3. G. A. Ball, W. W. Morey, and J. P. Waters, "Nd³⁺ fiber laser utilizing intra-core Bragg reflectors," *Electron. Lett.* **26**, 1829-1830 (1990).
4. R. Kashyap, R. Wyatt, and R. J. Campbell, "Wideband gain flattened erbium fibre amplifier using a photosensitive fibre blazed grating," *Electron. Lett.* **29**, 154-156 (1993).
5. V. Mizrahi and J. E. Sipe, "Optical properties of photosensitive fiber phase gratings," *J. Lightwave Technol.* **11**, 1513-1517 (1993).
6. J. L. Archambault, L. Reekie, and P. St. J. Russel, "100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses," *Electron. Lett.* **29**, 453-455 (1993).
7. B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, and K. O. Hill, "Single-excimer-pulse writing of fiber gratings by use of a zero-order nulled phase mask: grating spectral response and visualization of index perturbations," *Opt. Lett.* **18**, 1277-1279 (1993).
8. E. M. Dianov, V. I. Karpov, A. S. Kurkov, O. I. Medvedkov, A. M. Prokhorov, V. N. Protopopov, and S. A. Vasil'ev, "Gain spectrum flattening of Bragg gratings within fiber amplifier using long period fiber grating," in *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides*, Vol. 22 of 1995 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1995), pp. 14-17.
9. W. X. Xié, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie, and B. Poumellec, "Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscription of Bragg gratings within germanosilicate fibres," *Opt. Commun.* **104**, 183-195 (1993).
10. T. Erdogan and J. E. Sipe, "Tilted fiber phase gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 296-313 (1996); G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "In-fiber Bragg grating tap," in *Optical Fiber Communication*, Vol. 1 of 1990 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1990), p. 30.
11. P. Y. Fonjallaz, "Bragg gratings in single-mode optical fibres: characterisation, stress modifications and out-couplers," Ph.D. thesis (Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland, 1995).

12. P. C. Hill, G. R. Atkins, J. Canning, G. C. Cox, and M. G. Sceats, "Writing and visualization of low-threshold type II Bragg gratings in stressed optical fibers," *Appl. Opt.* **33**, 7689-7694 (1995).
13. W. X. Xié, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon, and T. Georges, "Second order diffraction efficiency of Bragg gratings written within germanosilicate fibres," *Opt. Commun.* **101**, 85-91 (1993).
14. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1968).
15. P. St. J. Russel and R. Ulrich, "Grating-fiber coupler as a high-resolution spectrometer," *Opt. Lett.* **10**, 291-293 (1985).
16. R. Ulrich, "Efficiency of optical-grating couplers," *J. Opt. Soc. Am.* **63**, 1419-1431 (1973).
17. M. Douay, D. Ramecourt, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, A. Dacosta, C. Mathieu, J. F. Bayon, and B. Pommellec, "Microscopic investigations of Bragg gratings photowritten in germanosilicate fibers," in *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides*, Vol. 22 of 1995 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1995), pp. 48-51.
18. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, 2nd ed. (Academic, San Diego, 1991).
19. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, 1st ed. (Chapman & Hall, London, 1983).
20. D. Marcuse, "Radiation losses of the HE_{11} mode of a fiber with sinusoidally perturbed core boundary," *Appl. Opt.* **12**, 3021-3025 (1975).
21. A. W. Snyder, "Weakly guiding optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 405-411 (1980).
22. T. Erdogan and V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2100-2105 (1994).

"Design of grating-based fiber lasers: power and spectral behaviors"

Journal de Physique
5, pp 237-249 (1995).

Classification

Physics Abstracts

42.55R — 42.80F

Design of Grating-Based Fiber Lasers : Power and Spectral Behaviors

D. Pureur ⁽¹⁾, M. Douay ⁽¹⁾, P. Bernage ⁽¹⁾, P. Niay ⁽¹⁾, E. Delevaque ⁽²⁾, S. Boj ⁽²⁾, J. F. Bayon ⁽²⁾ and H. Poignant ⁽²⁾

⁽¹⁾ Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique U.R.A. 779, Université des Sciences et Technologies de Lille, France

⁽²⁾ France Telecom, C.N.E.T. Lannion, France

(Received 2 May 1994, accepted 9 August 1994)

Abstract. — The spectral and power characteristics of Nd³⁺ doped silica-based fiber lasers utilizing two intracore Bragg grating reflectors have been investigated. The operation of low-threshold, high efficiency Nd³⁺ doped fiber lasers are reported. The frequency of these lasers can be tuned to resonance with several absorption lines of atomic or molecular species. Coupled cavity effects have been used to reduce the linewidth of the laser emission and to carry out a single mode Nd³⁺ fiber laser. The influence of the medium birefringence on the laser emission in a low and in a Hi-Bi fiber is presented. Recently, a new photorefractive effect occurring in cerium doped fluorozirconate fibers has been demonstrated in our laboratories. To demonstrate the potentiality of Bragg gratings to fluorozirconate fiber laser technology, a fiber laser using a Bragg reflector written in a Ce-Er codoped ZBLALi fiber is reported.

Introduction

Rare earth doped fiber lasers have received considerable attention for many applications in various fields such as medicine, sensing, spectroscopy and telecommunications.

Benefits are realized when intracore Bragg reflectors are used for cavity feedback [1]. Indeed, these reflectors allow the fabrication of efficient, low threshold, tunable, compact, diode-pumped fiber lasers. Bragg gratings are currently photowritten in the core of germanosilicate fibers following the method described first by Meltz *et al.* [2]. Depending on the writing conditions, the reflectivity of the gratings ranges from a few percents to R_{\max} and their linewidth from 0.05 nm to a few nanometers. As there was recently demonstrated in our laboratories, the grating can be written at any Bragg wavelength within the transparency spectral range of the germanosilicate fiber up to 2.1 μm [3]. Due to the diversity of the grating characteristics, fiber laser cavity can be designed to answer the schedule of conditions of a lot of application.

The aim of this paper is first to set out the power characteristics of some grating-based fiber lasers. Because of the low losses associated with the grating technology, we demonstrate that neodymium doped fiber laser can have an efficiency close to unity. We also present a study of the relaxation oscillations of the laser performed to determine the level of losses of the laser cavity.

The second part of this paper provides an experimental evidence of how a stretching of the fiber and coupled cavity effects, modify the spectrum of grating-based Nd^{3+} fiber lasers. We took advantage of the coupled cavity effect to develop a longitudinal single mode neodymium fiber laser. The polarization effects in grating-based fiber lasers built in a conventional or in a Hi-Bi fiber are described. Studies have also been undertaken in our laboratories to extend the potential of writing Bragg gratings to fluorozirconate fibers. As a result, a new photorefractive effect has been recently demonstrated in fluoride glasses of various compositions. To demonstrate that gratings written in fluorozirconate fibers are capable of providing key elements to laser technology, an all-fiber laser using a dielectric coating deposited on one fiber end and a Bragg grating photowritten at the other end has been realized in a Ce-Er codoped ZBLALi fiber.

1. Power Characteristics of a Nd^{3+} Fiber Laser Emitting at 1080 nm

1.1. HIGH CONVERSION EFFICIENCY AND LOW THRESHOLD OF GRATING-BASED FIBER LASERS. — Slope efficiency and threshold of a fiber laser depend strongly on the level of cavity losses (output coupling and intrinsic losses distributed along the fiber) [4]. One of the advantages of using Bragg reflectors is to drastically reduce losses due to butted-coupled mirror and then to increase fiber laser efficiency.

Thus, a highly efficient operation of grating-based ytterbium doped silica fiber laser has been reported [5]. Output power up to 1 W and quantum efficiency as a function of launched pump power of more than 80% have been obtained. An other example of the benefits of the use of Bragg gratings to laser cavity is given by Ball *et al.* who reported a 41% slope efficiency as a function of absorbed pump power and a lasing threshold of 1.5 mW in a grating-based Nd^{3+} doped fiber laser [6]. These figures are in fact not as optima as could be predicted from a theoretical analysis. This is due to pair-induced quenching in Nd^{3+} doped fiber [7]. Similar drawback was first pointed out by Delevaque *et al.* in an Er^{3+} fiber laser [8]. They show that Er^{3+} ions tend to cluster in pairs. This process results in an energy transfer between two neighboring excited ions, which reduces the population inversion. In a fiber laser, this ion-ion interaction is found to deteriorate the threshold and the slope efficiency. Nevertheless, the density of clusters has been proved to be strongly dependent on codopant such as aluminium [7, 8]. The density of clusters decreases as the concentration of aluminium is made to increase.

Consequently, a laser was built in a germanosilicate Nd^{3+} fiber codoped with aluminium. The fiber specifications are 1.1 μm core diameter and 0.79 μm cut-off wavelength. The percentage of ions pairs has been evaluated to be 2%. The 3 meter long laser cavity is closed by two Bragg gratings G_1 and G_2 written at distances L_3 and L_2 from the fiber faces. The reflectances of G_1 and G_2 are respectively 99% and 30% within the experimental accuracy of 2%. Lengths of the gratings are 1 cm. They were written so that their Bragg wavelengths tuned at 1080 nm coincide each with the other to within the experimental accuracy of the writing set up ($\Delta\lambda = 0.04$ nm). The experimental set up used to get the power characteristics of the laser is reported in Figure 1. The pump beam ($\lambda_p = 813$ nm) from a diode laser was focussed through a microscope objective X 32 into a Nd^{3+} doped fiber laser.

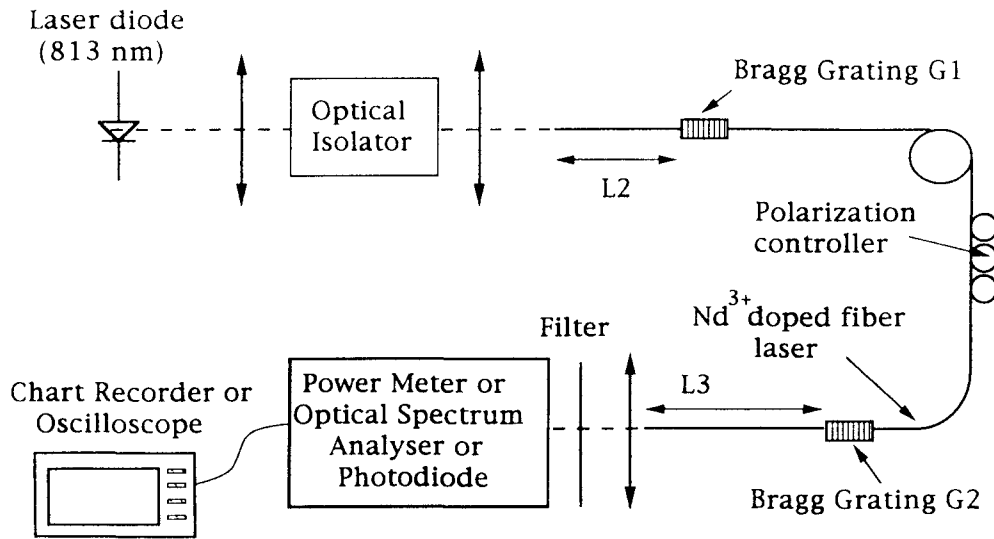


Fig. 1. — Schematic representation of the experimental set-up.

The output beams of the fiber laser were collimated by a microscope objective. After separation of the pump beam through an infrared filter, the infrared laser emission was launched into a power meter.

Figure 2 shows the forward fiber laser power as a function of injected pump power. A low lasing threshold of 1 mW and a slope efficiency of 69% was estimated using a linear least square fit of the experimental data. Theoretical threshold and efficiency were calculated using an analytical model [9, 10]. Theoretical characteristics are reported in Figure 2 (dashed line). The experimental efficiency reproduces the theoretical limits $h\nu_s/h\nu_p$ ($= 75%$) [9].

1.2. REFLECTION COEFFICIENT MEASUREMENT OF THE ACTIVE BRAGG GRATINGS FORMING THE LASER CAVITY. — Small temporal perturbation of a population inversion through perturbation in the pump power leads to laser power oscillations. The cavity losses can be determined by measuring the frequency of these relaxation oscillations as a function of the pump power. This method allows the determination of the reflectivities product of the two gratings.

The experimental set up is the same as Figure 1, on the exception that the power meter used is replaced by a silicon photodiode (passband DC to 200 kHz). The laser cavity is closed by two gratings G_1 and G_2 . Prior to any loss measurements, the spectral transmittances of the Bragg gratings were recorded using a white light source, a high resolution spectrometer (resolution 240.000) and a cooled germanium detector set up. Assuming that $R + T = 1$, the reflectivity coefficients of the two gratings G_1 and G_2 were respectively $R_1 = 100%$ and $R_2 = 32%$ within an accuracy of 2%.

Relaxation oscillations were induced by modulating the laser diode drive current by applying a small square wave on top of a much larger DC level (rise time : 400 ns ; modulation frequency : 1 kHz). These relaxation oscillation frequencies (ω) according to Hanna *et al.* [11] are related to the reflection coefficient of the laser cavity by the equations

$$\omega^2 = (1/P_{th} \tau_c \tau) P - 1/\tau_c \tau \quad \text{and} \quad \tau_c = -2 n_{eff} L / (C \ln (R_1 R_2 (1 - \alpha)^2)) \quad (a)$$

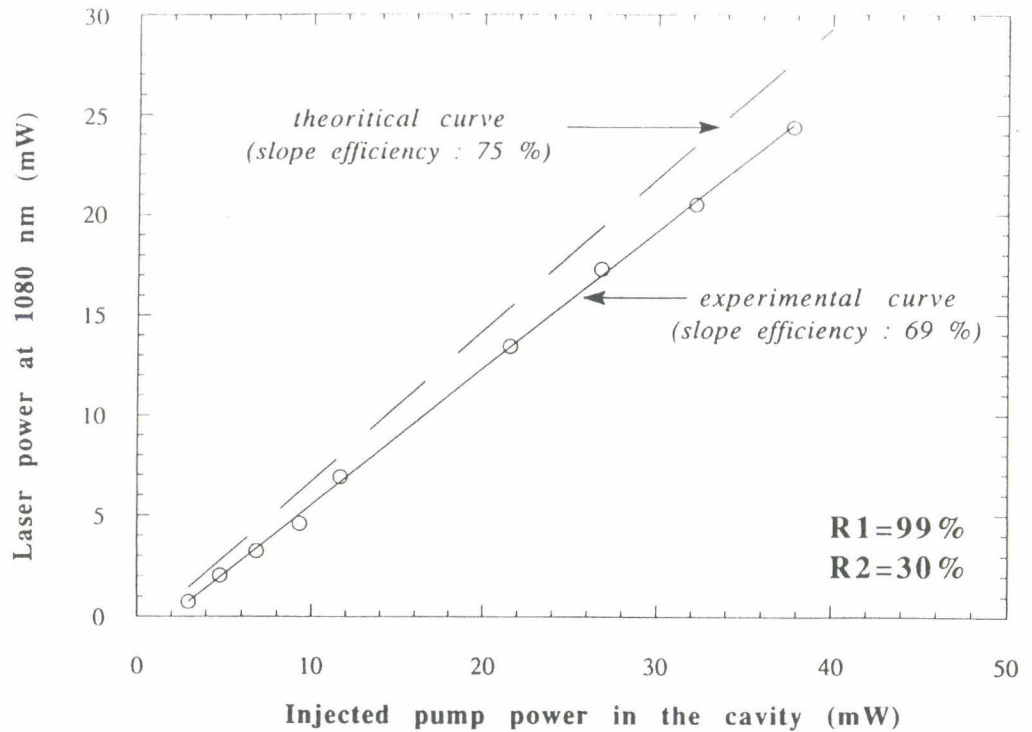


Fig. 2. — Comparison between the experimental and the theoretical slope efficiency of a grating-based fiber laser.

where P is the pump power, P_{th} is the threshold pump power, τ is the fluorescence lifetime of the ${}^4F_{3/2}$ energy level of the Nd^{3+} ion, τ_c is the cavity decay time, n_{eff} is the effective index of propagation of the LP_{01} mode and L is the fiber cavity length. In our experiments, the spatial overlap of the pump and laser fields was approximated to the unity. We assume that the fiber propagation losses α are negligible.

Figure 3 shows the square of the relaxation oscillation frequencies as a function of the pump power. A value of R_2 of 38% ($\Delta R_2 = 1\%$) was extracted from the experimental data using the equation (a) and assuming that R_1 keeps the value of 100%.

This value of R_2 (38%), estimated during laser emission, is compatible with the previous one (32%) only if we assumed that the gratings reflectivities in an amplifying medium are higher than the ones measured in the linear regime of propagation through the fiber. This observation is in good agreement with the theoretical results obtained by Ball *et al.* [12] who have shown that the grating reflectivity is higher by 5% in an amplifying fiber than in a lossless fiber.

2. Spectral Behavior

2.1. EMISSION SPECTRA OF GRATING-BASED FIBER LASERS. — Most efforts on the fiber laser, to date, have been employed to get narrow linewidth and frequency tunability. Bragg grating reflectors are attractive optical components for achieving mode discrimination within the laser emission. The experimental studies were made using the same fiber (the specification of this

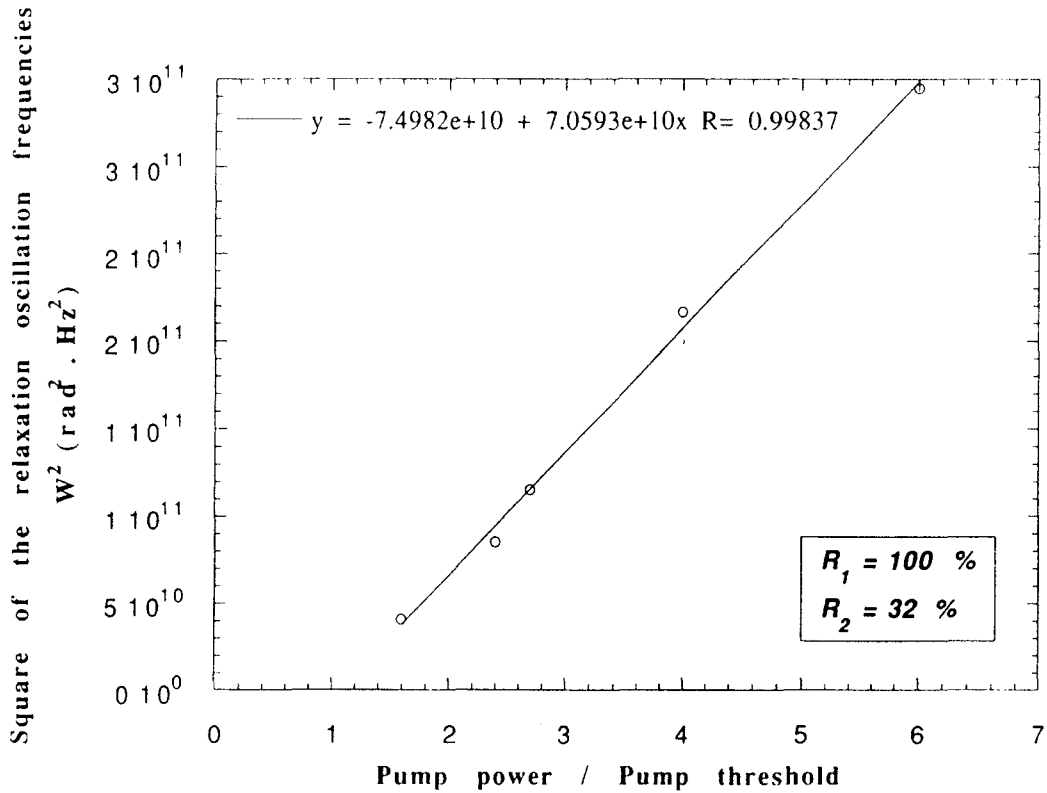


Fig. 3. — (Relaxation oscillation frequency)² versus pump power for $R_1 = 100\%$ and $R_2 = 32\%$ (measured using a white light sources).

germanosilicate Nd^{3+} doped fiber are given above) and a same pumping rate $r = P_{\text{pump}}/P_{\text{threshold}}$ ($r = 5$) because the linewidth of the laser emission results from a competition of inhomogeneous and homogeneous line broadening [13]. The following results demonstrate that the spectral width of the laser emission depends strongly of the Bragg reflectors characteristics.

Figure 4a shows the emission line from a Nd^{3+} laser which was built with two tapered and chirped Bragg gratings of reflectivity coefficient $R_1 = 40\%$ and $R_2 = 30\%$. Each chirp grating was 2 mm long and the laser cavity was 3 meter long. Their transmission spectra (F.W.H.M. linewidth of 50 GHz) were very broad with a flat minimum. The F.W.H.M. of the laser line is 22 GHz.

Figure 4b shows the emission line from a Nd^{3+} fiber laser which was built with two Bragg gratings of reflection coefficient $R_1 = 99\%$ and $R_2 = 70\%$. Each grating was 25 mm long and the length of the laser cavity was 3 meter. The F.W.H.M. of the transmission spectra around the Bragg wavelength of the gratings were respectively 46 GHz and 9 GHz. The F.W.H.M. of this laser line was 1 GHz.

Further, studies have been carried out to understand the influence of fiber subcavities on the linewidth of fiber lasers [14, 15]. As we can see, in Figure 1, subcavities L_3 and L_2 were created by reflection from fiber end faces ($\approx 4\%$ reflectivity) and Bragg gratings. We have investigated the influence of these fiber subcavities on the emission spectra of Nd^{3+} fiber

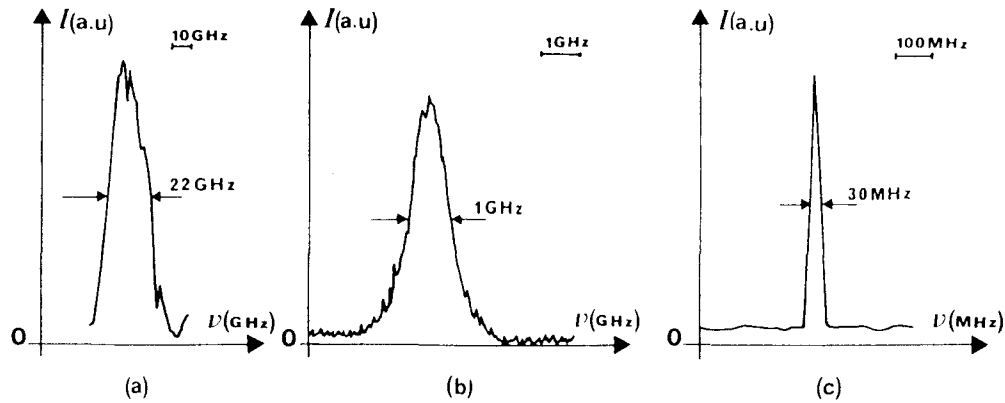


Fig. 4. — F.W.H.M. of grating-based fiber laser for different grating characteristics. (a) the cavity is formed of two tapered, chirped and broad grating reflectors (b) the cavity is composed of two narrow Bragg gratings (c) spectrum of a single mode fiber laser analyzed under 30 MHz resolution.

laser. These subcavities L_3 and L_2 form a Perot-Fabry filter which provides feedback into the laser. Each fiber end cavity gives a spectral comb structure with its own spectral range. A complex Vernier effect results from coincidences between these two combs structure as shown in Figure 5. Thus the frequency spacing between the coincidences of the two combs is given by

$$\delta\nu = \frac{c}{2 n_{\text{eff}} (L_3 - L_2)} \tag{b)}$$

where c is the speed of light, n_{eff} is the mean refractive index of propagation of the fundamental mode through the fiber length. The laser emission frequencies then lock on these coincidences and by a proper choice of $(L_3 - L_2)$, the value of $\delta\nu$ can be made inferior to the Bragg grating linewidth and consequently, the laser linewidth is reduced. On the other hand, Vernier effect, due to the subcavities L_3 and L_2 , can be decreased by writing an input Bragg grating with a reflectance close to 100% [14] or by polishing fiber end faces at 15° .

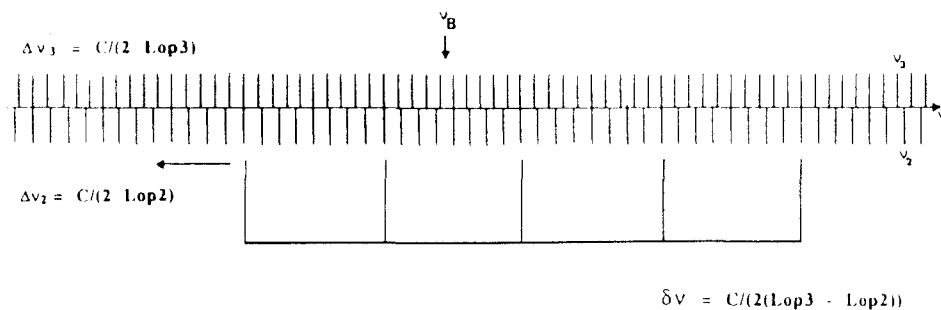


Fig. 5. — Stick spectrum of the Vernier effect created by subcavities L_2 and L_3 ($L_{\text{op}} = L * n_{\text{eff}}$).

Now, we demonstrate experimentally that one can take advantage of the Vernier effect to reduce the laser emission linewidth. The in-line laser cavity is closed by a R_{max} grating (G_1) and a grating of reflectance R_2 (G_2) through which the output signal is obtained. To get the

Vernier effect, one can think using a F.P. structure made by G_2 and the output fiber end face. However the reflection coefficients of the end faces are fixed to $\approx 4\%$ which precludes finely adjusting the finesse of the F.P.. Moreover, this solution is not suitable as soon as splicing the fiber laser is required for applications. Instead of using a fiber end mirror for producing the Vernier effect, one can use a third grating (G_3) which, associated with G_2 , acts as a F.P. etalon. The laser cavities are now composed of 3 gratings G_1 , G_2 and G_3 (Fig. 6). This Fabry-Perot etalon is introduced into the laser to improve longitudinal mode discrimination and then to reduce the laser linewidth. Experimental results are shown in Figure 4c.

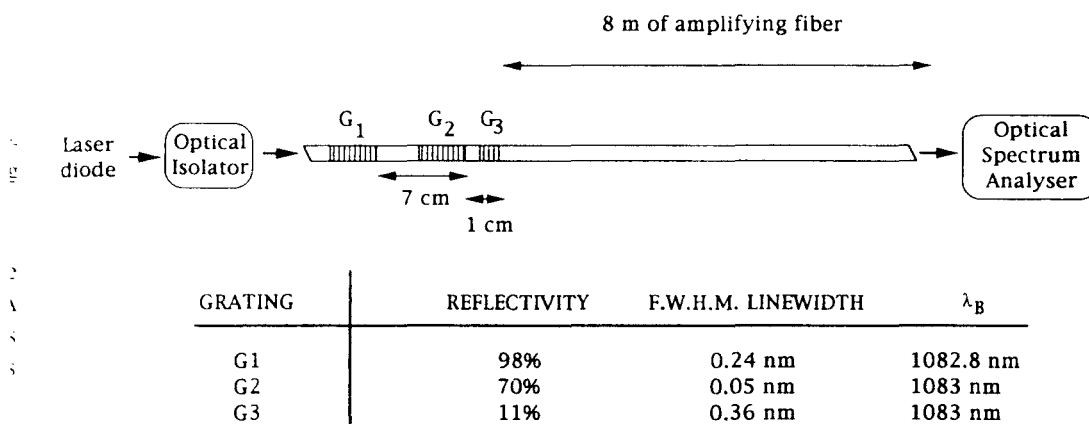


Fig. 6. — Configuration of an integrated single mode fiber laser.

Using further this approach, single frequency operation was obtained from a neodymium doped fiber laser. In order to increase the free spectral range of the laser cavity, we have first reduced the laser length to 7 cm. Gratings G_2 and G_3 constitute the Perot-Fabry etalon. The laser configuration, the reflectivity and the F.W.H.M. linewidths of the 3 gratings are reported in Figure 6. The laser is followed by a 8 m long amplifying fiber. This laser operates in the single frequency regime and provides 0.3 mW of output power at a pump power of 40 mW. The laser spectrum is measured using an optical analyzer (finesse > 200 ; I.S.L. : 10 GHz) and single frequency operation is demonstrated [16]. However, feedback from the amplifier into the laser causes occasional mode hops. To limit these perturbations, the laser and the amplifier output have to be isolated to decrease noise due to feedback. Ball *et al.* present a linear, single frequency, integrated-Master-Oscillator Power Amplifier (M.O.P.A.) with active noise suppression [17]. In this experiment, the master oscillator and amplifier output were isolated to limit noise due to feedback. They report a 35% slope efficiency as a function of pump power and a single frequency output power from the M.O.P.A. of 20 mW.

One can also note that Chernikov *et al.* [15] have built a dual single frequency erbium fiber laser by writing two cavities tuned to different Bragg wavelengths, on the same fiber. A 16 kHz linewidth and a frequency separation of 59 GHz between the two laser emissions were achieved in this dual-frequency laser.

2.2. INFLUENCE OF THE MEDIUM BIREFRINGENCE ON THE LASER EMISSIONS

2.2.1. *Polarization effects in a grating-based fiber laser built in a conventional fiber.* — Fiber lasers using Bragg gratings have outputs composed of two sets of longitudinal modes [17].

Each set supports a linear polarization perpendicular to the other. Competition between these two sets of modes can lead to a chaotic behavior [19]. The intensities and the frequencies of the two polarization sets strongly depend on stresses applied on the fiber.

To further investigate these phenomena, we have built an in-line Nd^{3+} fiber laser by writing two Bragg gratings G_1 and G_2 at a distance of 4 m in a conventional Nd^{3+} doped germanosilicate fiber. The Bragg wavelength of the gratings was tuned to 1080 nm. The core diameter of the fiber was $2.2 \mu\text{m}$; its cut-off wavelength for the LP_{11} mode was 780 nm. The fiber birefringence, measured using a cut-back technique, was found $\approx 1.5 \times 10^{-5}$. The birefringence of the laser was changed by varying the setting of the in-line polarization controller.

By changing, step by step, the in-line polarization controller, we found uncontrolled variations between the relative intensities of the two polarization states and a frequency shift between this two sets of modes. Typical spectra of the laser emission are shown in Figure 7 for different settings of the polarization controller.

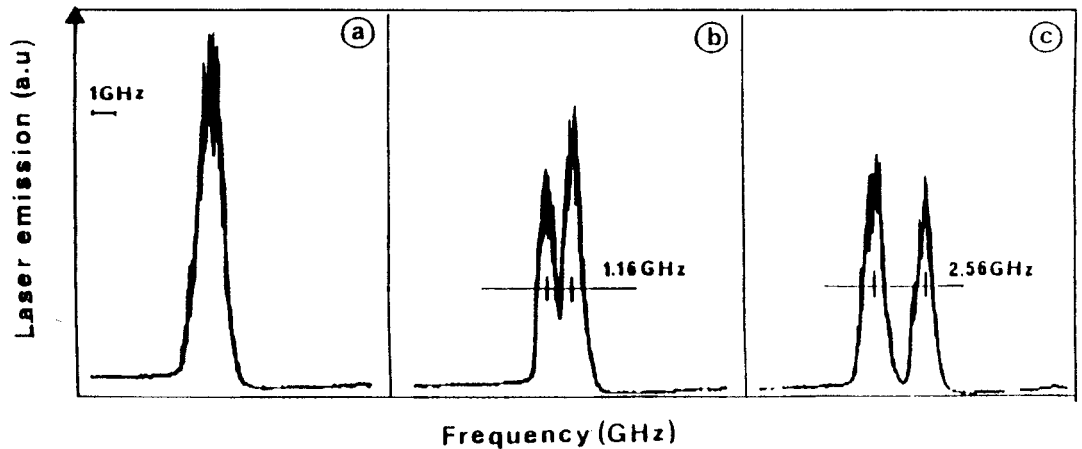


Fig. 7. — Typical spectra of the fiber laser emission for different settings of the in-line polarization controller.

The oscillating frequency of the laser is fixed by the resonance wavelength of the intracore Bragg gratings, which is connected with the fiber mode effective index n_{eff} and the grating period Λ by the Bragg condition.

$$\lambda_B = 2 n_{\text{eff}} \Lambda. \quad (\text{c})$$

When the orientations of the two linearly polarized states of the laser emissions are made to rotate at the Bragg grating places, their effective indexes change which consequently results in the different resonance wavelengths. The frequency difference between the two linearly polarized emissions can phenomenologically be represented by :

$$\Delta f \approx c (n_o - n_e) \cos 2 (\theta - \theta_0) / (n_{\text{eff}} \lambda_B), \quad (\text{d})$$

where c is light velocity in vacuum, n_c and n_0 are the anisotropic refractive indexes of the fiber, θ_0 is the angle between the main axes of the fiber birefringence at the Bragg grating places and the reference laboratory frame [18].

When the two linearly polarized states are aligned with the birefringent axes of the fiber at the Bragg grating places, i.e. $\theta = \theta_0$, the difference between the effective indexes of the two linearly polarized emissions Δn_{eff} is equal to the local birefringence $n_0 - n_c$ of the fiber and Δf reaches its maximum (Fig. 7c).

2.2.2. Polarization effects in a grating-based fiber laser built in a polarization maintaining fiber. — In a linearly Hi-Bi fiber, the LP_{01}^X propagation mode polarized along one birefringent fiber axis has an effective index of propagation different from the LP_{01}^Y propagation mode polarized along the other birefringent fiber axis. Furthermore, the fiber birefringence axis orientation is fixed by the build in form or stress anisotropy of the fiber. In these conditions, two resonances at two Bragg wavelengths, one for each polarization state, can be detected in the transmission spectrum of a photowritten grating in the HiBi fiber core.

To further assess that the linear polarization state orientation of the laser emissions is decided by the fiber birefringence, an in-line laser was built with two gratings G_1 and G_2 in a Nd^{3+} doped Hi-Bi fiber. The distance between the two gratings was 3 m, their Bragg wavelengths was tuned to 1080 nm. The specifications of the fiber are 3 μm core diameter, 840 nm LP_{11} cut-off wavelength and an effective birefringence of 2.1×10^{-4} .

The laser emission is constituted of two frequencies emitted by the grating-based Hi-Bi fiber laser. The linewidths of the laser emissions as measured using a Fabry-Perot scanning interferometer, are close to 1 GHz. These emitted frequencies are spaced by 22 GHz. This value is in good agreement with the one calculated by introducing the phase birefringence of the fiber in relation (c). The influence of stresses has been tested by rotating a 5 cm radius loop inside the laser cavity. The polarization states of the laser output emissions do not change during the rotation of the loop and remain parallel to the fiber axes at the output end of the fiber.

2.3. SPECTRAL TUNABILITY OF THE FIBER LASER. — Additional benefit realized when using intracore Bragg gratings for laser operation is found in their wavelength tunability. Grating-based fiber laser wavelength tunability was well demonstrated by varying simultaneously the temperature of the fiber at the place of the two Bragg gratings (0.012 nm/K) [1, 6]. A decrease in the reflection coefficient of a type I grating may occur at temperature above 300 °C [20, 21]. Consequently, a temperature rise of 300 °C gives an upper limit when using type I gratings in fiber laser. This leads to a wavelength tunability of a grating-based fiber laser emission as large as 3.6 nm.

Bragg grating wavelength λ_B can also be tuned by stretching the fiber at the grating place. This tunability by stretching follows the relation

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 0.78 \frac{\Delta L}{L}. \quad (\text{e})$$

In the upper limit of elastic range of the fiber, corresponding to a relative stretch of 10^{-2} , a spectral tunability of 10 nm should be obtained at 1080 nm.

To check that grating-based fiber laser can be easily used for spectroscopic purpose, we have built an in-line Nd^{3+} fiber laser tuned near the resonance wavelength of an atomic line. The wavelength of the two gratings closing the laser cavity was inferior by 0.1 nm to the atomic line wavelength.

Two 30 cm parts of the fiber containing the Bragg gratings were placed on a plate driven by a $0.2 \mu\text{m}$ motor stepper. This allowed the two gratings to be simultaneously stretched longitudinally. Thus, the spectroscopy of the transition $^3S_1-^3P_{0,1,2}$ (D_0 , D_1 , D_2 lines) of helium was achieved [22]. Emission and absorption spectra of these lines are reported in Figure 8.

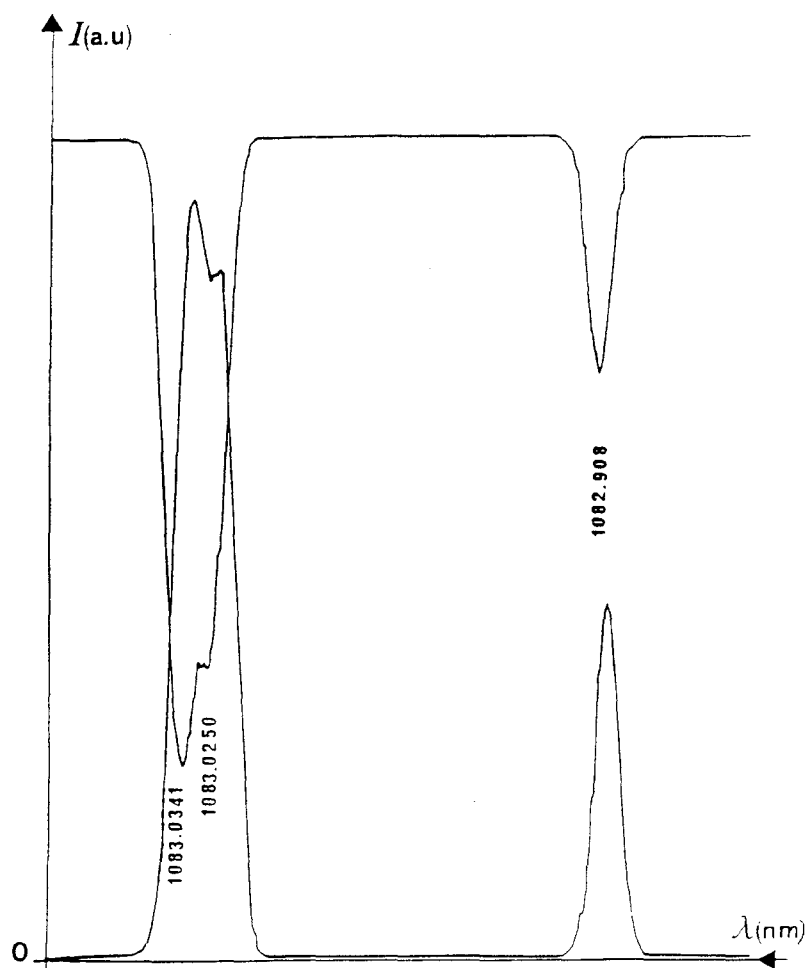


Fig. 8. — Emission and absorption spectra of the D_0 , D_1 , D_2 lines of helium using a Nd^{3+} tunable fiber laser.

3. Grating-Based Fiber Lasers Built in Ce Doped ZBLALi Optical Fibers

Fluoride glass fiber lasers have been intensively studied because rare earth doped fluoride glass fibers have been shown to be excellent laser materials [23]. Indeed, they offer more metastable levels as compared to silica, thus giving additional new wavelengths and allowing easier up-conversion lasing. Room temperature c.w. three-level, self-terminating, up-conversion, mid-infrared emission ($\lambda < 3.5 \mu\text{m}$) lasers were demonstrated [23, 24]. All fiber lasers with very low extrinsic internal losses, using fiber loop reflectors, fiber interferometers, fiber couplers or grating filters have been reported [23]. However, these laser cavities

were realized using the splicing of fluoride fiber to a silica based-fiber component, which precludes taking a full advantage of some properties of the fluoride glass fibers, for example, their extended transparency towards the infrared. Other all fiber cavities made by dielectric coatings at the end faces of the fiber lead to broad-band laser emission.

In an effort to directly write in-line Bragg grating cavities within fluoride glass fibers, our laboratories have recently observed U.V. induced permanent photorefractivity in Ce doped fluoride of various compositions [25, 26]. The mechanisms of this photorefractive effect is under investigations.

To demonstrate the potentiality of grating-based fluorozirconate fiber laser, we have closed a 0.5 m long laser cavity, by a broad-band dielectric coating ($R = 0.7$) at one end and at the other end by a photowritten Bragg grating ($R = 0.17$ at 1560.4 nm). The Bragg wavelength of the grating was 1560 nm. Its F.W.H.M. linewidth was 4 GHz. The Ce-Er codoped fiber was pumped by a laser diode emitting at 1.48 μm . The 1560 nm laser power is shown in Figure 9 as function of the pump power. The laser emission wavelength was finely tuned by varying the temperature of the fiber at the grating place between 10 °C and 40 °C (the slope of the plots of the wavelength *versus* temperature is ≈ 0.016 nm/K). Thus, if the long term permanency of this new photorefractive effect is confirmed by the experiments undertaken in our laboratories, new developments in fiber laser technology are foreseeable. For example, it will be possible to get tunable narrow linewidth emissions from a lot of all-fiber fluoride glass lasers. Thus, one can expect an extension of the spectral range above 2.1 μm . However, the spectral range should be limited by the fiber transmission and the absorption band of the $^2F_{5/2}$ - $^2F_{7/2}$ transition of the Ce^{3+} ion.

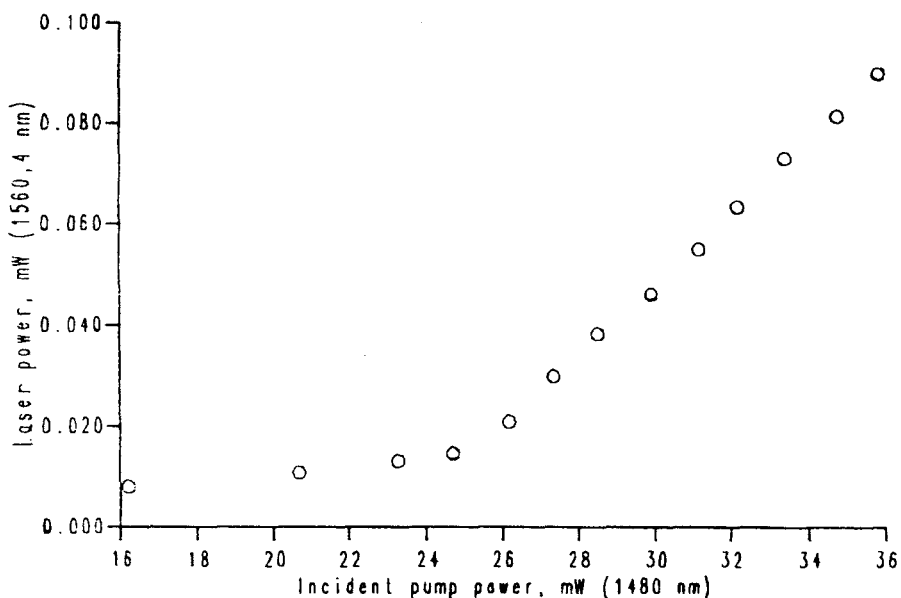


Fig. 9. — Slope efficiency of a grating-based fluorozirconate fiber laser doped with cerium and erbium. The laser cavity is not optimized.

Conclusion

The experiments described in this paper pointed out all the advantages given by the use of Bragg reflectors for mode discrimination and cavity feedback in a fiber laser.

By using Bragg gratings and codopants such as aluminium, we have demonstrated a low threshold 1080 nm fiber laser, with a quantum efficiency close to the unity. The tunability of these lasers has been employed to carry out helium spectroscopy.

A laser design with coupled cavity has been developed for achieving single frequency operation of the fiber laser. Such lasers can find applications in a wide range of instrumentation such as spectroscopy, narrow linewidth coherent source and stable oscillators.

Grating-based fiber laser built in conventional fiber have two states of polarization sensitive to stress. Lower sensitivity of grating-based Hi-Bi fiber laser is demonstrated. Orientation of the two polarized emissions were found stable when rotating an intra-cavity fiber loop.

Furthermore, a lasers emitting at 1560.4 nm has been realized in a single mode fluorozirconate fiber codoped with cerium and erbium. This innovation in fluoride glass fiber will increase the performance and the relevance of fiber laser technology.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge A. Legarec and J. M. Léger for their contribution to this work. This work is supported by a C.N.E.T. contract n° 93 8b006, and by a D.R.E.T. contract n° 92147.

References

- [1] Ball G. A., Morey W. W. and Waters J. P., Nd³⁺ fiber laser utilizing intra-core Bragg reflectors, *Elect. Lett.* **26** (1990) 1829-1830.
- [2] Meltz G., Morey W. W. and Glenn W. H., Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method, *Opt. Lett.* **14** (1989) 823-825.
- [3] Boj S., Delevaque E., Alain J. Y., Bayon J. F., Niay P., Bernage P., High efficiency diode pumped Tullium doped silica fiber lasers with intra-core Bragg gratings in the 1.9-2.1 μm band, Submitted to I.E.E. *Elect. Lett.*
- [4] Siegman A. E., Lasers, University science book, p. 476.
- [5] Allain J. Y., Bayon J. F., Monerie M., Bernage P. and Niay P., Ytterbium-doped silica fibre laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02 μm , *Elec. Lett.* **29** (1993) 309-310.
- [6] Ball G. A. and Morey W. W., Efficient integrated Nd³⁺ fiber laser, I.E.E.E. *Trans. Phot. Tech. Lett.* **3** (1991) 1077-1078.
- [7] Delevaque E., PhD thesis, 1993, p. 41.
- [8] Delevaque E., Georges T., Monerie M., Lamouler P. and Bayon J. F., Modeling of pair-induced quenching in Erbium-doped silicate fibers, I.E.E.E. *Phot. Tech. Lett.* **5** (1993) 73-75.
- [9] Wagener J. L., Wysocki P. F., Digonnet M. J. F., Shaw H. J. and Digiovanni D. J., Effects of concentration and clusters in Erbium-doped fiber lasers, *Opt. Lett.* **18** (1993) 2014-2016.
- [10] Nielsen A. O., Povlsen J. H., Bjarklev A., Lumholt O., Rasmussen T. P. and Rottwitz K., Fast method for accurate prediction of fibre laser oscillation wavelength, *Elec. Lett.* **27** (1991) 1644-1645.
- [11] Hanna D. C., Smart R. G., Suni P. J., Fergusson A. I. and Phillips M. W., Measurements of fiber laser losses via relaxation oscillations, *Opt. Com.* **68** (1988) 128-132.
- [12] Ball G. A., Glenn W. H., Morey W. W. and Cheo P. K., Modeling of short, single-frequency, fiber lasers in high-gain fiber, I.E.E.E. *Phot. Tech. Lett.* **5** (1993) 649-651.
- [13] Zurn M., Voigt J., Brinkmeyer E., Ulrich R. and Poole S. B., Line narrowing and spectral hole burning in single-mode Nd³⁺ fiber lasers, *Opt. Lett.* **12** (1987) 316-318.
- [14] Douay M., Bernage P., Niay P., Delevaque E., Leners R., Bayon J. F. and Georges T., Pump power and birefringence effects in Nd³⁺ and Pr³⁺ fiber lasers using intra-core Bragg reflectors.

- [15] Chernikov S. V., Taylor J. R. and Kashyap R., Coupled-cavity erbium fiber lasers incorporating fiber grating reflectors, *Opt. Lett.* **18** (1993) 2023-2025.
- [16] Ball G. A. and Glenn W. H., Design of a single-mode linear-cavity Erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors, *J. Light. Tech.* **10** (1992) 1338-1343.
- [17] Ball G. A., Hull-Allen G. and Morey W. W., 20 mW single-frequency integrated fiber M.O.P.A. with active noise reduction, O.F.C.'94 Technical Digest (1994) 22.
- [18] Douay M., Feng T., Bernage P., Niay P., Delevaque E. and Georges T., Birefringence effect of optical fiber laser with intracore fiber Bragg grating, *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* **4** (1992) 844-846.
- [19] Bielawski S., Derozier D. and Glorieux P., Antiphase dynamics and polarization effects in Nd-doped fiber laser, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 2811-2822.
- [20] Douay M., Fertein E., Xie W. X., Bernage P., Niay P., Bayon J. F. and Georges T., Thermal hysteresis of Bragg wavelengths of intra-core fiber gratings, *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* **5** (1993) 1331-1334.
- [21] Xie W. X., Niay P., Bernage P., Douay M., Bayon J. F., Georges T. and Monerie M., Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres, *Opt. Commun.* **104** (1993) 185-194.
- [22] Legarec A., Leger J. M., Pureur D., Douay M., Bernage P., Niay P. and Delevaque E., « A tunable fiber laser for application to helium optically pumped magnetometers » conf. M2P, 1993.
- [23] Monerie M., « Status of fluoride fiber lasers », Fiber Laser Sources and Amplifiers, SPIE vol. 1581 **3** (1991).
- [24] Tobben H., Room temperature cw fiber laser at $3.5 \mu\text{m}$ in Er^{3+} doped ZBLAN glass, *Elec. Lett.* **28** (1992) 1361-1362.
- [25] Taunay T., Niay P., Bernage P., Xie W. X., Poignant H., Boj S., Delevaque E. and Monerie M., Ultraviolet induced permanent Bragg gratings in Ce doped ZBLAN glasses or optical fibers submitted to *Opt. Lett.*
- [26] Niay P., Bernage P., Taunay T., Xie W. X., Boj S., Delevaque E., Poignant H. and Poignant H., « Photoinscription of gratings in Fluorozirconate fibers and application to fiber lasers » to be presented in CLEO.

"Single-polarization fiber lasers using Bragg gratings in
Hi-Bi fibers"

Journal of Lightwave Technology
13, pp 350-355 (1995).

Single-Polarization Fiber Lasers Using Bragg Gratings in Hi-Bi Fibers

D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, and J. F. Bayon

Abstract—Cavities of high birefringence (Hi-Bi) Nd^{3+} doped fiber lasers have been closed by an intracore Bragg grating reflector and a dichroic mirror. The spectral characteristics of the laser emissions have been investigated using a measurement accuracy of 100 MHz. Two oscillating frequencies corresponding to two orthogonal linear polarization states of the laser emissions have been observed. The orientations of the two linearly polarized emissions were found parallel to the Hi-Bi fiber axes, respectively. Laser thresholds, slope efficiencies and differences between these frequencies were found to depend on the conditions of the Bragg grating inscription. Multimode single polarization Hi-Bi fiber lasers using two Bragg gratings were fabricated and characterized for the first time to our best knowledge. Wavelength tuning of this single polarization fiber laser has been demonstrated under temperature rise of the two gratings. Polarization and frequency stabilities of the emissions from these Hi-Bi fiber lasers were studied and compared to those from lasers built in a conventional fiber (fiber with no polarization holding property).

Index Terms—Bragg grating, fiber laser, single polarization.

I. INTRODUCTION

FIBER LASERS ARE of considerable interest for many sensor applications, communication systems and spectroscopy. The use of Bragg gratings photo-written in a low loss germanosilicate rare-earth doped fiber allows the fabrication of efficient, low-threshold, tunable, compact, diode-pumped fiber lasers [1], [2]. Single mode and linearly polarized Er^{3+} doped fiber laser using Bragg gratings as reflectors have already been studied [3], [4]. But as reported up to now, multimode fiber lasers using Bragg gratings have outputs essentially composed of two sets of longitudinal modes. Each set supported a linear polarization orthogonal to the other [5]. Polarization resolved experiments about laser emissions from fiber lasers closed by two butt-coupled mirrors, have shown a polarization mode competition in the time domain [6]. This competition is responsible of power fluctuations of the polarized emissions that may lead to chaos [7], [8]. Moreover, in case of a fiber laser closed by Bragg gratings, the frequencies and orientations of the two linearly polarized emissions could be changed by varying the fiber birefringence [9]. Thus, actions of the

surrounding medium (for instance, stress or twist applied to the fiber) turn the orientations of the two linearly polarized emissions and change their powers. These behaviors can be a serious drawback for various applications of fiber lasers. Single polarization operation of the fiber laser seems to offer a convenient solution for reducing the effects of the surrounding medium. In this paper, we report on the first studies, to our best knowledge, of the spectral and polarization characteristics of emissions from efficient multimode single polarization fiber lasers using Bragg gratings written in a Hi-Bi Nd^{3+} doped fiber.

A. Experimental Details

First, six lasers were built using a Hi-Bi Nd^{3+} doped fiber manufactured by the C.N.E.T. laboratory in Lannion. The Hi-Bi Nd^{3+} doped germanosilicate fiber had the following characteristics: core diameter: $3 \mu\text{m}$ (scheme in Fig. 2); 840 nm LP_{11} cut-off wavelength; Nd^{3+} content: 700 ppmwt. The birefringence in the fiber originated mainly from stress induced by the silica rods A and B (scheme in Fig. 2). Through a separate experiment, not reported here, the mean value of the fiber effective birefringence was measured to be $2.1 \cdot 10^{-4} \pm 10^{-5}$. Each laser cavity, 3.6 m long, was closed by a dichroic mirror (99.5% reflection at 1082 nm and 90% transmission at 813 nm pump laser wavelength) at the input fiber end and, at the other fiber end, by an in-line Bragg grating written in the Hi-Bi fiber at a wavelength of 1082 nm. The six gratings, 10 mm long, were written by using the holographic method [10]. As reported in Table I, the experimental conditions of the writing (fluence and the angle θ between the UV polarization and the slow axis of the Hi-Bi fiber) were made different from one inscription to another in order to get various values for the reflection coefficients of the gratings. The reflection coefficients R reported in Table I were deduced from the measurements of the grating transmission coefficients as follows. First, a probe beam (white light) was polarized along the slow axis of the fiber and launched in the fiber core. The transmission spectrum was then recorded using a spectrometer. This transmission spectrum allows to measure the grating transmittance T_{sa} and thus, assuming that $R + T = 1$, the grating reflectivity R_{sa} . Afterwards, the state of polarization of the probe beam was rotated by 90° , being now polarized along the fast axis. A new transmission spectrum was then recorded, from which the grating transmittance T_{fa} was measured. The grating reflectivity R_{fa} was deduced from T_{fa} assuming $R + T = 1$. The coefficients T were measured, too, within an accuracy of ± 0.04 . The results are listed in Table I.

Manuscript received July 25, 1994; revised November 21, 1994. This work was supported by a C.N.E.T. Contract 93 8b006 and a D.R.E.T. contract 92147.

D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, and P. Niay are with the Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique URA 779, Université des Sciences et Technologies de Lille, UFR de physique, 59655-Villeneuve d'Ascq Cedex, France.

J. F. Bayon is with France Télécom C.N.E.T. Lannion, Lab. RIO/TSO, 22301-Lannion Cedex, France.

IEEE Log Number 9409171.

TABLE I
CHARACTERISTICS OF THE SIX GRATINGS THAT WERE USED
WITH THE DICHOIC MIRROR TO COMPOSE THE SIX CAVITIES

Grating	Number of pulses	Fluence (J/cm^2)	θ^*	Reflection coefficient measured along the fast axis	Reflection coefficient measured along the slow axis	Lower Laser threshold	$\Delta\nu$ between the two polarization eigenstates of the laser (GHz)
1	56700	6044	0	25%	25%	slow axis	24.1
2	7600	596	0	50%	40%	fast axis	22.7
3	139000	9257	4.5	26%	32%	slow axis	22.4
4	10400	692	4.5	38%	42%	fast axis	22.0
5	55600	5927	9.0	56%	62%	slow axis	23.6
6	6000	720	9.0	34%	38%	slow axis	22.5

θ (in degrees) is the angle between the UV polarization and the slow axis of the Hi-Bi fiber.

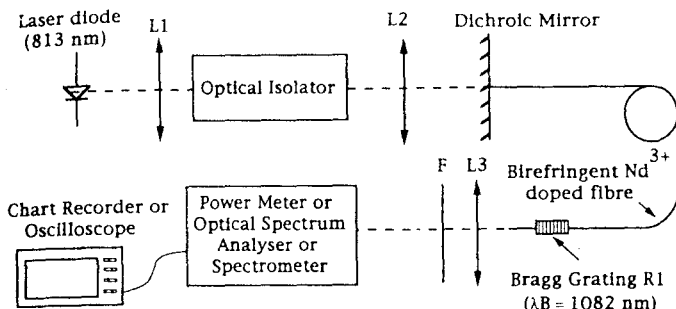


Fig. 1. Schematic representation of the experimental setup. Notation used: L_i , lens; F , filter.

As shown in Fig. 1, the pump radiation ($\lambda_{\text{pump}} = 813 \text{ nm}$) from a diode laser was focused through the dichroic mirror into the input end of the doped fiber by using a microscope objective x32. The polarization of the pump beam was parallel to the slow axis of the Hi-Bi fiber. This input end was butt-coupled to the dichroic mirror. The intracore Bragg grating was distant by 30 cm from the output end of the doped Hi-Bi fiber. The output beams of the fiber laser were collimated by a microscope objective. After separation of the pump beam through an infrared filter, the infrared laser emissions were launched for analysis into a high resolution scanning Fabry-Perot interferometer (10 GHz free spectral range and finesse >200). This interferometer was used for analyzing the spectra of the laser emissions at a repetition rate of 50 Hz through a detector bandwidth ranging from DC to 300 kHz.

Second, two single polarization fiber lasers were built by closing the cavities with two 21-mm-long Bragg gratings written in the Nd^{3+} Hi-Bi fiber. The cavities were 3.6 m long and the gratings were written at 30 cm of the Hi-Bi fiber end faces. The input and output fiber faces of the fiber laser were polished at an angle of 15° in order to reduce possible effects of coupled cavity introduced by reflection of light from Bragg gratings and fiber faces [11]. The lasers were studied by using the same experimental set-up as described in Fig. 1 (except the dichroic mirror). The lasers thresholds and slope efficiencies were measured using a power meter. Then, the wavelengths of these linearly polarized lasers were scanned over a few Angstroms. For this purpose the two gratings were set in a stabilized oven. The oven temperature was increased from 20 to 90°C . The laser wavelength shifts were measured using the scanning Fabry-Perot interferometer.

Third, in order to compare the stability of the power and the frequency of the single polarization fiber laser emissions to those of a Nd^{3+} conventional fiber laser, intracore laser

cavities were closed by two Bragg gratings written in a conventional germanosilicate fiber with following characteristics: $2.2 \mu\text{m}$ core diameter; 780 nm LP_{11} cut-off wavelength, Nd^{3+} content: 330 ppmwt. The fiber birefringence due to either stress or core ellipticity was estimated to be $1.5 \cdot 10^{-5}$.

To perform the comparison between the stabilities of the laser emissions when a parameter of the laser cavity is made to vary, an intracavity fiber loop of 5-cm radius of curvature which could be rotated by an angle of 180° was inserted in each fiber laser. For this experiment, the laser emissions were first launched through a Glan polarizer before being analyzed using the same process as for the first set of experiments.

B. Results and Discussion

Fig. 2 shows a typical example of the emission spectrum of a fiber laser (laser built with grating 1) as recorded using a high resolution spectrometer and a cooled germanium detector set-up (theoretical resolving power of the spectrometer 240000). The spectrum consisted of two laser emissions whose frequencies were separated by $22 \pm 3 \text{ GHz}$. For the six lasers, the states of polarization of the two emissions were linear, each being perpendicular to the other. The emission corresponding to the lower (respectively upper) wavelength was linearly polarized and parallel to the fast (respectively slow) axis of the Hi-Bi fiber. The two laser threshold powers (emitted along the fast and slow axis) were modified up to 50% from one experiment to another depending on the quality of the butt-coupling. However, we always observed, when increasing the pump power, that the same state of linear polarization began to lase before the other. The nature of this state of polarization depended on the grating writing conditions. As reported in Table I, the reflection coefficients corresponding to light polarized along the fast axis of the Hi-Bi fiber were slightly different from the ones measured along the slow axis for most of the gratings. This polarization dependent reflectivity has already been reported for gratings written by the internal method within an elliptical-core fiber manufactured by Andrew Corporation [12]. Permanent photoinduced birefringence has been observed in Hi-Bi fibers [13]. The microscopic physical origins of photoinduced anisotropy was recently discussed by Kamal and Russell [14].

In Table I, we can also note that the higher reflectivity can be associated with low fluence. This behavior is related to the presence of two types of photorefractive effects as already been observed within some conventional fibers [15]. In these experiments, it was shown that the refractive index changes were strongly not linear as a function of the number of UV laser pulses. As a result, these two types of photorefractive effects lead to a complicated dynamical evolution of the grating growth depending on the angle θ between the UV polarization state and the slow axis of the Hi-Bi fiber. The anisotropy of grating written in Hi-Bi fiber by the external method was investigated in our laboratories [16].

The linewidths of the laser emissions as measured with the scanning Fabry-Perot interferometer, were close to 1 GHz. The use of the Fabry-Perot interferometer allows measurements of the difference between the frequencies of the two

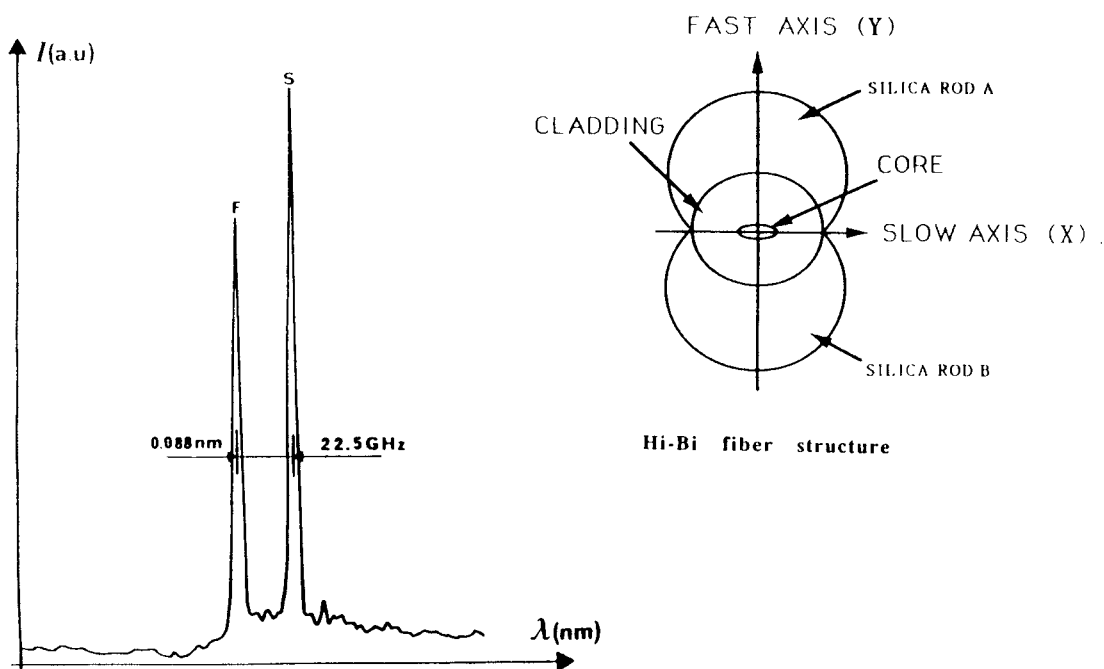


Fig. 2. Emission spectrum of a fiber laser using the dichroic mirror and grating 1. The two emitted wavelengths correspond to the two polarization eigenstates of the laser. The emission corresponding to the lower (respectively upper) wavelength was linearly polarized and parallel to the fast (respectively slow) axis of the Hi-Bi fiber.

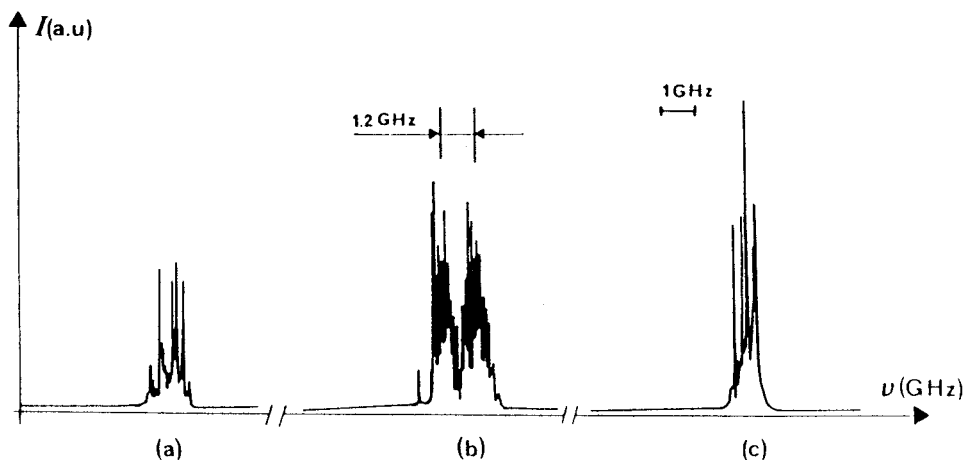


Fig. 3. Emission spectra of a laser built with two gratings in the Hi-Bi fiber. (a) Grating $R1$ is more elongated than grating $R2$ and the laser is linearly polarized along the fast axis. (b) The two gratings are equally elongated: the two sets of the laser emissions polarized along the fast and slow axis are spectrally distant of 21.2 GHz. The two peaks don't correspond to the same order of the scanning Fabry-Perot interferometer. (c) Grating $R2$ is more elongated than grating $R1$ and the laser is linearly polarized along the slow axis.

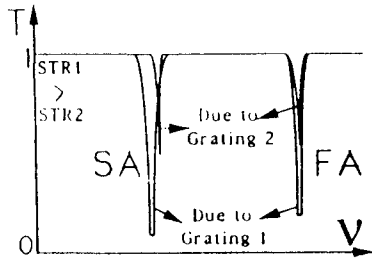
emissions to within an accuracy of 100 MHz. These differences reported in Table I are relevant to fiber birefringence at the grating place. This birefringence corresponds to the initial fiber birefringence modified by the UV irradiation [12], [16], [17]. This modified birefringence was found to vary from one laser to another according to the writing conditions of the gratings.

Single polarization operation can be obtained by inducing differential losses between polarization states parallel to the slow and the fast axis respectively. To do this, two properties of the Bragg gratings written in a Hi-Bi fiber can be used. First, the reflection coefficients are slightly different for light polarized along the slow or fast axes of the fiber. Second, the

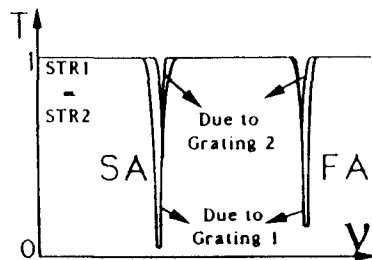
dispersion of the differences between the Bragg frequencies of the gratings extends over a few GHz (2.1 GHz in Table I). The fiber cavity was closed by writing a grating at each fiber end. These gratings were photo-written using different experimental conditions. As a result, the Bragg wavelengths corresponding to the two polarization eigenstates are differently spaced for the two gratings. So, by conveniently stretching the two gratings, one can get the fit between two Bragg wavelengths for only one polarization direction, whereas the Bragg wavelengths for the other direction are different. Combining the different reflection coefficients with the different Bragg wavelength separations, one can create a differential mode attenuation that forces the laser to oscillate in a single polarization state.

TABLE II
THRESHOLDS AND SLOPE EFFICIENCIES OF LASERS CONSTRUCTED WITH TWO BRAGG GRATINGS. THESE CHARACTERISTICS WERE MEASURED AS A FUNCTION OF INJECTED PUMP POWER. EACH OF THESE LASERS CAN EXIST IN TWO LINEAR STATES OF POLARIZATION DEPENDING ON THE STRETCH APPLIED ON THE TWO GRATINGS

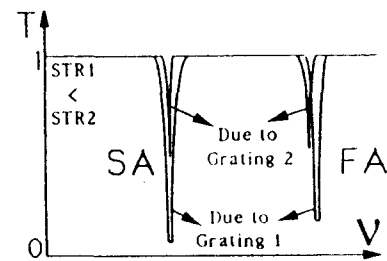
	Threshold (mW)		Efficiency (%)	
	Fast axis	Slow axis	Fast axis	Slow axis
Laser A	5.4	-----	4.1	-----
	-----	5.5	-----	3.8
Laser B	5.4	-----	3.4	-----
	-----	5.3	-----	2.3



(a)



(b)



(c)

Fig. 4. (a) Synthetic transmission spectra of grating 1 (high reflector) and grating 2 (output reflector) that close the cavities of lasers A or B. The spectra (a), (b), and (c) depict the behaviors of the laser emissions reported in Fig. 3. SA, FA, and STR_i denote, respectively (the "Slow Axis," "Fast Axis," and STRETCH of the 30 cm fiber length L_{g_i} containing the grating *i*).

Starting from these ideas, we realized single polarization fiber lasers using two gratings. To take a full advantage of the Vernier effect, long length gratings (21 mm) were photo-written in the Hi-Bi fiber core, leading to a bandwidth of 6 GHz (FWHM) for the output reflector ($R = 40\%$). These narrow bandwidths help for the single polarization operation. The two gratings used to close the laser cavity were written following the experimental conditions of grating 1. Fig. 3 shows the emission spectra of such a laser (laser B in Table II). Two fiber lengths of 30 cm containing the gratings R1 and R2 of the laser were stretched to obtain the spectrum resulting in two linear polarized laser emissions (Fig. 3(b)).

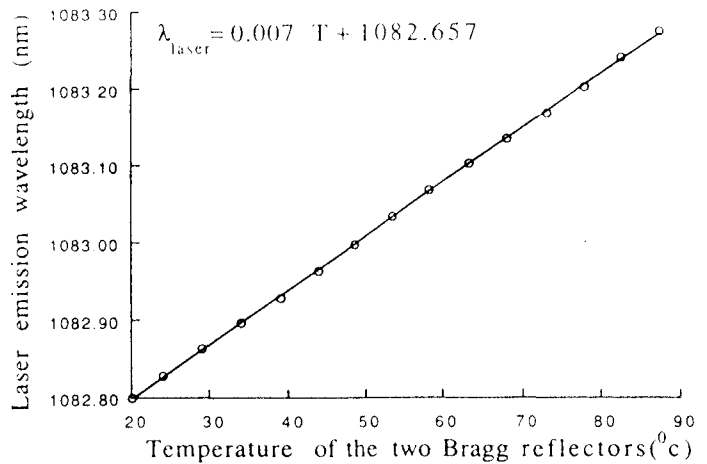


Fig. 5. Wavelength tuning of the single polarization fiber laser as a function of the temperature variations of both Bragg gratings. λ_{laser} and T represent the laser wavelength and the temperature, respectively.

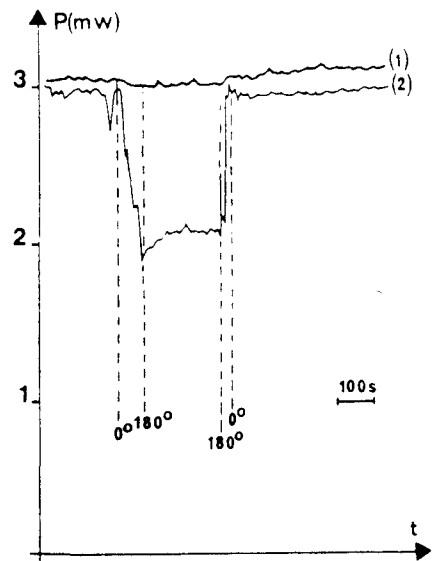


Fig. 6. Optical fiber laser power transmitted through a polarizer as a function of time. (1) Hi-Bi fiber laser emitting a linearly polarized emission parallel to the polarizer axis. (2) Conventional fiber laser emitting two linearly polarized radiations. Change of stress was realized by rotating an intra-cavity fiber loop.

The difference between the frequencies of the two linear orthogonal eigenmodes were 21.2 GHz. When the stretch, applied to the 30 cm fiber length (called L_{g2}) containing the grating R2, was decreased (respectively increased) by 5 μm , the laser emission became single polarized parallel to the fast (respectively slow) axis of the Hi Bi fiber (Fig. 3(a), respectively, Fig. 3(c)). The Bragg frequency shifts due to the fiber stretches, are depicted in Fig. 4. In Fig. 4, SA, FA and STR_i denote respectively the "Slow Axis," "Fast Axis" and STRETCH of the 30 cm fiber length L_{g_i} containing the grating *i*. First, changes in the differences (21.5 GHz) between the two laser frequencies along the slow axis and the fast axis, were not observed within the accuracy of 100 MHz, during the stretch of the 30 cm fibers (L_{g1} or L_{g2}) containing a grating R1 or R2. Thus, the synthetic spectrum (Fig. 4) is reported assuming that the stretch of the Hi-Bi fiber induced an isotropic stress on the fiber core and did not induce an additional

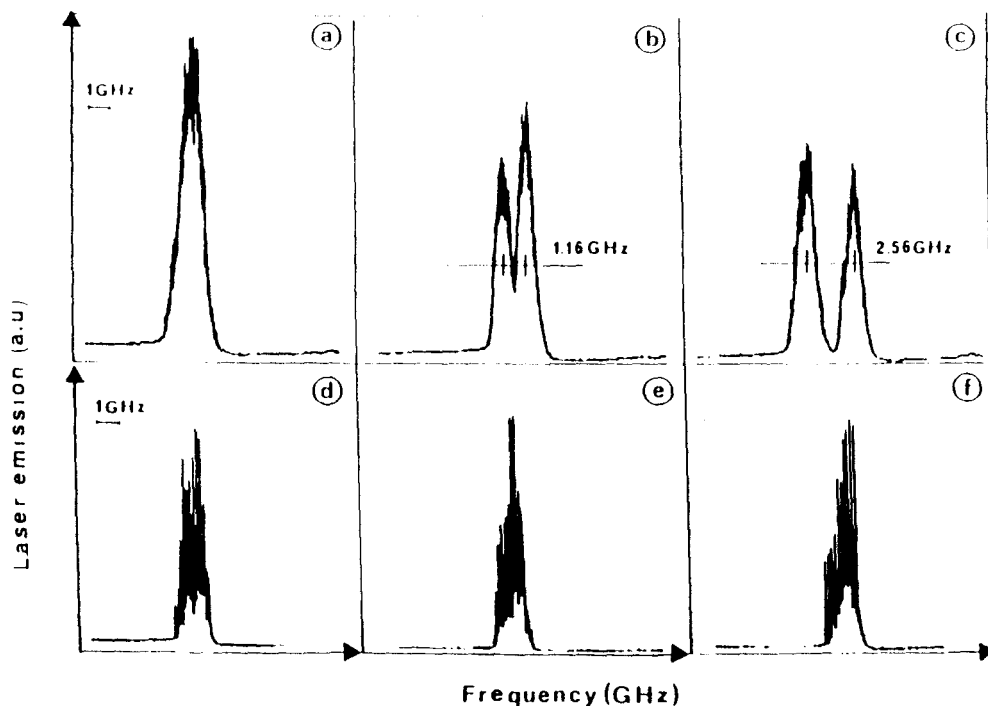


Fig. 7. Evolution of the emission spectra of fiber lasers when rotating the intra-cavity fiber loop. (a)–(c) Conventional fiber. (d)–(f) Hi-Bi fiber.

birefringence to the Hi-Bi fiber one. When Lg2 is stretched by $+5 \mu\text{m}$ (respectively $-5 \mu\text{m}$) the Bragg frequencies (along SA and FA) of the grating R2 are shifted together of -3.8 GHz (respectively $+3.8 \text{ GHz}$). This stretch allows the SA (respectively FA) Bragg frequencies of the two gratings to be equal, meanwhile the FA (respectively SA) Bragg frequencies are different as reported in Fig. 4(c) (respectively 4(a)). Similar behaviors were observed for laser A. Typical results are summarized in Table II. Thresholds and slope efficiencies were measured as a function of injected pump power. Thresholds were slightly different and close to 5.4 mW , slope efficiencies were ranging from 23% to 41% assuming that the pump power was completely depleted through the propagation in the fiber cavity. The differences in slope efficiencies are due to differences in reflection coefficients of the gratings along the slow and the fast axis of the fiber.

The wavelength tuning of this single polarization fiber laser has been achieved by heating the two Bragg reflectors simultaneously. Laser wavelength shifts are reported in Fig. 5 as a function of the temperature rise. In the studied range of temperature (from 20 to 90°C), the laser output had a stable well-defined linear polarization state. The curve reported in Fig. 5 was fitted assuming a linear evolution of the fiber wavelength during the temperature rise. Temperature tuning of the fiber laser resulted in a $0.007 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ variation in laser wavelength.

Emission spectra of conventional fiber lasers were recorded using the scanning Fabry–Perot interferometer. As already reported in [9], the spectra consisted in two laser emissions which exhibited different emission frequencies sensitive to a modification of the fiber birefringence of the laser cavity. Fiber birefringence was modified by rotating the 5 cm radius loop. The laser optical powers transmitted through a polarizer were

recorded, after detection, as a function of time (curve 2 of Fig. 6). During the records, the loop inside the laser cavity was rotated of 180° . An important change during the rotation was measured equal to 35% of the initial transmitted power. This change indicates a rotation of the two linearly polarized emissions of unequal powers. This rotation can reach value up to 90° [9]. The oscillating frequency of the laser is fixed by the resonance wavelength of the intracore Bragg grating, which is connected with the fiber mode effective index n_{eff} at the grating place and the grating period Λ by the Bragg condition

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda.$$

When the orientations of the linearly polarized states of the laser rotate at the Bragg grating, their effective index change consequently, which results in the different resonance wavelengths. The frequencies of the two laser emissions and their spacing were modified within 2.5 GHz by applying the birefringence modification (Fig. 7(a)–(c)).

On the other hand, the emission frequency of the single polarization Hi-Bi fiber laser was highly stable as shown in Fig. 7(d)–(f) when applying the same modification of the fiber birefringence. Even after a 10 times expansion of the frequency scale, no significant change of the laser emission frequency during the rotation of the loop was observed to within the accuracy of the measurement (100 MHz). The frequency change ($<100 \text{ MHz}$) of the Hi-Bi fiber laser is at least one order of magnitude lower than the frequency changes (2 to 3 GHz) observed in a conventional fiber laser.

The optical power transmitted through a polarizer from a Hi-Bi fiber laser emitting a linearly polarized emission was also recorded using the same experimental process as that used for the conventional fiber laser (rotation of the loop)

The transmitted power suffers from a slight change close to 1% of the initial transmitted power during the rotation (see curve 1 of Fig. 6). Such a change in the transmitted power indicates a small rotation of the linear polarized state of the Hi-Bi fiber laser. More precise measurements were done by adjusting the angle between the linear polarized emission and the polarizer to 90°. Starting from an optical power of 3 mW, as measured before the polarizer, the power increases from 5 μ W to typically 15 μ W when rotating the fiber loop (accuracy of the measurement: 2 μ W). The residual power of 5 μ W can be due to fluorescence or to misalignment of the polarizer. Using this technique, an extinction ratio of 600 : 1 between the orthogonal polarization modes was measured. The increase of the transmitted power corresponds to a rotation of the single polarized emission ranging from 3 to 4°. From the ellipsoid of the refractive index, the rotation of the linear polarized state leads to a frequency shift of 70 MHz [9]. This calculated value is below our measurement precision of 100 MHz. It explains why we did not detect any significant shift of the laser emission frequency when we rotated the fiber loop by 180°.

II. CONCLUSION

Nd³⁺ doped Hi-Bi fiber laser closed by two photo-written Bragg gratings leads to single linear polarization emission. The polarization is parallel to the fast or to the slow axis of the Hi-Bi fiber, depending on the stretch applied to the gratings. Tunable single polarization laser action has been achieved over a spectral range of 0.5 nm. Single polarization operation of the laser drastically improves the stability of the power and of the frequency of the laser emission, when stresses are applied to the fiber.

REFERENCES

- [1] G. A. Ball and W. W. Morey, "Efficient integrated Nd³⁺ fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 1077–1078, Dec. 1991.
- [2] J. Y. Alain, J. F. Bayon, P. Bernage, T. Georges, M. Monerie, and P. Niay, "A 1 W Ytterbium doped CW fiber laser operating at 1.02 μ m," in *Topical Meet. on Optical Amplifiers and Their Applications, Tech. Dig.*, Washington, DC, Optical Society of America, 1993, vol. 14, pp. 57–60.
- [3] J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie, J. E. Townsend, G. G. Vienne, and D. N. Payne, "Highly-efficient, low-noise grating-feedback Er³⁺:Yb³⁺ codoped fiber laser," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 12, pp. 972–973, June 1994.
- [4] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Coupled-cavity erbium fiber lasers incorporating fiber grating reflectors," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 2023–2025, Dec. 1993.
- [5] G. A. Ball, G. Meltz, and W. W. Morey, "Polarimetric heterodyne Bragg-grating fiber-laser sensor," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1976–1978, Nov. 1993.
- [6] J. T. Lin and W. A. Gambling, "Polarization effects in fiber lasers: Phenomena, theory and applications," in *Inst. Elect. Eng. Colloquium on "Polarization Effects in Optical Switching and Routing System Dig.*, London, U.K., Oct. 1990, pp. 10/1–3.
- [7] S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, "Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser," *Phys. Rev. A*, vol. 46, pp. 2811–2822, Sept. 1992.
- [8] P. Le Boudec, C. Jaouen, P. L. Francois, J.-F. Bayon, F. Sanchez, P. Besnard, and G. Stephan, "Antiphase dynamics and chaos in self-pulsing erbium-doped fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1890–1892, Nov. 1993.
- [9] M. Douay, T. Feng, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, and T. Georges, "Birefringence effect of optical fiber laser with intracore fiber Bragg grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 844–846, Aug. 1992.
- [10] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 823–825, Aug. 1989.
- [11] M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, R. Leners, J. F. Bayon, and T. Georges, "Pump power and birefringence effects in Nd³⁺ and Pr³⁺ fiber lasers using intra-core Bragg reflectors," in *Photosensitivity and Self-Organization in Optical Fibers and Waveguides, SPIE 1993 Quebec Int. Symp. Holography Microstructures, & Lasers Technologies*, Aug. 1993.
- [12] S. E. Kanellopoulos, L. C. G. Valente, V. A. Handerek, and A. J. Rogers, "Polarization properties of permanent and non permanent photorefractive gratings in Hi-Bi fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 45–47, 1991.
- [13] S. Bardal, A. Kamal and P. St. J. Russell, "Photoinduced birefringence in optical fibers: A comparative study of Lo-Bi and Hi-Bi fibers," *Opt. Lett.*, vol. 17, p. 411, 1992.
- [14] A. Kamal and P. St. J. Russell, "Physical origins and general dielectric tensor of photoinduced anisotropy in optical fibers and bulk glasses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, no. 9, pp. 1576–1584, Sept. 1994.
- [15] W. X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie, and B. Poumellec, "Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibers," *Opt. Commun.*, vol. 104, pp. 185–195, 1993.
- [16] P. Niay, P. Bernage, T. Taunay, M. Douay, E. Delevaque, S. Boj, and B. Poumellec, "Polarization selectivity of gratings written in Hi-Bi fibers by the external method," submitted to *IEEE Photon. Technol. Lett.*, June 1994.
- [17] D. Wong, S. B. Poole, and M. G. Sceats, "Stress-birefringence reduction in elliptical-core fibers under ultraviolet irradiation," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1773–1775, Dec. 1992.

D. Pureur, photograph and biography not available at time of publication.

M. Douay, photograph and biography not available at time of publication.

P. Bernage, photograph and biography not available at time of publication.

P. Niay, photograph and biography not available at time of publication.

J. F. Bayon, photograph and biography not available at time of publication.

"Design of a photowritten cavity neodymium-doped
fiber laser tunable around an absorption molecular
line"

Applied Optics
34, pp 5338-5342 (1995).

Design of a photowritten cavity neodymium-doped fiber laser tunable around an absorption molecular line

G. Martinelli, M. Douay, D. Pureur, P. Bernage, P. Niay, J. F. Henninot, C. Li, P. Carette,
J. F. Bayon, and S. Boj

Experiments have shown that it is possible to realize laser cavities photowritten within rare-earth-doped silicate fibers. Experimental results on a particular application, namely, the detection of gas traces by identification of one of the gas's absorption lines, are presented. Experiments on an absorption line of atmospheric water have been carried out to illustrate this purpose. Two lasers have been designed with particular characteristics (spectral linewidths, slope efficiencies, thresholds). Preliminary experimental results on the detection of an absorption line of atmospheric water have been obtained with fiber lasers and optoacoustic detection.

Key words: Fiber laser, Bragg grating, water vapor, photoacoustic spectroscopy. © 1995 Optical Society of America.

1. Introduction

Rare-earth-doped fiber lasers have recently been receiving considerable attention for many applications in various fields such as medicine, sensing, spectroscopy, and telecommunications. However, fiber lasers with dichroic mirrors or wavelength selection outside of the fiber are not suitable for useful applications because they are very sensitive to the environment and are not compact. Experiments have demonstrated that it is possible to realize laser cavities through the use of Bragg gratings photowritten by transverse illumination of germanosilicate optical fiber with a standing-wave interference pattern of two UV laser beams.¹ Bragg gratings act as narrow-band and tunable reflectors. This technology allows

one to suppress any outside mirror and to design rugged coherent sources suitable to their integration in compact systems. Nd³⁺ and Er³⁺ fiber lasers that use intracore Bragg reflectors were reported with high efficiency, up to 41%, and a very low threshold of 1.4 mW. Recently, high power (> 1 W) and high quantum efficiency (> 85%) were demonstrated for silica fiber lasers doped with ytterbium operating at 1.02 μm .^{2,3}

Because of the nature of the glass host, the dopant lines are widely broadened. The disordered structure of the glass gives rise to a nonuniform electric field that causes a site-to-site variable Stark splitting and inhomogeneous broadening of the transitions. Another (homogeneous) contribution to the broadening comes from interactions of the dopants with the phonons of the medium. These combined effects make possible a tunability of fiber lasers over a spectral range of 50 nm. The above characteristics permit the use of these sources in a wide range of applications, such as telecommunications and sensors.

We present experimental results on a particular application of grating-based fiber lasers: the detection of gas traces by identification of one of the gas's absorption lines. To illustrate this purpose, we have carried out experiments on an absorption line of atmospheric water.

First, we present the fabrication process and the characteristics of the grating-based fiber lasers.

G. Martinelli, M. Douay, D. Pureur, P. Bernage, and P. Niay are with the Laboratoire de Dynamique Moleculaire et Photonique, Unite de Recherche Associee au Centre National de la Recherche Scientifique, Université de Lille I, Villeneuve d'Ascq, France. J. F. Henninot, C. Li, and P. Carette are with the Laboratoire de Photonique, Faculté des Sciences Jean Perrin, Université d'Artois, Lens, France. J. F. Bayon and S. Boj are with the Laboratoire Centre de Lannion B, Réseau Intégré Optique/Traitement du Signal Optique, Centre National d'Etudes et Télécommunication, Lannion, France.

Received 26 September 1994; revised manuscript received 3 March 1995.

0003-6935/95/245338-05\$06.00/0.

© 1995 Optical Society of America.

Second, we describe the experimental setup and results concerning the detection of the absorption line of atmospheric water by analysis of the intensity of a fiber laser beam.

Third, experimental results, obtained from an opto-acoustic effect, are analyzed.

2. Fabrication Process and Characteristics of the Lasers

Two Nd³⁺-doped fiber lasers, laser A and laser B, have been designed for this paper following the holographic methodology used by Kashyap *et al.*⁴

The experimental arrangement is shown in Fig. 1. The interferometer that formed the interference pattern consisted in a fused-silica right-angle prism. The light emitted by an XeCl excimer-pumped dye laser (Lambda Physics Model LPX 105 I-LPD 3002 E) was doubled by a BBO crystal. The visible part of the laser beam was separated from the UV by a prism, P. The laser beam was homogeneously expanded 4 times ($\times 4$) through a first Keplerian telescope made up of two spherical UV-grade lenses and experienced a supplementary expansion parallel to the fiber axis through a second expander that consisted of two cylindrical lenses. The beam width was limited to a few millimeters by a variable-aperture slit. The UV radiation tuned to 243 nm provided light pulses of 1.2-mJ energy, 18-ns duration, and 0.3-cm⁻¹ linewidth. This laser beam, linearly polarized perpendicular to the fiber axis, impinged on the hypotenuse face of the prism interferometer, which split it into two equal-intensity parts interfering on the AC face. A cylindrical lens focused the beam on the fiber, which was placed on the AC side. The obtained Bragg gratings were typically 1 cm long.

Because the periodicity of the interference pattern depended on the angle of incidence of the laser beam on the entrance face of the interferometer, the position of the prism with respect to the beam axis was computer monitored so that the Bragg wavelength could be tuned with 0.1-nm precision to a predetermined value.

The spectral transmission of the Bragg gratings in the range of the first diffraction order was monitored on line in the course of the writing process by the use

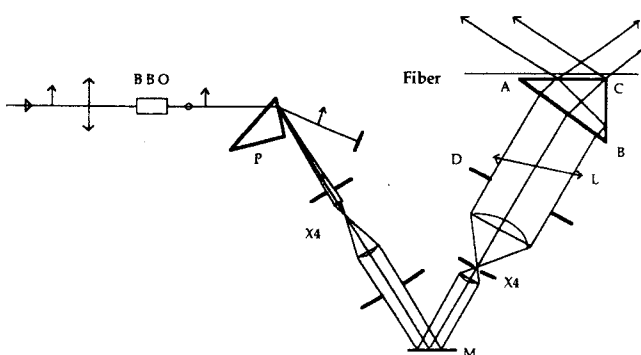


Fig. 1. Experimental arrangement used for writing Bragg gratings into the fiber core. D, a variable-aperture slit; L, a cylindrical focusing lens; M, a folding mirror.

of a white light source and a high-resolution spectrometer ($\Delta\sigma = 0.2 \text{ cm}^{-1}$).

The fiber used for the fabrication of the laser was a single-mode fiber Model FPGA 519 Nd manufactured by the Centre National d'Etudes et Télécommunication (CNET) Laboratory in Lannion, France, core codoped with germanium, aluminium, and 330 parts in 10^6 Nd³⁺ ions (3×10^{24} ions/m³). The cladding dopants were fluoride and phosphorous, and the core diameter was 1.8 μm .

3. Results

Fiber laser cavities are usually closed by a grating with a high reflectivity coefficient (R_{max}) and a grating with a reflectivity coefficient of approximately 50% (output coupler). In our experiments the grating lengths were equal to 10 mm.

Laser A was realized with two photowritten Bragg gratings with reflectivity coefficients of 90% and 55%. The fiber cavity length was 5 m.

In the case of laser B the higher-reflectivity mirror output and reflector consisted of a grating-based Fabry-Perot filter whose reflectivity was close to 1.⁵ This grating-based Fabry-Perot filter was used to reduce the FWHM of the laser emission. The Fabry-Perot reflector was made up of two identical Bragg gratings separated by a distance of 1 cm. The measured reflectivity-coefficient values of the two gratings constituting the Fabry-Perot filter were $R = 86\%$. Thus the Fabry-Perot configuration gives an equivalent reflection coefficient $R_{\text{FP}} = 99\%$. The 4.3-m-long B cavity was closed with an output Bragg coupler of 40% reflectivity. The two laser wavelengths were $\lambda = 1117.96 \text{ nm}$.

A. Characterization of the Lasers

The lasers have been designed to be tuned on an intense absorption line of water located at 1118.06 nm. The absorption spectral linewidth of the water at 1118.06 nm is 2.9 GHz.⁶

The experimental arrangement used for measurements of the fiber laser thresholds, slope efficiencies, and linewidth of laser emission is shown in Fig. 2. The pump beam was delivered by a 100-mW monomode laser diode (Spectra Physics Model SDL-5412-

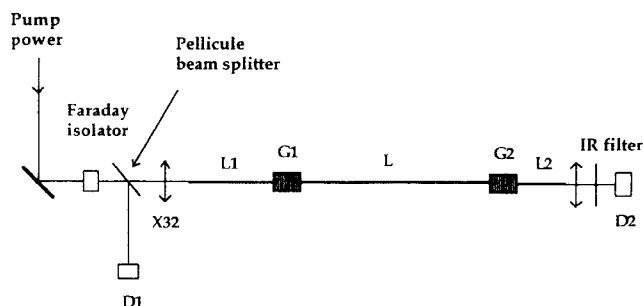


Fig. 2. Experimental setup used for measurements of the fiber laser characteristics. L1 is the fiber length between the input face and the Bragg grating (G1); L is the laser-cavity length; and L2 is the fiber length between the Bragg grating (G2) and the output face.

H1) lasing at 813 nm. The incident power was measured with a first power meter, D1, set on the part of the beam reflected 45° by a pellicle beam splitter (25% reflection at 813 nm). The pump-laser beam was injected into the fiber through a microscope objective. The pump-to-fiber coupling efficiency was measured to be 47% with an isolator set on the pump-beam path. A second microscope objective (83% transmission) focused the output laser beam on the second power meter, D2, or on a Fabry-Perot scanning interferometer through an infrared filter that blocked the residual pump power. A high-resolution Fabry-Perot scanning interferometer with a free spectral range of 10 GHz and a finesse of 200 analyzed the spectra of the lasers' emissions at a rate of 50 Hz and with a bandwidth ranging from dc to 300 kHz.

B. Results

Figure 3 shows the fiber laser output powers as a function of the injected pump power. These experimental data lead to slope efficiencies of 65% (quantum efficiency 89%) for both lasers and laser thresholds of 1.9 mW for laser A and 2.5 mW for laser B when a linear least-squares fit is used. This high efficiency of the lasers, close to the theoretical value ($\lambda_{\text{pump}}/\lambda_{\text{signal}} = 0.73$), was achieved with fibers containing a low concentration of ion pairs.⁷

Figure 4 shows the laser emission linewidths. The complicated spectral emission of the laser exhib-

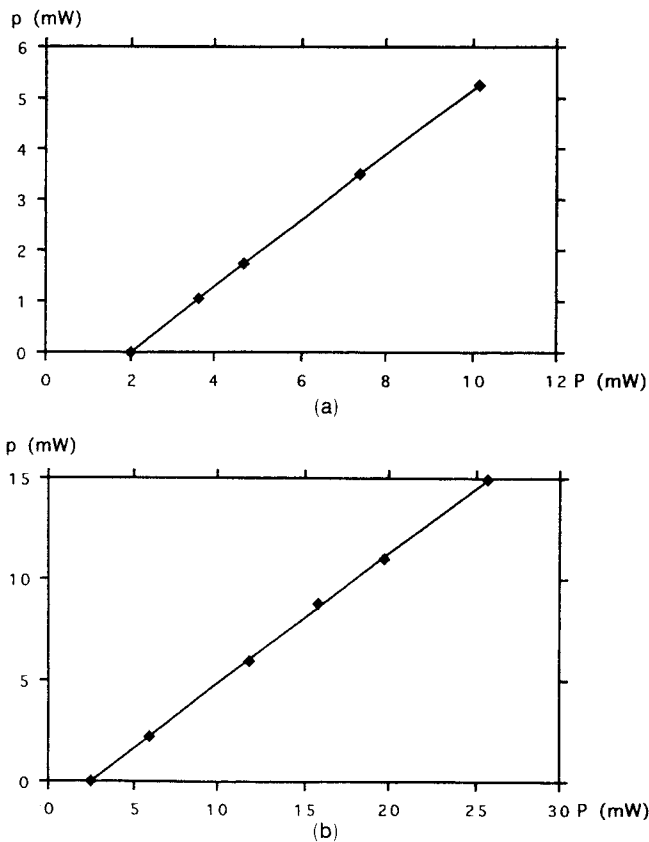


Fig. 3. Fiber laser output power versus the injected pump power: (a) laser A, (b) laser B.

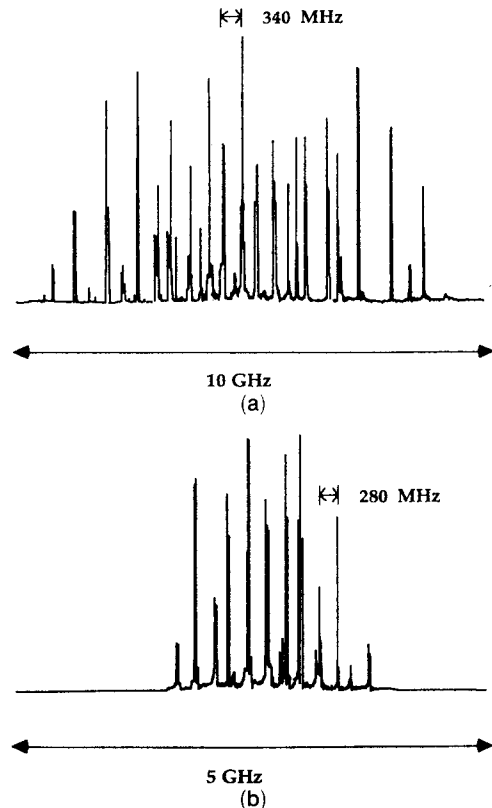


Fig. 4. Laser emission linewidths: (a) laser A, (b) laser B.

ited different comb structures mixed together. It has been shown elsewhere that coupled subcavities were created by reflection from fiber end faces and Bragg gratings.⁸ In the cases of both laser A and laser B the outstanding observed feature consisted of a comb structure of lines with a peak-to-peak spacing that corresponds to the free spectral range of the cavity formed by reflection from the fiber input face and the Bragg grating G_1 ($\Delta\nu = 340$ MHz for laser A and $\Delta\nu = 280$ MHz for laser B). The estimated FWHM linewidths of the lasers' emissions were $\Delta\nu = 7$ GHz and $\Delta\nu = 2.5$ GHz.

4. Application to Water Detection

Two methods have been used to detect a water absorption line in an ambient medium. First, the light intensity was measured as a function of the laser wavelength at various path-length propagations through the ambient medium. Second, the detection of acoustic waves in an acoustic cell as a function of the scanned wavelength was recorded (optoacoustic method).⁹

We tuned the laser wavelength by stretching simultaneously two 30-cm-long parts of the fibers containing the Bragg gratings placed on a plate driven by a 0.2- μm motor stepper. Because of changes of the grating step and of the refractive index, the relative change as a function of the relative stretch is¹⁰

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0.78\frac{\Delta L}{L}.$$

Assuming that the upper limit of the elasticity

range of the fiber corresponds to a relative stretch of 1%, the spectral tunability of the laser reaches 10 nm.

A. Propagation through an Ambient Medium

The experimental setup used was similar to the one presented in Fig. 2. The fiber laser beam was sent to the power meter after various propagating path lengths within the ambient atmosphere. The power transmission through each path length was recorded when the laser wavelength was scanned over the water absorption line.

B. Results

The absorption spectra of the 1118.06-nm line of water are shown in Fig. 5 when laser A is used for a path length of 9 m and in Fig. 6 when laser B is used for path lengths of 4.2 and 2.4 m.

In the first case the FWHM absorption linewidth was observed to be 7 GHz. In the second case the recorded width of the water line was 5.5 GHz as a result of the convolution of its actual width with the laser line. Assuming a Lorentzian profile, we note that the gross width of the water line could be estimated to be 3 GHz (0.1 cm^{-1}). Therefore the laser B emission line was narrow enough for sensitive water sensing.

C. Photoacoustic Detection

The photoacoustic effect consists of acoustic wave generation resulting from the absorption of photons in a medium.¹¹ Light absorbed by a sample excites a fraction of the ground-state molecular population into higher energy levels. These excited states subsequently relax through a combination of radiative and nonradiative processes. The nonradiative part of the relaxation process generates heat in the irradiated medium and gives rise to a pressure wave that can be detected by a microphone. Because of the spectral brightness of lasers and the high sensitivity of microphones, photoacoustic spectroscopy of gases offers high sensitivity, making the method attractive for the local detection of weak absorption in gases.

We have carried out preliminary photoacoustic experiments with a ready-made T-shaped cell that is not optimized for this purpose. The path of the laser

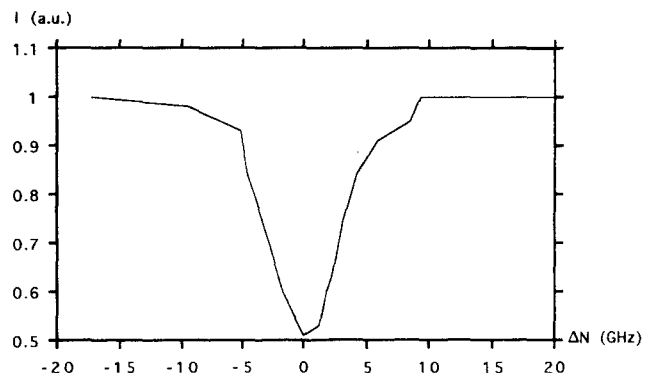


Fig. 5. Absorption spectrum of the 1118.06-nm line of water obtained with laser A for a path length of 9 m.

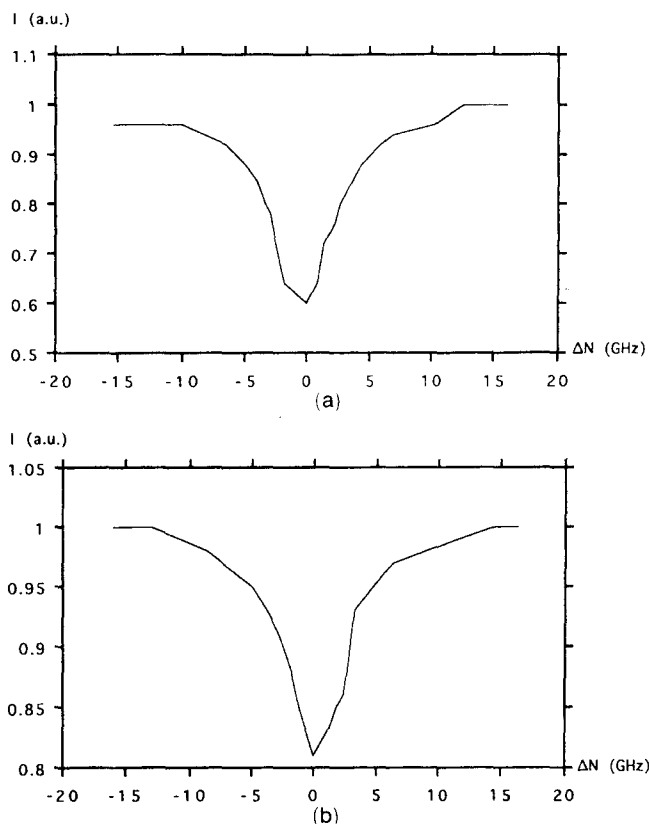


Fig. 6. Absorption spectrum of the 1118.06-nm line of water obtained with laser B for a path length of (a) 4.2 m and (b) 2.4 m.

beam in this closed cell was 25 cm long, and the photoacoustic signal was recovered with a Bruël and Kjaer microphone Model 4149 equipped with a preamplifier Model 2619 T and was processed with a lock-in amplifier. The light coming from the laser was modulated with a mechanical chopper. The experimental arrangement is shown in Fig. 7.

The resonance frequencies of the acoustic cell have been determined with an external loudspeaker, and the chopper frequency has been tuned to one of these resonance frequencies (1052 Hz).

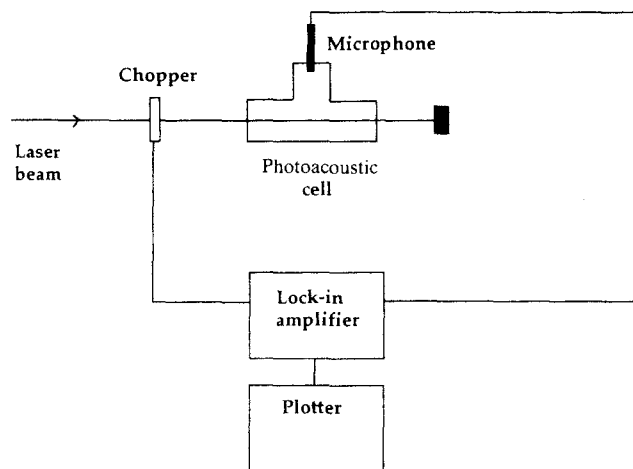


Fig. 7. Experimental arrangement used for photoacoustic detection of atmospheric water.

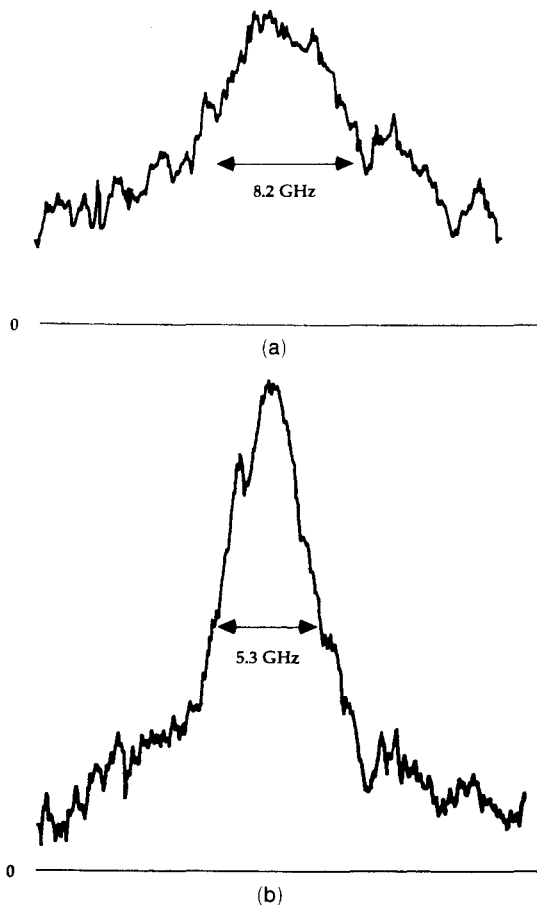


Fig. 8. Plot of the acoustic signal versus the laser frequency: (a) laser A, and (b) laser B.

D. Results

Figure 8 shows the acoustic signal as a function of the laser frequency for both lasers. The background noise is mainly a window noise generated by the laser-beam modulation. The FWHM linewidth was observed to be 8.2 GHz when laser A was used and 5.3 GHz when laser B was used. These results are consistent with the previously determined laser linewidths and the estimated water linewidth.¹² The use of laser B permits a signal-to-noise ratio improvement of 2.5.

The discrepancy between the two methods for the measurement of the water linewidth in the case of laser A can be explained by the difficulty encountered when the linewidth of this laser is estimated precisely.

5. Conclusion

This preliminary study has demonstrated the possibility of the use of grating-based fiber lasers for the spectroscopic detection of gaseous species. Our ex-

periments have been carried out at 23 °C under a maximal partial pressure of water of 21 mm Hg. Future developments in fiber-laser gas sensors will need to improve the compactness of the device as well as the sensitivity of the detection method. Improvement of the compactness can be achieved if the fiber is pigtailed to a pump-laser diode and the photoacoustic cell is miniaturized. Improvement of the sensitivity will require optimization of the photoacoustic cell geometry and a frequency modulation of the laser beam for reduction of the window noise.

We acknowledge useful discussions with J. Pesez. This work is supported by CNET contract 93 8B006 and Direction des Recherches Études et Techniques under contract 92147.

References

1. G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* **14**, 823-825 (1989).
2. G. A. Ball and W. W. Morey, "Efficient integrated Nd³⁺ fiber laser," *IEEE Trans. Photon. Technol. Lett.* **3**, 1077-1078 (1991).
3. J. Y. Allain, J. F. Bayon, M. Monerie, P. Bernage, and P. Niay, "Ytterbium-doped silica fiber laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02 μm," *Electron. Lett.* **29**, 309-310 (1993).
4. R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, "All fibre narrow band reflection gratings at 1550 nm," *Electron. Lett.* **26**, 730-732 (1990).
5. S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon, and T. Georges, "Photoinscription de filtres de Bragg dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de germanium," *J. Opt.* **23**, 143-156 (1992).
6. J. M. Flaud and C. Camy-Peyret, "Spectrum of water vapor between 8050 and 9370 cm⁻¹," *J. Mol. Spectrosc.* **75**, 339-362 (1979).
7. E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, and J. F. Bayon, "Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 73-75 (1993).
8. M. Douay, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, R. Leners, J. F. Bayon, and T. Georges, "Pump power and birefringence effects in Nd³⁺ and Pr³⁺ fiber lasers using intra-core Bragg reflectors," in *Photosensitivity and Self-Organization in Optical Fibers and Waveguides*, F. Ouellette, ed., *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **2044**, 15-21 (1993).
9. L. B. Kreuser, "Ultralow gas concentration infrared absorption spectroscopy," *J. Appl. Phys.* **42**, 2934-2943 (1971).
10. M. Douay, T. Feng, P. Bernage, P. Niay, E. Delevaque, and T. Georges, "Birefringence effect of optical fiber laser with intracore fiber Bragg grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 844-846 (1992).
11. P. D. Goldan and K. Goto, "An acoustically resonant system for detection of low-level infrared absorption in atmospheric pollutants," *J. Appl. Phys.* **45**, 4350-4355 (1974).
12. J. Y. Mandin, J. P. Chevillard, J. M. Flaud, and C. Camy-Peyret, "N₂-broadening coefficients of H₂ ¹⁶O lines between 8500 and 9300 cm⁻¹," *J. Mol. Spectrosc.* **132**, 352-360 (1988).

"Rare earth doped fluoride fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors"

Journal de Physique
5, pp 225-236 (1995).

Classification
Physics Abstracts
42.55N — 42.60D — 42.81W

Rare Earth Doped Fluoride Fibre Lasers Using Direct-Coated Dielectric Mirrors

S. Boj⁽¹⁾, F. Alard⁽¹⁾, J.-Y. Allain⁽¹⁾, H. Poignant⁽¹⁾, E. Delevaque⁽¹⁾, M. Saccoccio⁽²⁾, Y. Aubry⁽²⁾, D. Pureur⁽³⁾ and M. Douay⁽³⁾

⁽¹⁾ France Télécom, CNET Lannion B, RIO/TSO, France

⁽²⁾ ONERA, CERT-DERO, Toulouse, France

⁽³⁾ Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, UST Lille, France

(Received 2 May 1994, revised 4 November 1994, accepted 16 December 1994)

Abstract. — In this letter, we report on the realisation of fluoride fibre lasers. Mirrors were directly deposited on fibre endfaces. Using this technique, we have fabricated stable fibre lasers. Then, we present our recent results on fluoride fibre lasers.

Introduction

Rare earth doped fluoride glasses have been shown to be excellent laser materials [1]. They are usually known to offer more metastable levels as compared to silica. New physical mechanisms were easily achievable such as laser emission using up-conversion process [2-5] and new laser wavelengths were demonstrated [6, 7]. Since the first doped fluoride fibre laser reported by Brierley and France in 1987 [8], many improvements of the fibre characteristics were brought such as the reduction of the background losses or the reduction of the core diameter down to a few μm [5]. However, no significant progress was achieved in the cavity configuration. Moreover, results concerning laser experiments were published using a cavity made by mirrors butted against the fibre ends [9, 10]. In this configuration some problems remain : mechanical instability of the laser and excess cavity losses at the interface between the mirror and the fibre endface (impurities, non homogeneous surfaces etc.). To minimise intracavity losses, other technologies exist : photoinscription of Bragg gratings into the core of fibres [11], Sagnac loops and deposition of dielectric layers on the fibre endfaces [12].

Nevertheless, all these techniques were only used with silica fibres. Note that very recent results obtained at the Lille University (France) have shown that the photoinscription of Bragg gratings in fluoride fibres was possible [13]. However, mirrors with high reflectivity over a large spectral range is not yet achievable with Bragg gratings. In order to obtain small linewidth laser emission, an easy way seems to be the use of both techniques : large band high reflectivity mirror on one endface and Bragg grating to close the laser cavity. In this letter, we report the realisation of fluoride fibre lasers with TiO_2 - SiO_2 dielectric mirrors deposited on endfaces. Three types of lasers are presented. The first one is an erbium doped

fluoride fibre pumped in the $0.8 \mu\text{m}$ region emitting a 545 nm laser radiation by an up-conversion process. The second is an ytterbium praseodymium codoped fibre pumped in the same IR region (850 nm) [14, 15] and emitting a 635 nm laser radiation by an other up-conversion process. The last one is a thulium holmium codoped fibre emitting a $2 \mu\text{m}$ laser radiation while pumping at 825 nm [16]. However, results presented here may not really give an estimation of the intracavity losses reduction due to this technique. Significant reduction of thresholds are reported in this paper compared with thresholds obtained with the same fibres [14] but laser mechanism are very complex (generally two photon absorption etc.) and can not give the exact value of intracavity losses reduction. Background losses are important in our fibres (around 0.5 dB/m) so that we can not compare our results with those obtained in many papers with less background losses fibres.

1. Green Er Doped Fluoride Fibre Laser

Visible compact lasers are very attractive for information storage, holography, laser printers, ... One way to obtain a visible emission is to use up-conversion processes in rare earth doped fluoride fibres. The green fluorescence of erbium ions in such fibres is known to be large enough to provide laser emission.

UP-CONVERSION FLUORESCENCE IN ER DOPED FLUOROZIRCONATE GLASS FIBRES. — Figure 1 shows the energy diagram of Er ions in fluorozirconate fibres and the excitation pathways. We can describe it by the following scheme : $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ by ground state absorption (GSA) at $0.8 \mu\text{m}$, $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ by non radiative relaxation, $^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ by pump excited state absorption (ESA) and $^4F_{3/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$ by non radiative relaxation. Laser emission around 540 nm occurs from the latter to the ground state level. Note that a fraction of Er^{3+} ions in the $^4S_{3/2}$ level can radiatively relax onto the metastable $^4I_{13/2}$ level emitting a $0.85 \mu\text{m}$ radiation. This transition can be responsible for a strong amplified spontaneous emission (ASE) and might oscillate if the fibre end reflectivities were not low enough.

Through another ESA, ions in this level are excited to the $^4S_{3/2}$ level. Pumping at $0.97 \mu\text{m}$ gives the following excitation pathway, $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ by GSA, $^4I_{11/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$ by

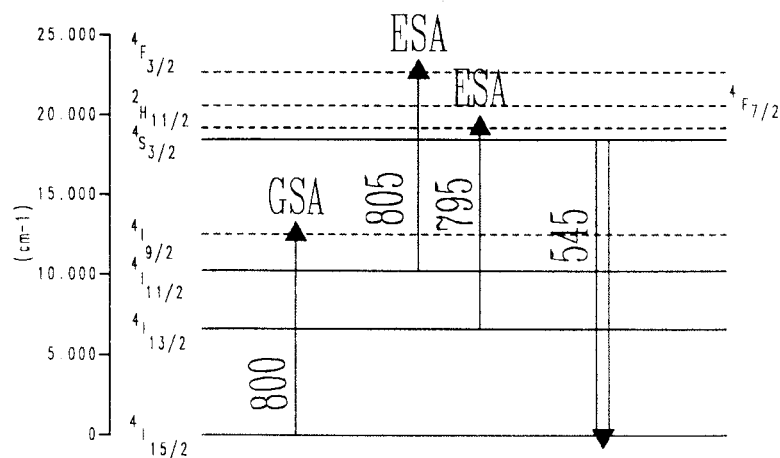


Fig. 1. — Partial energy diagram of Erbium ion in fluoride fibre.

ESA and ${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ by non radiative relaxation. But in this case, there is no ESA from the ${}^4I_{13/2}$ level at this wavelength. The upconversion efficiency then decreases with the increase of the ${}^4I_{13/2}$ population by ESA at $0.55 \mu\text{m}$ from this level [10].

EXPERIMENT. — Deposition of dielectric mirrors : the fibre endfaces were polished and seven thin wave layers of TiO_2 and SiO_2 were deposited on the endfaces by e-beam evaporation. Deposition was made under IAD conditions (Ions Assisted Deposition) to obtain compact layers. Oxide materials were deposited on fluoride glass although these two materials have not the same mechanical properties. The coated fibre endfaces were observed using an electron-beam microscope and there was no evidence of surface defects. The conditions for the spectral dependence of the reflectivity were : high reflectivity at 540 nm , high transmission at 800 nm and low reflectivity at 850 nm to avoid parasitic oscillation. Figure 2 presents both calculated and measured (on a witness substrate) reflectivities of the coating, showing a reasonable agreement. The ideal input mirror would have a 100% transmission at 800 nm , a 0% reflectivity at 850 nm and a high reflectivity at 545 nm . This could be approached with an increased number of dielectric layers.

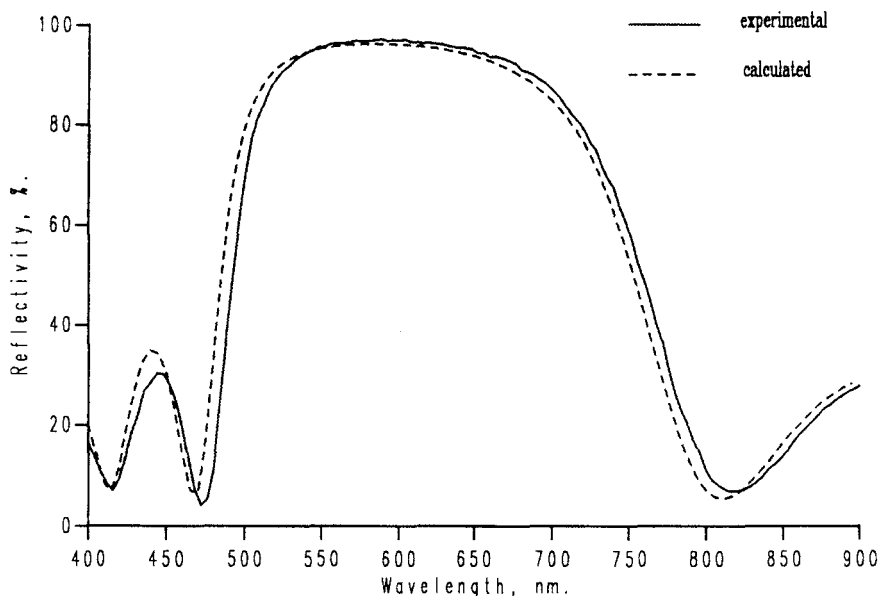


Fig. 2. — Comparison between calculated and experimental reflectivity of deposited layers.

Laser operation : the pump source was an Ar^+ pumped Ti : sapphire laser operating in the $0.8 \mu\text{m}$ region which was focused by a microscope objective and launched into the fibre with an efficiency of nearly 50%. At the fibre end, the output signal was separated from the unabsorbed pump radiation by a dichroic mirror.

Two erbium doped ZBLAN fibres have been used. The first one is a $3 \mu\text{m}$ core diameter fibre with a 25×10^{-3} index difference and a 1 000 ppm by weight dopant concentration. The second one is a $2.5 \mu\text{m}$ core diameter fibre with a 40×10^{-3} index difference and the same dopant concentration. Cut-off wavelengths are, respectively, $1.3 \mu\text{m}$ and $1.38 \mu\text{m}$ for the first and second fibres. Fibres are multimode at both pump and signal wavelengths. This reduces the laser efficiency. Table I shows the parameters of different fibre lasers which have been characterised.

Table I. — *Lasers parameters.*

Lasers	fiber type	R _{signal}	T _{pump}	T _{850nm}	Length (cm)
Laser 1	1	94%	83%	84%	60
Laser 2	2	94%	83%	84%	120
Laser 3	2	86%	95%	90%	20

RESULTS AND DISCUSSION. — Figure 3 presents the single side 545 nm laser power against incident (not launched) pump power for the three lasers. Laser 1 to 3 have, respectively, 10 mW, 57 mW and 38 mW threshold pump powers and 1%, 2% and 1% slope efficiencies (against incident pump power). For better convenience, the same mirrors were deposited simultaneously on the two fibre endfaces. Thus, the laser radiation is emitted by the two endfaces and we loose half of the laser power. Taking into account a launch efficiency of 50% the slope effi-

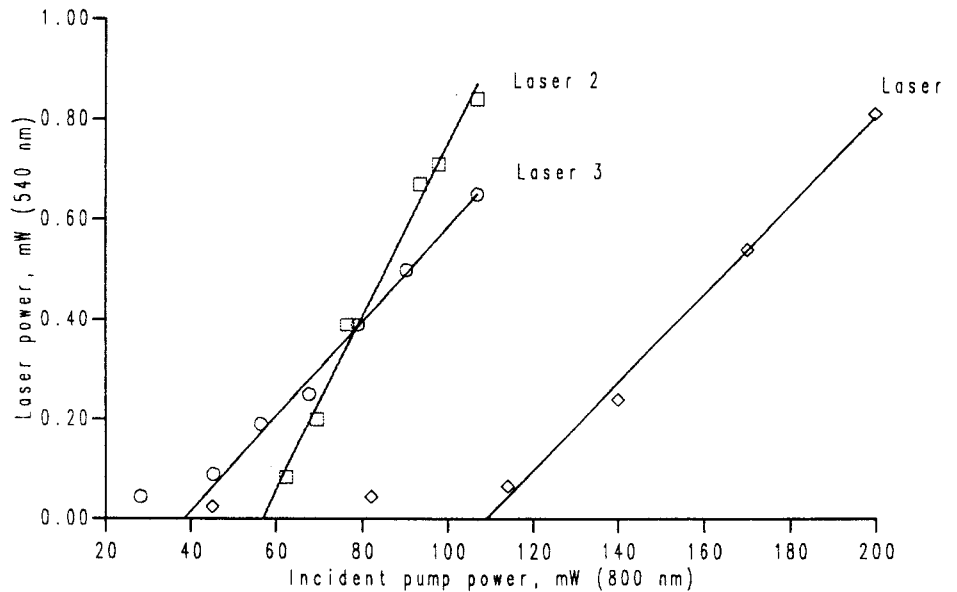


Fig. 3. — 545 nm laser power against incident pump power.

ciency of the total laser output power *versus* launched pump power is 4 times the one measured. Slope efficiencies and threshold powers depend on the mirror reflectivity at the signal wavelength, on the mirror transmission at the pump wavelength and on the fibre length.

If we compare lasers 2 and 3, we can note that laser 2 is 6 times longer than laser 3. In fact in this doped fibre, there are a large absorption of erbium ions at 540 nm and non negligible background losses. On the other hand, laser 2 suffers from an unoptimised coating pump transmission, 83%, compared to 95% for laser 3. Consequently, laser 2 has a higher threshold than laser 3. There is definitely a trade-off between a low laser threshold and a high slope efficiency. This trade-off can be obtained by adjusting fibre length and signal reflectivity. As we intend to use diode laser pumping, we mainly worked on reducing the threshold. Characteristics of laser 1 do not compare favourably with those of lasers 2 and 3. The differences may be explained by the characteristics of the fibres. The core diameter of fibre 2 is smaller than of fibre 1. As in the case of amplifiers, laser characteristics are very sensitive to the core diameter size. Improvement of the fibre design (reduction of the core diameter) should lead to a significant reduction of the threshold power. Up to 400 mW of pump power was focused on the input dielectric coating, which lead to intensity of the order of 4 MW/cm². No damage has been observed at such intensities. These results mean that the deposition of oxide materials on fluoride fibres could allow to reach threshold pump powers in the range of laser diode powers.

Using a chopper wheel, we have investigated the build-up dynamics of the laser emission. With pumping at 0.8 μm , the laser emission increases continuously up to its stationary value. On the other hand, at the pump wavelength of 0.97 μm , after an initial rise-up to a maximum intensity, the laser emission slowly decreases until a lower stationary value. It is the consequence of the $^4\text{I}_{13/2}$ increasing population. Note that the mirror transmission at 970 nm was only around 70%. In this configuration, the threshold powers were nearly the same. This makes this pump wavelength competitive.

2. Red Yb:Pr Codoped Up-Conversion Fluoride Fibre Lasers

Praseodymium doped fluoride fibres have received much attention because of their ability to amplify a signal in the 1.3 μm band. However, visible fluorescence was observed leading to many laser transitions [6, 17]. We present here a 635 nm upconversion fluoride fibre laser pumped in the 0.85 μm band.

UP-CONVERSION FLUORESCENCE IN Yb:Pr CODOPED FLUORIDE GLASS FIBRES. — Figure 4 presents the energy diagrams of a Pr ion and an Yb ion. The Yb ion acts as a sensitizer allowing the up-conversion process with only one pump wavelength [18]. The excitation pathway is the following one: $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$ by ground state absorption of the Yb ion at 850 nm, $^3\text{H}_4 \rightarrow ^1\text{G}_4$ of the Pr ion by energy transfer from the excited Yb ion, $^1\text{G}_4 \rightarrow ^3\text{P}_0$ by excited state absorption. The $^3\text{P}_0$ level radiatively relaxes on the $^3\text{F}_2$ level emitting a 635 nm radiation and finally, the $^3\text{F}_2$ level relaxes non radiatively onto $^3\text{H}_4$ level. However, other emissions can occur following the schemes: $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{H}_6$ which is a 605 nm radiation, $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{H}_5$ leading to a 520 nm radiation and $^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{H}_4$ for a 480 nm radiation. Figure 5 presents the fluorescence emission of the fibre in the visible region. While pumping at 476 nm, the spontaneous emission at these wavelengths is large enough to provide laser emissions in the red and green band.

Isolated Yb ions cannot transfer their energy, which is therefore lost. If Yb concentration is high enough, each Yb ion has a neighbouring ion which can be Yb or Pr. The energy of Yb ions can now migrate (by energy transfer) up to a Pr ion. This effect is enhanced in clusters. Indeed, Yb concentration must be important to increase the efficiency of this process.

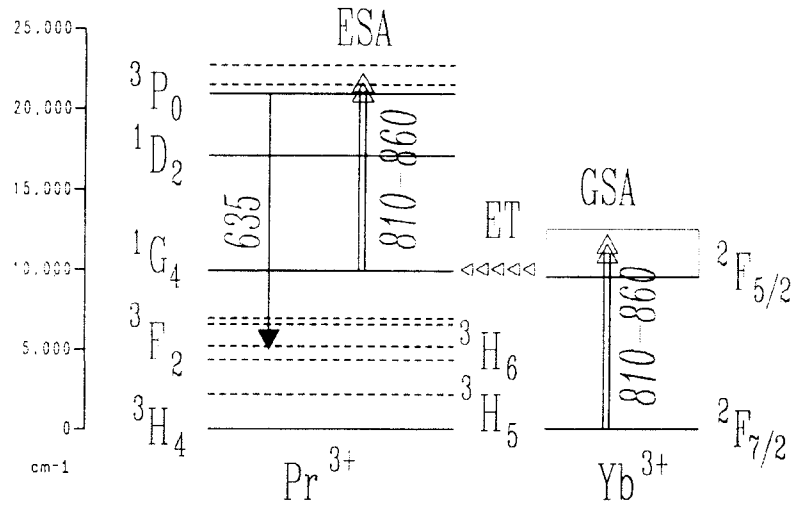


Fig. 4. — Excitation pathway of upper 3P_0 level of laser transition at 635 nm.

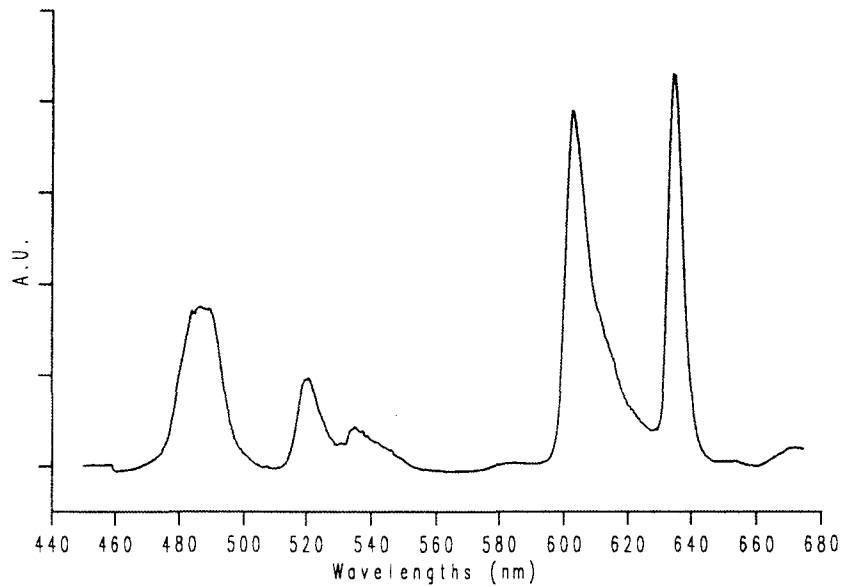


Fig. 5. — Fluorescence spectrum of Praseodymium in ZBLAN.

EXPERIMENT. — The fibre is a ZBLAN Yb:Pr doped fibre with 1 000 ppm by weight Pr concentration and with 20 000 ppm by weight Yb concentration. The core diameter is $5.7 \mu\text{m}$ and the index difference 10×10^{-3} . This leads to a cut-off wavelength of $1.27 \mu\text{m}$. As in the erbium case, the fibre is multimode at both pump and signal wavelengths.

Table II presents the different parameters of the fabricated lasers. Mirrors must have high reflectivities to obtain low pump power threshold as described previously. The pump source

was a Ti : sapphire laser at 850 nm. The choice of such a wavelength has been done considering reference [14]. This wavelength is attractive because it is in the commercial diode wavelengths range. However, interesting results in that field has been obtained using two diode pump wavelengths (around 1 μm) [19].

Figure 6 presents lasing output power against incident pump power for laser 1 of Table II. Up to 10 mW of 635 nm laser emission have been obtained in our experiment. Note that the fibre characteristics are really not optimised for this application. Fibre lengths were about 80 cm long. Quantum efficiencies are around 10% in the best cases. Figure 7 presents laser power against incident pump power for Table II lasers. Slope efficiencies are around 1%, 1% and 2.4% and threshold pump powers are 120 mW, 85 mW and 95 mW for lasers 1, 2 and 3 respectively. If we compare laser 2 and 3, we can note that slope efficiency of laser 2 is less than this of laser 3 but output mirror reflectivity of laser 2 is also less than this of laser 3. This result can only be explained by the inhomogeneous background losses along the fibre. Laser 2 fibre likely has more background losses than laser 3. Indeed, the fibre used had some diffusing points. These points are the main part of the fibre background losses. As a consequence, the choice of the fibre is clearly very important for this laser application. An attempt was made to obtain stimulated emission on the green transition but coatings were damage under the high pump power (more than 400 mW).

As previously mentioned, an improvement of the fibre design would lead to better results such as few mW pump power threshold.

3. 2 μm Tm:Ho Codoped Fluoride Fibre Laser

Compact lasers emitting in the 2 μm band would have many applications from medical lasers to eye-safe LIDAR. Many interesting recent results have been reported using Tm doped silica fibre [20, 21]. However, using fluoride fibre offers the advantage of a possible quantum efficiency of 2, leading to high output power [16].

Table II. — *Lasers parameters.*

Lasers	R _{in}	R _{out}	T _{pump}
Laser 1	80%	80%	80%
Laser 2	95%	80%	95%
Laser 3	95%	93%	95%

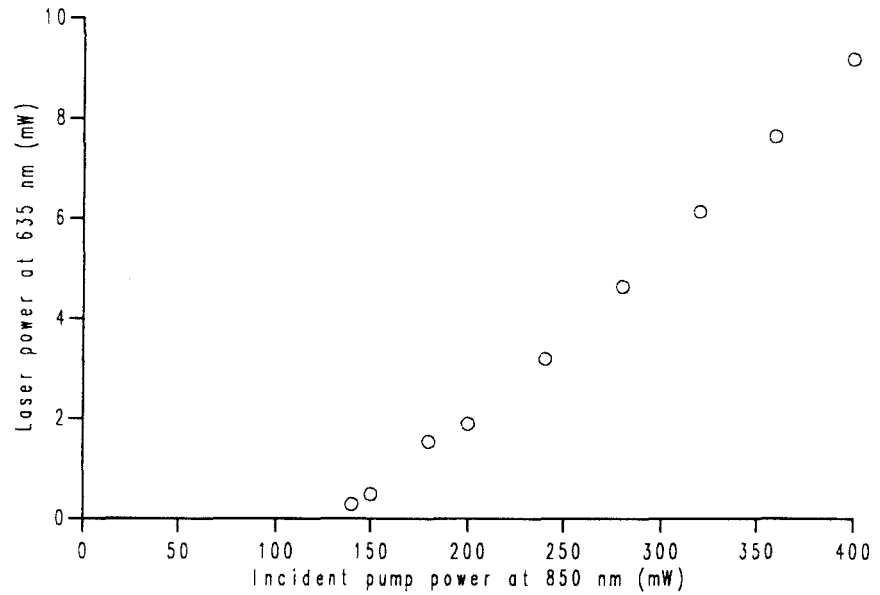


Fig. 6. — 635 nm laser power against incident pump power.

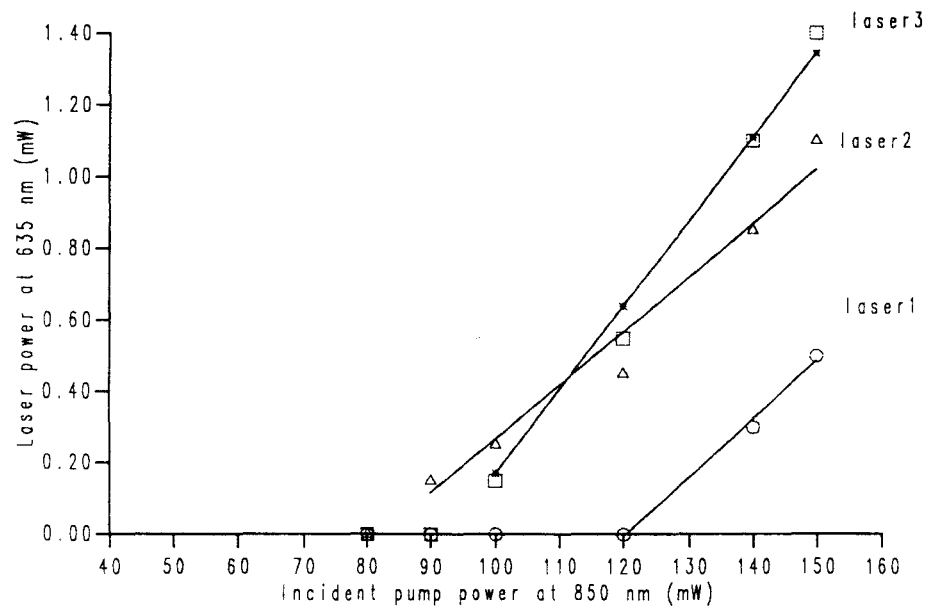


Fig. 7. — Comparison between 3 different lasers.

$2\ \mu\text{m}$ FLUORESCENCE IN $\text{Tm}:\text{HO}$ CODOPED FLUORIDE GLASS FIBRES. — The pumping scheme of the upper $^5\text{I}_7$ level of the lasing transition of holmium is shown in Figure 8. Tm^{3+} ions are excited in the $^3\text{F}_4$ level by a pump of wavelength around $0.8\ \mu\text{m}$. If the Tm concentration is high enough ($> 1\%$) crossrelaxation between two neighbouring Tm ions will occur: one

Tm 3F_4 ion relaxes on the 3H_4 level with simultaneous excitation of another Tm ion from the 3H_6 level to the 3H_4 level. Energy transfer to Ho ions leads to the population of the Ho 5I_7 level. In this case, Tm ions are very efficient sensitizers because with one pump photon, two Tm ions are excited to the 3H_4 level. As previously mentioned about Yb:Pr, with high Tm concentration, energy can migrate from one Tm ion to another (by energy transfer) up to an Ho ion. Indeed, high Tm concentration is necessary to enhance the process.

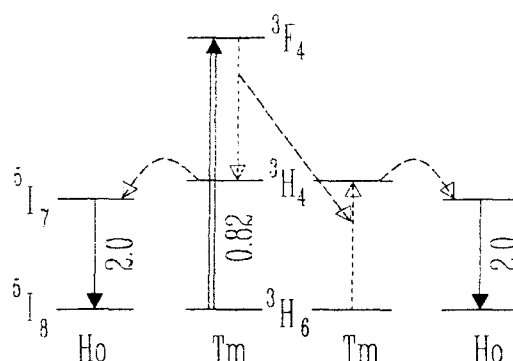


Fig. 8. — Pumping scheme for Thulium sensitized Holmium ZBLAN fibre laser.

EXPERIMENT. — The fibre is a ZBLAN Tm:Ho doped fibre with 1 000 ppm by weight Ho concentration and 20 000 ppm Tm concentration. It has a $7.8 \mu\text{m}$ core diameter and a 10×10^{-3} index difference, thus a $1.77 \mu\text{m}$ cut-off wavelength. Here, the fibre is single mode at the signal wavelength. Mirrors deposition was made under the same previously described conditions. To obtain high reflectivity at $2 \mu\text{m}$, layers deposited on the fibre endfaces must be thick enough (around 200 nm per layer). The higher the number of layers, the higher the reflectivity but our thin film coating equipment has some limits. It was not possible to deposit more than three layers having this thickness. Consequently, the maximum reflectivity obtained was only 60% at $2 \mu\text{m}$ with a bandwidth of nearly 200 nm. However, an improvement of the deposition could be made. With this coating, two main experiments have been realised :

- by simultaneously depositing layers on the two fibre endfaces we have obtained a $2.05 \mu\text{m}$ laser ;
- by depositing only one coating at one fibre end and by closing the cavity with a prism and a gold mirror we have obtained a tunable $2 \mu\text{m}$ laser over 100 nm.

Figure 9 presents the first $2.05 \mu\text{m}$ laser emission against diode bias current. This laser has been diode pumped with a spectra diode SDL800 emitting a 825 nm radiation up to 150 mW. Laser cavity length is 38 cm long. The current threshold is 55 mA and the slope efficiency is 0.12 mW/mA. Near 10 mW of $2.05 \mu\text{m}$ laser emission have been achieved in this condition. The output power considered here was the total of the two endfaces output emissions. Slope efficiency was 26% which lead to a quantum efficiency of 65%. Figure 10 presents the linewidth of such a laser. For a 80 mA bias current, this linewidth is about 4.5 nm. This result has been obtained with a Fabry-Perot cavity as a spectrometer with a 0.55 nm resolution.

On another hand, a diode pumped tunable $2 \mu\text{m}$ laser has been realised (Fig. 11). As previously mentioned, the wavelength selection has been realised with a prism inserted in the cav-

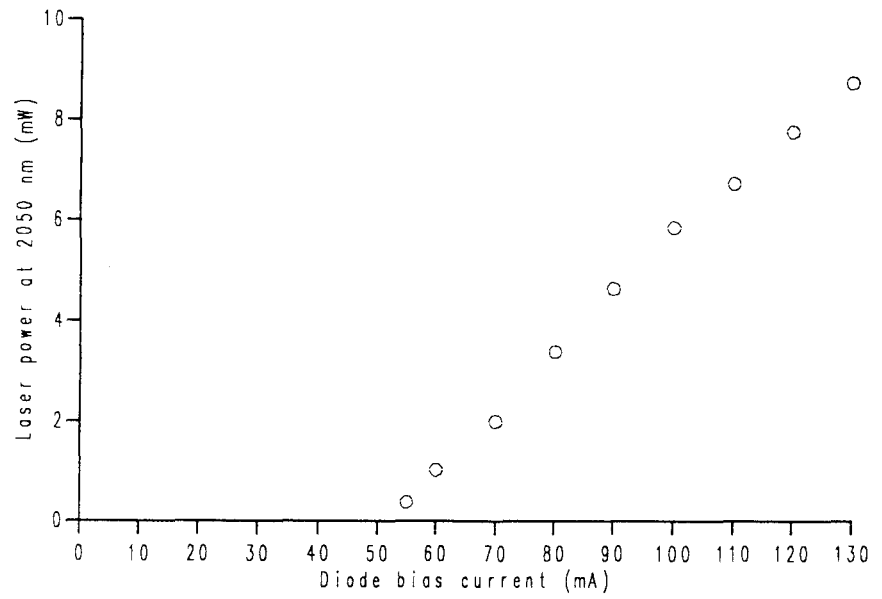


Fig. 9. — 2.05 μm laser power against diode bias current.

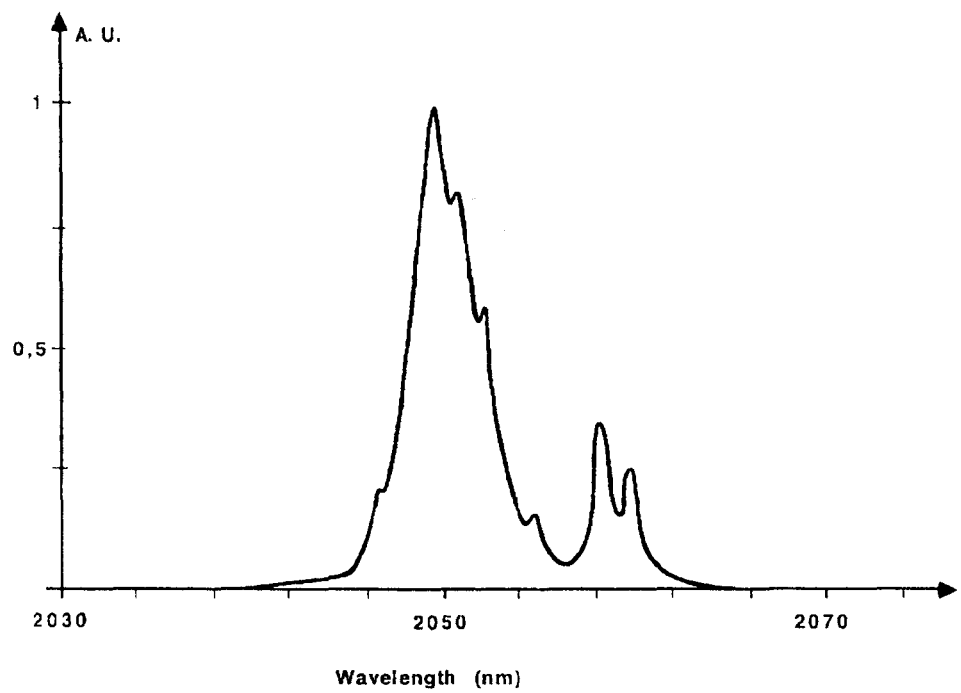


Fig. 10. — Laser linewidth.

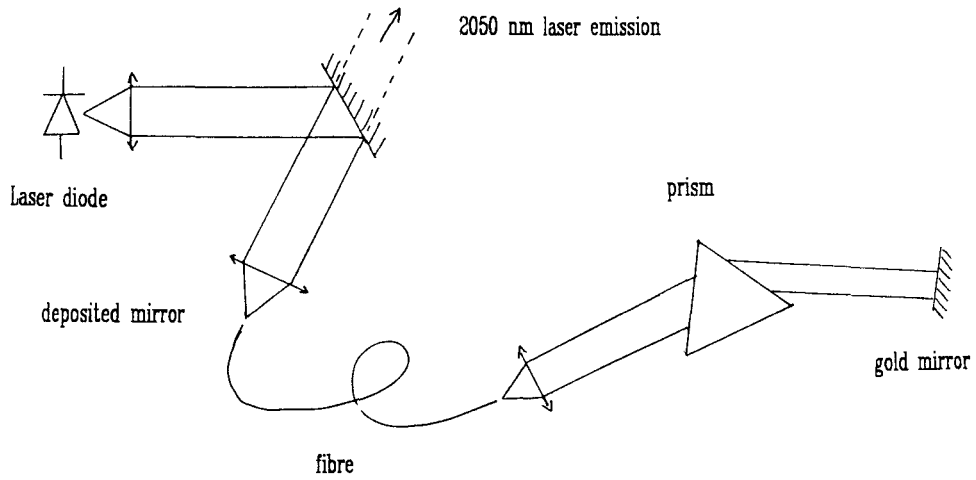


Fig. 11. — Experimental set-up.

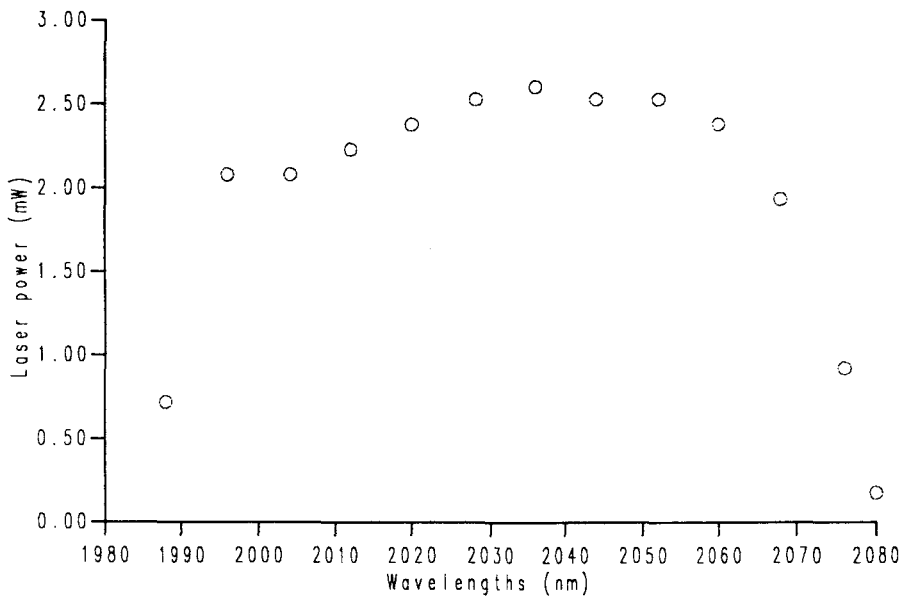


Fig. 12. — 2 μm laser tunability domain.

ity. Figure 12 presents the tunable domain achieved. Here, the linewidth measured was a few nm and the maximum output power was 2.6 mW at 2 038 nm. All these results have been obtained with the spectra diode. Note that in this configuration, laser linewidth depends on the gold mirror position.

Conclusion

In this letter, we have proposed a technique to realise low excess cavity loss fluoride fibre laser. Deposition of dielectric multilayer coatings on the fibre endfaces seems to be a good

way to provide low laser threshold. In the 0.8 μm region, low cost laser diode exist allowing the development of such visible fibre lasers. The results we have reported are a first step to the realisation of low threshold and high efficiency visible and 2 μm lasers. Optimisation of the fibre design and improvement of the mirror characteristics (for layers and for gratings) should lead to rugged and compact diode pumped lasers.

Acknowledgements

Thanks are due to Dr. M. Monerie for helpful comments and to Dr. J. C. Simon for helpful assistance concerning dielectric mirror coatings.

References

- [1] Monerie M., SPIE, Status on fluoride fiber lasers, 1991, vol. 1581.
- [2] Allain J. Y. *et al.*, Room temperature cw tunable green upconversion Holmium fibre laser, *Electron. Lett.* **24** (1990) 261-262.
- [3] Allain J. Y. *et al.*, Blue upconversion fluorozirconate fibre laser, *Electron. Lett.* **26** (1990) 166-167.
- [4] Grubb S. G. *et al.*, Cw room temperature blue upconversion fibre laser, *Electron. Lett.* **28** (1992) 1243-1244.
- [5] Massicott J. F. *et al.*, Low threshold, diode pumped operation of a green, Er doped fluoride fibre laser, *Electron. Lett.* **29** (1993) 2119-2120.
- [6] Allain J. Y. *et al.*, Tunable cw lasing around 610, 635, 695, 715, 885 and 910 nm in praseodymium doped fluorozirconate fibre, *Electron. Lett.* **27** (1990) 189-190.
- [7] Tobben H., Room temperature cw fibre laser at 3.5 μm in Er doped ZBLAN glass, *Electron. Lett.* **28** (1992) 1361-1362.
- [8] Brierley M. C. *et al.*, Neodymium doped fluorozirconate fibre laser, *Electron. Lett.* **23** (1987) 815-816.
- [9] Whitley T. J. *et al.*, Upconversion pumped green lasing in Erbium doped fluorozirconate fibre, *Electron. Lett.* **20** (1991) 1785-1786.
- [10] Allain J. Y. *et al.*, Tunable green upconversion Erbium fibre laser, *Electron. Lett.* **2** (1992) 111-112.
- [11] Meltz G. *et al.*, Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method, *Opt. Lett.* **15** (1989) 823-825.
- [12] Shimizu M. *et al.*, High efficiency Nd doped fibre lasers using direct coating dielectric mirrors, *Electron. Lett.* (1987) 768-769.
- [13] Niay P. *et al.*, « Photoinscription of gratings in fluorozirconate fibers, and application to fiber lasers », CLEO/IQEC'94, Anaheim 8-13 May 1994, Post dead line paper CPD9.
- [14] Allain J. Y. *et al.*, Red upconversion Yb-sensitised Pr fluoride fibre laser pumped in 0.8 μm region, *Electron. Lett.* **27** (1991) 1156-1157.
- [15] Boj S. *et al.*, « Réalisation d'un laser à upconversion à cavité intégrée par dépôts de couches diélectriques sur les faces d'une fibre ZBLAN dopée Yb:Pr », JNOG 93.
- [16] Allain J. Y. *et al.*, High efficiency cw Thulium sensitised Holmium doped fluoride fibre laser operating at 2.04 μm , *Electron. Lett.* **27** (1991) 1513-1514.
- [17] Smart R. G. *et al.*, Cw room temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in infrared-pumped Pr-doped fluoride fibre, *Electron. Lett.* **27** (1991) 1307-1309.
- [18] Allain J. Y. *et al.*, Energy transfer in Pr:Yb doped fluorozirconate fibres, *Electron. Lett.* **27** (1991) 1012-1013.
- [19] Piehler D. *et al.*, Laser diode pumped red and green upconversion fibre lasers, *Electron. Lett.* **29** (1993) 1857-1858.
- [20] Yamamoto T. *et al.*, 1.9 μm Tm-doped silica fibre laser pumped at 1.57 μm , *Electron. Lett.* **30** (1994) 220-221.
- [21] Oh K. *et al.*, Continuous wave oscillation of thulium sensitized holmium doped silica fiber laser, *Optics Lett.* **19** (1994) 278-280.

"Bragg grating inscriptions within strained monomode
high NA germania-doped fibres: part I.
Experimentation"

Applied Physics
30, pp 40-52 (1997).

Bragg grating inscriptions within strained monomode high NA germania-doped fibres: part I. Experimentation

T Taunay†, P Niay†, P Bernage†, M Douay†, W X Xie†, D Pureur†, P Cordier‡, J F Bayon§, H Poignant§, E Delevaque§ and B Poumellec||

† Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique, Centre d'Etudes et de Recherches Lasers et Applications Université des Sciences et Technologies de Lille, UFR de Physique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

‡ Laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide Université des Sciences et Technologies de Lille, UFR de Physique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

§ France Télécom, CNET-Lannion, Technopole Anticipa, 22301 Cedex, France

|| Laboratoire CNS, Bâtiment 415, URA CNRS 446 Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex, France

Received 8 May 1996

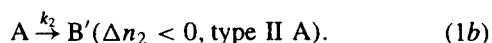
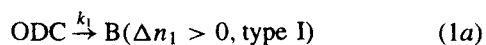
Abstract. Bragg grating inscriptions have been performed within strained, high numerical aperture (NA), germania-doped, monomode fibres. It is shown that the complex dynamics of Bragg grating spectrum formation recorded in these fibres depend strongly on the strain applied to the fibre at the time of photoimprinting. Thermal stability studies of gratings written in strained fibres have been carried out through 30 min isochronal bleaching experiments. It is shown that the stretching of the fibre during the grating fabrication is an important parameter governing the decay of the grating. The implications of these observations are discussed from a practical point of view.

1. Introduction

Although the mechanisms underlying photosensitivity in germanosilicate fibres are not clearly understood, it is widely used to fabricate fibre Bragg grating assisted components. This provides solutions to numerous problems in the fields of telecommunications, fibre lasers and optical fibre sensors. As a result of a growing interest, several review papers cover recent advances in the understanding of material aspects or (and) in devices and in applications of light-sensitive optical fibres [1–7]. The current techniques used to write the gratings mainly consist of side exposing the fibre core through the cladding to an UV interference pattern [8]. The interference patterns are produced either from stable interferometers [9,10] and highly coherent laser or from a phase mask [11] which diffracts an UV beam into -1 and $+1$ orders. The phase mask technique relaxes both the temporal and spatial coherence requirements of the UV laser. We have recently reported experiments of photoinscriptions of Bragg gratings carried out for long irradiation times within single-mode high NA germanosilicate fibres [12,13]. We briefly summarize the main observations and results deduced from these

experiments. Using either cw or pulsed UV lasers and either a two-beam interferometer or a phase mask, we expose the fibre to a fringe pattern from the side. For increasing exposure times, we first observe a decrease in the fibre transmittance near the first-order Bragg wavelength followed by a complete or partial erasure of the first-order spectrum and then by a new spectrum formation. For convenience we distinguish between these two successive spectra by labelling them grating I and grating II A spectra. The formation of a type I spectrum induces a Bragg wavelength shift towards the red part of the spectrum. At the time of erasure of the type I spectrum, the Bragg wavelength shifts towards the blue or does not significantly shift in the course of the type II A spectrum inscription. A second-order diffraction spectrum appears once the first-order grating I spectrum is just beginning to saturate, and in turn, saturates at the time of the erasure of the grating I spectrum. These observations lead us to propose a phenomenological model in which we suggest that, at least, two different processes are involved in the grating inscription. Briefly, the model assumes that the refractive index evolution with exposure time results from two local reactions. The first reaction (1a) erases and produces

some defects or chemical species which lead to a positive change (Δn_1) in the effective refractive index, whereas the second reaction (1b), slower than the first, produces a negative change (Δn_2) in the effective refractive index. Reaction (1b) is responsible for the grating II A spectrum formation.



In equations (1), the reaction constants k_1 and k_2 are quoted ($k_1 \gg k_2$). In reaction (1a) ODC is one of the defects absorbing around 243 nm. In [12] we assumed that the reaction rates are proportional to reactive concentrations and that k_1 or k_2 is simply related to the intensity. In [12] two kinetics involving one photon absorption were assumed to produce the refractive index changes. This is just for sake of demonstration. Other (more complex) behaviours or other possible reactions would lead to same conclusions [13]. Starting from this model, we can deduce that fringeless irradiation of a grating performed at the time of the erasure of the type I first-order spectrum produces the writing of a first-order type II A spectrum. This is in agreement with our experimental observations. Type II A photosensitivity is observed in most of the single-mode, heavily GeO₂-doped, fibres manufactured by the CNET Laboratory in Lannion but also in a commercially available HiBi fibre [14]. Typical dynamics of a type II A grating inscription have also recently been observed by Dong *et al* when writing gratings in a 3 μm core diameter phosphorus-doped germanosilicate fibre [15]. In this experiment, the laser was operating at 193 nm, which according to Dong *et al*, led to the type II A grating formation after an exposure time noticeably shorter than necessary when using the 240 nm wavelength. In other fibres (for example, telecommunication fibres, rare-earth-doped aluminosilicate fibres: rare earth ions = Ce³⁺, Tb³⁺, Tm³⁺ or Er³⁺ or Ce³⁺ doped ZBLALi fluorozirconate fibres [16]), the grating peak transmittance evolutions with irradiation time look more usual. Indeed, the transmittance at the Bragg wavelength reaches a minimum value and then increases slowly as the refractive index change begins to saturate. This temporal behaviour is characteristic of type I photosensitivity. The differences observed between the dynamical evolutions of grating spectra recorded in various fibres can be qualitatively explained by assuming that the values of the parameters k_1 , k_2 , Δn_1 and Δn_2 are significantly different from one fibre to another [12]. In an attempt to clarify the origin of the type II A photosensitivity further, we have recently written thick holograms in the cores of a wide variety of 100 μm thick preform plates. The preforms selected for this experiment were highly GeO₂-doped so that type II A spectrum inscriptions can easily be observed in fibres pulled from them. The writing technique (sources: cw or pulsed UV lasers emitting at 244 nm; Lloyd type mirror interferometer) was similar to this used when writing Bragg gratings within the fibres. Similarly, the growths in hologram intensity were followed in real

time by measuring the diffraction efficiency at a He-Ne probe wavelength ($\lambda = 633 \text{ nm}$). Using exposure times longer than those used when writing type II A gratings within fibres, no significant mark of type II A photosensitivity could be noticed since only saturations of the hologram diffraction efficiencies were detected for increasing irradiation time. Further details about these experiments are reported in [17]. Obviously, the distributions of stresses or defects frozen within a fibre core are quite different from those in the core of a preform slice [18–20]. Furthermore, microscopic inspection of the cores of the preforms used in these experiments revealed the presence of microcracks relaxing most parts of the stresses frozen at the time of the preform collapse. Accordingly, initial stress distribution within a germanosilicate glass has been suspected to be an important parameter in obtaining (or not) type II A photosensitivity. One should note that this issue is not only crucial for the understanding of type II A photosensitivity origin, but also from a practical point of view. Indeed, as recently reported, straining a fibre provides an attractive way to tune slightly the Bragg wavelength of a grating or to write chirped fibre gratings when using a phase mask photoinscription method [21, 22].

The aim of this paper is to report further investigations undertaken to determine if a relation exists between stress and the appearance of type II A grating spectra. The paper is organized as follows. Section 2 is devoted to the experimental methodology and results. Firstly, the experimental set-up is briefly described. Then, the dynamics of formation of first-order grating spectra during photoimprinting within a fibre put under different strains are shown. These experimental conditions correspond to extra axial tensile stress applied to the fibre. The mean fluence per pulse used to write the gratings was the parameter of the measurements. Then, the dynamics of the second-order diffraction efficiency, recorded during the grating inscription within a strained fibre, are compared to those observed from an unstrained fibre. Furthermore, Bragg grating based Fabry–Pérot structures were used to measure the shift in the response of the interferometer when performing UV irradiation at a previously unexposed place between the two gratings of the Fabry–Pérot. Due to its sensitivity, this interferometric method allows the change in the effective refractive index to be measured early in the time of exposure.

We will show that the kinetics of type II A spectrum formation are faster in a strained fibre than in an unstrained fibre. However, according to the long exposure time involved in the photoinscription experiments (typically half an hour), one fears that small temporal drifts in the position of the fringe pattern relative to the fibre core could occur and that these drifts depend on the fibre strain. Thus we performed further experiments in which the stability of the experimental set-up was not as critical as when writing gratings by exposure of a strained fibre to a fringe pattern. To this end, gratings written in strained or unstrained fibres were subjected to isochronal thermal annealing or to UV photobleaching through fringeless exposure. Section 3 briefly recapitulates the main points of the experimental results and presents our conclusions.

2. Experimental methodology and results

2.1. Experimental methodology and samples

The method for producing the gratings and for monitoring their formation are related in detail in [23]. Succinctly, the UV interference pattern was obtained from a frequency doubled XeCl pumped dye laser beam (LPD 3002E system from LAMBDA Physics) impinging on a Lloyd's mirror type interferometer [10]. The UV beam tuned to 243 nm was focused by a cylindrical lens onto one side of the fibre to a spot, approximately rectangular in dimensions (typically 2 mm long by 15 μm wide). Although this experimental set-up enables the inscription of 20 mm long gratings near 1.5 μm , the lengths of the gratings were in most experiments limited to 2 mm in order to restrict the orders of interference along the grating length to small values and thus to minimize the consequences of possible small mechanical instabilities or drifts. After being settled perpendicularly to the mirror edge, the fibre was clamped (or glued) on two supports placed on each side of the fringe pattern and separated by 10 cm. One support was mounted on a precision translation stage. This allowed the fibre to be put under a controllable strain. The photoimprinting experiment was delayed from 30 min up to 48 h after the fibre was stretched without any noticeable significant change in the kinetics of grating spectrum formation. The spectral transmissions of the Bragg gratings were recorded in real time in the course of the photoimprinting, using a white light source, two high-resolution spectrometers, respectively tuned to the spectral range corresponding to the first- and second-order of the grating, and a cooled germanium detector set-up [24].

The two fibres used in the experiments are single-mode GeO₂-doped silica fibres manufactured by the CNET laboratory in Lannion. Their characteristics are summarized in table 1. One can note that fibre G is highly photosensitive since changes in refractive index as high as 10^{-3} are easily observed in this fibre before reaching saturation of type I photosensitivity [23].

2.2. Comparison between the dynamics of grating first-order spectrum photoinscription recorded in prestrained or in unstrained fibres

Figure 1 shows the first-order transmittances of two 2 mm long gratings written in fibre C as a function of the accumulated fluence impinging on the fibre. The mean fluence per pulse was 300 mJ cm⁻². The pulse repetition rate was increased from 5 Hz (during the formation and erasure of the type I spectrum) up to 20 Hz during the inscription of the type II A spectrum. The curve drawn with full symbols corresponds to a grating written in an unstrained fibre. In fact, a small tensile strain always needs to be applied to the fibre to keep it straight during the inscription of the grating. However, it must be noted that releasing such strained fibres in which unsaturated test gratings ($R \approx 0.7$) were written did not induce any noticeable shift in the grating Bragg wavelength within our experimental accuracy (± 0.05 nm). According to the approximate relation $\Delta\lambda/\lambda = 0.78\Delta L/L$ (known to

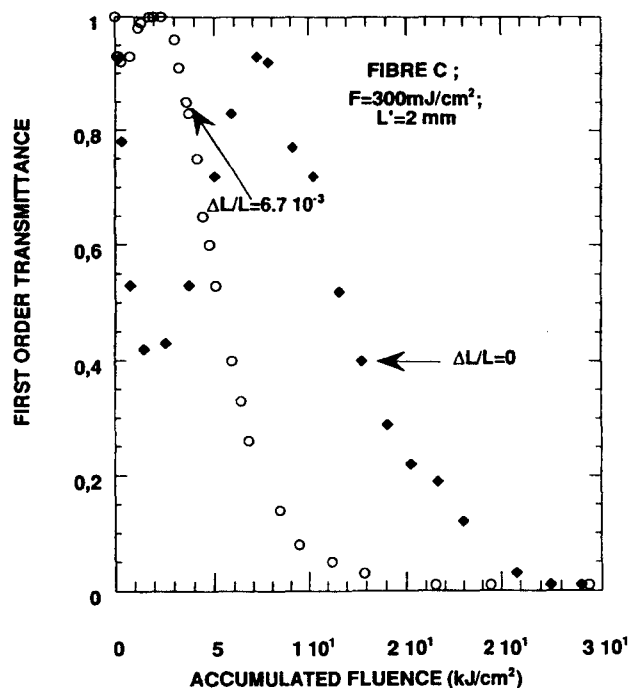


Figure 1. Evolution of the first-order spectrum transmittance as a function of the accumulated fluence used for the inscription of the gratings within fibre C (open symbols grating written in a fibre strained by 6.7×10^{-3} ; full symbols, grating written in an unstrained fibre $\Delta L/L \approx 0$).

fit conveniently the tuning of a Bragg wavelength as a function of a controlled strain [25]), it can be concluded that $\Delta L/L$ was less than 5×10^{-5} . This situation is denoted by $\Delta L/L = 0$ in the figures of this paper. The features of the graph in figure 1 look like those reported in figure 1 of the work of Xie *et al* [12].

The graph drawn with open circles in figure 1 corresponds to a grating written in fibre C put under a strain of 6.7×10^{-3} . It shows that the lifetime of the type I spectrum became very short since its complete erasure occurred after a fluence of 1.5 kJ cm⁻². This value can be compared with that usually observed when writing gratings within unstrained C fibres using a fluence of 300 mJ cm⁻² ($5.5 < F_C < 8$ kJ cm⁻²). Moreover, the first-order reflectance ($R \approx 1 - T$) of the type I grating written in the strained fibre reached a maximum value of 7/100, whereas the reflectance of the grating written in the unstrained fibre was $\approx 58/100$ at peak. On the other hand, the kinetics of the type II A spectrum formation within the strained fibre were faster than those recorded within the unstrained fibre. Indeed, the type II A grating reflectivity reached saturation $R \approx R_{max}$ after a fluence of 16 kJ cm⁻² in the strained fibre, whereas saturation of the grating reflectivity could be observed in the unstrained fibres after a fluence of 22 kJ cm⁻². Gratings were also written in fibres put under strains $\Delta L/L$ smaller than 6.7×10^{-3} . The features of the spectra recorded using these fibres progressively changed from those shown in full symbols of the graph to those of the open circle curve in figure 1, as $\Delta L/L$ was increased in steps from 1.9×10^{-3} to 6.7×10^{-3} . This is illustrated in table 2 where typical first-order results obtained when writing Bragg gratings within strained fibre C are displayed.

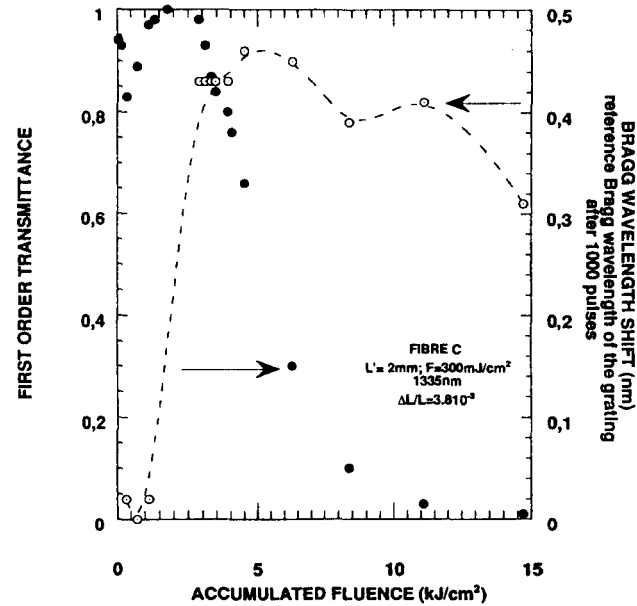
Table 1. Characteristics of the germanosilicate fibres used in the study.

Fibre type	LP ₁₁ cut-off wavelength (μm)	Cladding dopants	Core dopants (mole%)	Core diameters (μm)
C	0.97	F, P	Ge 28	2.8
G	1.15	B, P	Ge 11.5	5.2

The value of $\Delta L/L$, and the number of various grating inscriptions performed under these experimental conditions are reported in column 1. The fluence required for reaching saturation of the growth of type I reflectance is displayed in column 2 of this table together with the values of R_{max} . The fluence required for obtaining the beginning of the type II A spectrum formation and for reaching saturation ($R \approx R_{max}$) are given in columns 3 and 4 respectively. As several sets of measurements were available for each value of $\Delta L/L$ we have chosen to report the extrema values (when available from the various spectra) in table 2.

Table 2 shows that a large scatter exists between the experimental results. For example, the rate of inscription of the type II A spectrum was higher in the fibre under a strain of 4.8×10^{-3} than in the fibre under a strain of 6.7×10^{-3} . In two fibres under a strain of 6.7×10^{-3} , we did not observe any trace of a type I spectrum formation, whereas, in two other fibres, weak type I spectra could be detected without any obvious change in the experimental conditions.

Figure 2 shows the first-order spectrum characteristics of a grating written in fibre C strained by 3.8×10^{-3} . The 2 mm long grating was written at a mean fluence per pulse of 300 mJ cm^{-2} . The first-order reflectance of the type I grating reached a maximum $R_{max} \approx 17/100$. The type I spectrum was completely erased after a fluence equal to 1.8 kJ cm^{-2} . When the irradiation time was increased further, the erasure of the spectrum was followed by a fast type II A spectrum inscription. The reflectance of the type II A grating reached R_{max} after a fluence of 15 kJ cm^{-2} . As shown in figure 2, the shift experienced by the Bragg wavelength (shift = first-order Bragg wavelength - Bragg wavelength of the grating at 0.3 kJ cm^{-2}) increased to 0.46 nm after a fluence of 3 kJ cm^{-2} . At this time, growth of the type II A spectrum had started. After a fluence of 4.5 kJ cm^{-2} , the shift was flattening out and decreased down to 0.31 nm after 15 kJ cm^{-2} . *All the experiments have shown that the level of increase in the Bragg wavelength was roughly the same regardless of the fibre strain.* Figure 3 shows the evolutions of the first-order transmittances of two 2 mm long gratings as a function of the UV cumulative fluence used for the writing. The two gratings were written in a fibre C put under strain, the parameter of the experiment being the fluence per pulse used to write the gratings. The graph plotted using open symbols was drawn from the spectra recorded during an inscription performed at a fluence per pulse of 170 mJ cm^{-2} , the fibre being put under 5.85×10^{-3} strain. The full symbols are for an inscription at a fluence per pulse of 300 mJ cm^{-2} in a fibre strained by 6.7×10^{-3} . Figure 3 shows that the rates of erasure and building of the spectra are markedly faster as a function of the UV

**Figure 2.** Evolution of the spectral characteristics of a type II A spectrum in the course of the photoimprinting of a grating (Fibre C).

cumulative fluence for the inscription performed at the higher fluence per pulse.

Figure 4 shows the first-order transmittances of two 2 mm long gratings written in fibre G at a fluence per pulse of 250 mJ cm^{-2} . The curve in open circles corresponds to the dynamics of a grating written in an unstrained fibre. The type I grating reflectance reached a saturated value $R \approx R_{max}$ after 4 kJ cm^{-2} and a slight erasure of the spectrum began after 13 kJ cm^{-2} . The curve in full circles represents the spectra recorded when writing the grating in the fibre put under 5.85×10^{-3} strain. The rate of grating growth is slower than that observed in the unstrained fibre. Furthermore, the grating reflectance ($R = 1 - T$) reached only $78/100$ at saturation after 15 kJ cm^{-2} . However, no type II A spectrum could be detected when writing the grating within the strained fibre G for an accumulated fluence of 50 kJ cm^{-2} .

As a preliminary conclusion one can see that the experiments described show that the stretching of the fibre decreases the peak efficiency of the first-order type I grating (i.e. the refractive index modulation at the beginning of the writing experiment). It has no significant effect on the kinetics or on the order of magnitude of the shift in the Bragg wavelength (i.e. on the mean refractive index variation). The kinetics of the type II A spectrum formation are made to increase by the stretching of the fibre.

Table 2. Typical results obtained when writing first-order Bragg gratings within strained fibre C ($L' = 2$ mm, $\lambda_{B1} = 1335$ nm, $F = 300$ mJ cm⁻²).

$\Delta L/L$ (Number of spectra)	Accumulated fluence (kJ cm ⁻²) required for reaching saturation of the Type I grating reflectance (value of R_{max})	Accumulated fluence (kJ cm ⁻²) required for obtaining the beginning of the type II A spectrum formation	Accumulated fluence (kJ cm ⁻²) required for reaching saturation of the type II A spectrum $R \approx R_{max}$
0 (3)	1.2–1.8 (0.6–0.8)	5.5–8	22–25
1.9×10^{-3} (2)	0.54–0.75 (0.3–0.4)	2.1–2.7	24 (only one spectrum*)
3.8×10^{-3} (1)	0.36 (0.17)	1.8	15
4.8×10^{-3} (1)	0.20–0.27 (0.1–0.15)	1.6–2.1	9
6.7×10^{-3} (4)	0–0.3 (0–0.075)	1.2–2.4	6.6–15

* In the second experiment exposure was stopped before reaching saturation.

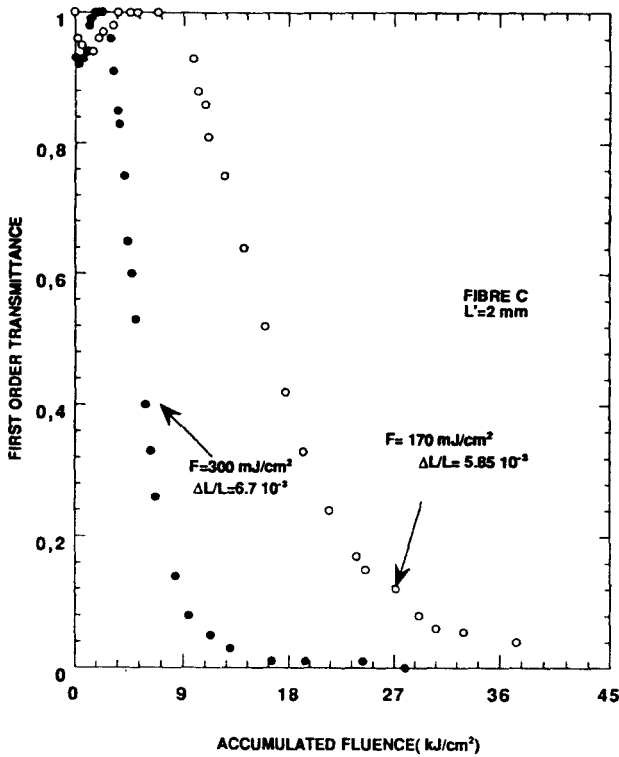


Figure 3. Transmittances of gratings written in strained fibre C as a function of the UV accumulated fluence (J cm⁻²). The parameter of the experiment is the fluence per pulse used for photoimprinting.

2.3. Evolutions of the first- and second-order transmittances as a function of the accumulated fluence used for the inscription of gratings within fibre C

The evolutions of the second-order and first-order transmittances were simultaneously recorded when photoimprinting 4 mm long gratings within fibre C at a fluence per pulse of 330 mJ cm⁻².

The graphs in figure 5(a) were drawn from the set of results of the inscription within an unstrained fibre. The second-order spectrum reflectance $R = 1 - T$ was maxi-

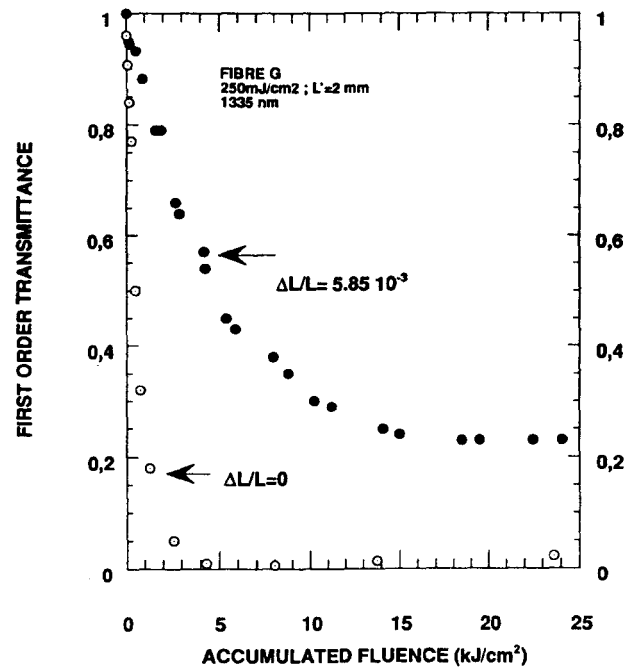


Figure 4. Grating transmittances as a function of the accumulated fluence used for the inscription within fibre G ($\lambda_B = 1335$ nm, $L' = 2$ mm, $F = 250$ mJ cm⁻²) (open circles unstrained fibre; full circles, fibre under 5.8×10^{-3} strain).

imum after 7 kJ cm⁻². At this value, the first-order spectrum was nearly erased. For a longer irradiation time, the first-order type II A spectrum began to grow, reaching a saturation level after 17 kJ cm⁻². One can note that, beyond 17 kJ cm⁻², the FWHM linewidth of the first-order spectrum was increasing with the number of pulses, whereas the second-order spectrum transmittance was slightly recovered. Such behaviour has been previously reported [26].

The results plotted in figure 5(b) correspond to a grating inscription within a fibre put under 5.85×10^{-3} strain. For increasing accumulated fluence ($F_C < 1$ kJ cm⁻²), the transmittance of the second-order spectrum first decreased and then levelled off at 7 kJ cm⁻². At this value, the

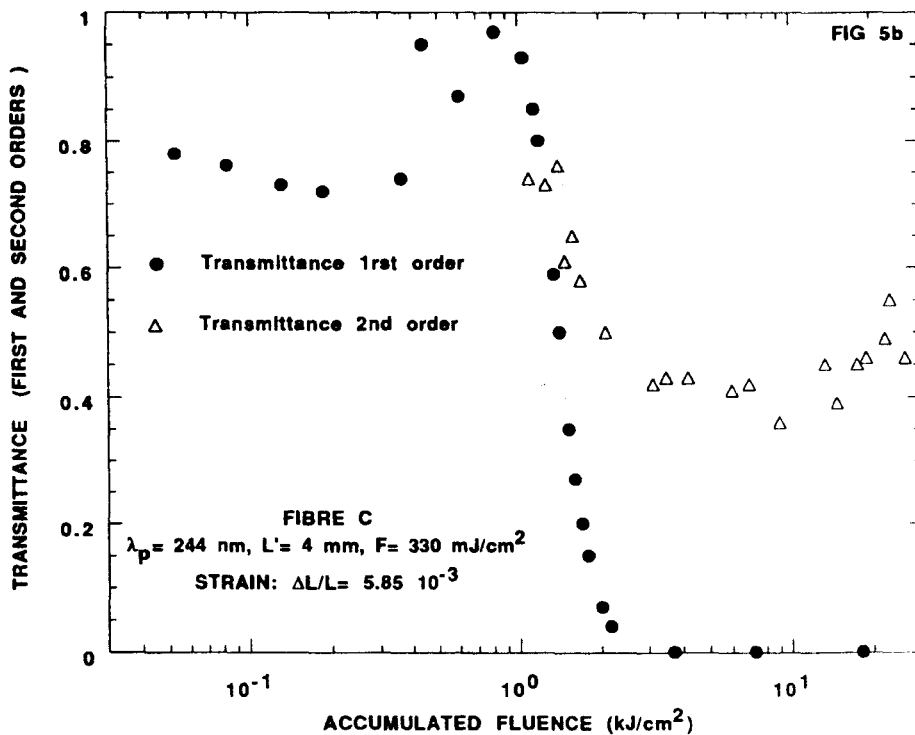
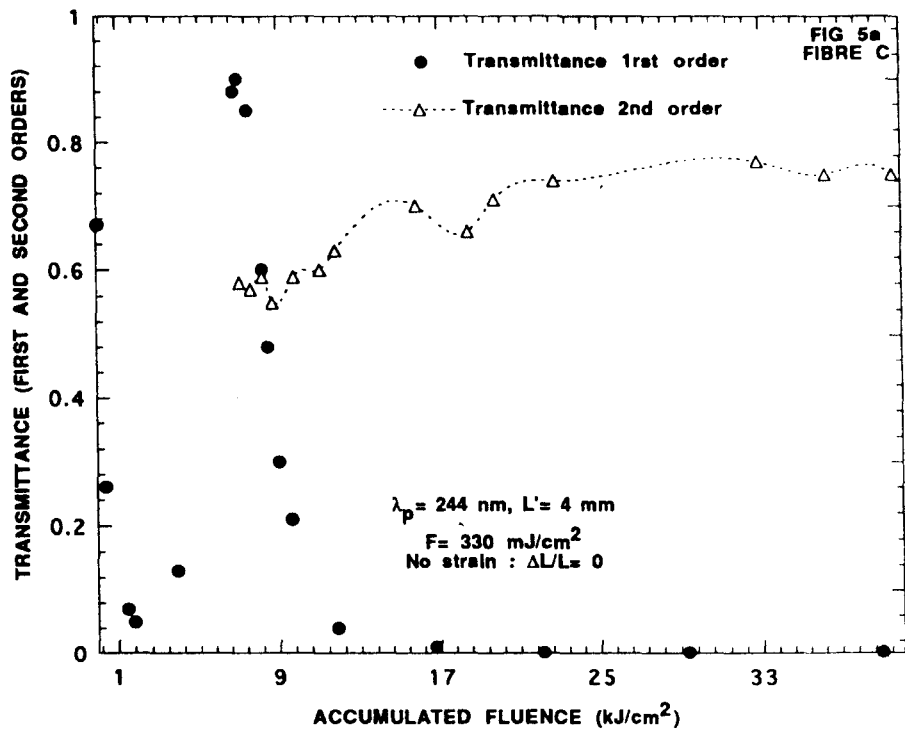


Figure 5. Evolutions of the first- and second-order spectrum transmittances as a function of the accumulated fluence impinging on the fibre C. (a): The fibre is unstrained; (b) the fibre is under 5.85×10^{-3} strain; length of the grating $L' = 4$ mm, fluence per pulse = 330 mJ cm^{-2} .

grating reflectance, measured in the first-order type II A spectrum, was saturated. After 10 kJ cm^{-2} the second-order spectrum began to fade slowly. This behaviour is similar to that reported in figure 5(a), indicating that stretching of the fibre by $\Delta L/L = 5.9 \times 10^{-3}$ does not significantly change the kinetics of the second-order grating reflectance.

2.4. Fringeless UV exposure of a type I grating written in strained fibre C

A 3.5 mm long grating was first written within fibre C at a fluence per pulse of 155 mJ cm^{-2} . During this inscription the fibre was put under a strain of 5.85×10^{-3} . Under

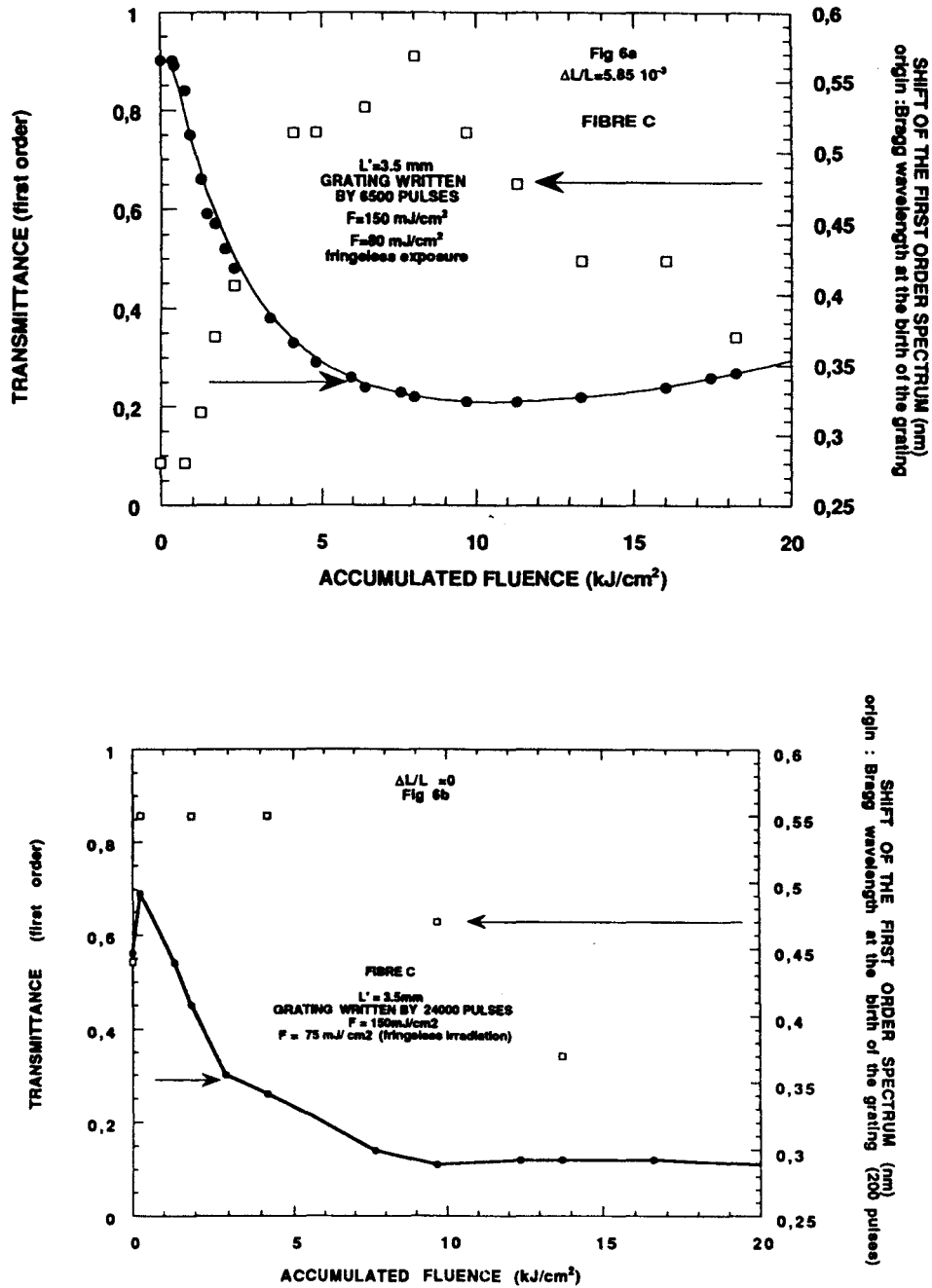


Figure 6. Evolutions of first-order grating transmission spectra in the course of fringeless exposure (fibre C). (a) Type I grating written by 6500 pulses at a fluence per pulse of 150 mJ cm^{-2} in a fibre under a strain of 5.9×10^{-3} . Fringeless exposure of the strained fibre at a fluence per pulse of 80 mJ cm^{-2} . (b) Type I grating written by 24000 pulses at a fluence per pulse of 150 mJ cm^{-2} in an unstrained fibre. Fringeless exposure of the unstrained fibre at a fluence per pulse of 75 mJ cm^{-2} .

these experimental conditions, 1400 pulses were required to reach the saturation level $R \approx 0.3$ of the first-order type I spectrum. Increasing the number of pulses further, slowly erased the spectrum. The exposure was stopped after 6500 pulses. At this time, the first-order grating reflectance was ≈ 0.1 . The shift towards the red part of the spectrum experienced by the grating Bragg wavelength during UV exposure reached $\approx 0.3 \text{ nm}$. Afterwards, the part of the strained fibre in which the grating was written was exposed on the side to light pulses from a UV laser (fringeless exposure) at a fluence per pulse of 80 mJ cm^{-2} .

Figure 6(a) shows the evolution of the first-order

spectrum characteristics of the grating in the course of the fringeless exposure. For increasing accumulated fluence, the transmittance of the grating at the Bragg wavelength steadily decreased reaching ≈ 0.2 after 8 kJ cm^{-2} . During this new grating spectrum formation, the Bragg wavelength of the grating first shifted towards the red by $\approx 0.25 \text{ nm}$. At this time the overall shift (i.e. shift experienced by the Bragg wavelength since the formation of the grating) was thus $\approx 0.55 \text{ nm}$. Beyond this irradiation time, the first-order transmittance first levelled off and then increased slightly after 15 kJ cm^{-2} . One can note that the Bragg wavelength changed its direction after 8 kJ cm^{-2} , being shifted towards

the blue by 0.2 nm after 18 kJ cm⁻².

Figure 6(b) shows the evolution of the first-order spectral characteristics of another grating in the course of a fringeless UV exposure experiment. Fibre C was unstrained during exposure by the UV fringe pattern (when writing the grating) as well as during the fringeless exposure. The 3.5 mm long grating was written by 24 000 pulses at a mean fluence per pulse of 150 mJ cm⁻². Figure 6(b) shows that the fringeless irradiation at a fluence per pulse of 75 mJ cm⁻² at first partly erased the first-order spectrum and, during this erasure, it induced a first-order Bragg wavelength shift towards the red. After a fringeless fluence of 0.4 kJ cm⁻², the overall Bragg wavelength shift reached 0.55 nm. The erasure was followed by a new spectrum formation and by a Bragg wavelength slightly shifting towards the blue after 4 kJ cm⁻². Thus, comparison of figures 6(a) and (b) shows that straining the fibre does not significantly change the order of magnitude of the overall red shift experienced by the grating Bragg wavelength (after taking into account the shift experienced by the Bragg wavelength in the course of the grating inscription by the fringe pattern). This shows that in these two experiments the changes in the effective refractive index are similar. However, the rate of the increase of the red shift recorded in the unstrained fibre as a function of the accumulated fluence was slightly higher than that recorded in the strained fibre. Otherwise, the features of the type II A spectrum formation were similar to each other.

2.5. Using Bragg grating based Fabry-Pérot interferometry to measure the change in effective index induced by UV exposure of strained fibres

The shift in the grating Bragg wavelengths can be accurately measured only after an exposure time long enough to obtain a grating reflectance R suitable for recording the spectrum with a good signal to noise ratio ($R = 1 - T > 5\%$). As previously explained, the lengths of the gratings were limited below 2 mm in order to reduce the consequences of possible drifts or instabilities. As a consequence of the smallness of the exposure length, the reflectivities of the type I gratings written in strained fibres remained low, and grating spectra could be detected only after a long UV exposure time. This is illustrated in figures 1-4. Fabry-Pérot interferometry provides a way to reduce this drawback. To this end, Fabry-Pérot were first written in the unstrained fibre C by photoimprinting two gratings of reflectivity $R \approx 0.4$ tuned to the same Bragg wavelength λ'_{B1} . The two 2 mm long gratings were separated by $t = 3.2$ mm. This opened a 1.2 mm long window of unprocessed fibre between the two gratings. Three or four Fabry-Pérot resonances could be detected within the grating stop-band. Writing a short grating tuned at $\lambda_{B1} \neq \lambda'_{B1}$ within a previously unprocessed place (or fringeless exposure) induced a shift $\Delta\lambda$ in the Fabry-Pérot resonance wavelengths. Measuring this shift enables one to obtain the change $\langle\Delta n\rangle$ in the fibre effective index n through relation (1)

$$\langle\Delta n\rangle \approx \frac{p\Delta\lambda}{2e'} \quad (1)$$

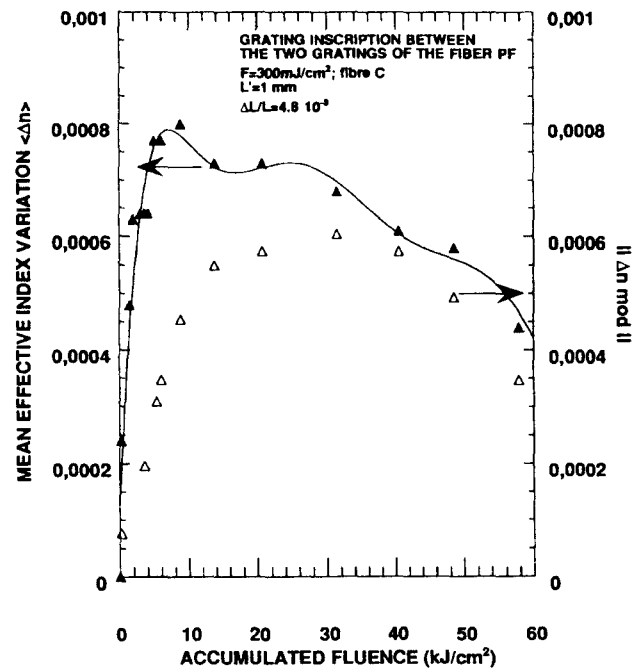


Figure 7. Refractive index change resulting from grating inscription at an unprocessed place between the two gratings of a fibre Fabry-Pérot (fibre C), the grating is written at a fluence per pulse of 300 mJ cm⁻² in a fibre under 4.8×10^{-3} strain. The Bragg wavelength of this grating is different from that of the Fabry-Pérot gratings.

In relation (1), e' is the length of the processed fibre ($e' \approx 1$ mm) and p is the order of interference of the Fabry-Pérot resonance. A rough estimate of p can be calculated by assuming that the fibre Fabry-Pérot made by two gratings of reflectivity $R \approx 0.4$ is equivalent to a bulk Fabry-Pérot made by two mirrors distant by (nt) . Thus, $p \approx 2nt/\lambda$.

Figure 7 shows the mean effective index variation induced by the writing of a 1 mm long grating at a previously unprocessed place between the two Fabry-Pérot gratings. In this experiment the fibre was put under 4.8×10^{-3} strain. The grating was tuned near $\lambda_{B1} \approx 1333$ nm ($\lambda'_{B1} \approx 1337$ nm), and was written at a fluence per pulse of 300 mJ cm⁻². The change in the fibre effective index first increased steadily with UV dose. It reached a peak $\approx 8 \times 10^{-4}$ after 9 kJ cm⁻². For a longer exposure time, it decreased slowly. The general features of this graph are in good agreement with the plot of the Bragg wavelength shift shown in figure 2. The amplitude of the refractive index modulation $|\Delta n|$ is also shown in figure 7 as a function of the accumulated fluence. After 3 kJ cm⁻² the dynamics of the first-order grating spectrum inscription corresponded to a type II A spectrum inscription. $|\Delta n|$ peaked at 30 kJ cm⁻² and decreased slowly for longer exposure times.

2.6. 30 min isochronal thermal annealing of gratings written within fibre C: comparison between the kinetics of bleaching for gratings written in strained or unstrained fibres

Three 2 mm long gratings G_1 , G_2 and G_3 were written in fibre C at a fluence per pulse of 300 mJ cm⁻². The

first-order spectrum Bragg wavelengths of gratings G_1 , G_2 and G_3 were tuned to ≈ 1335 nm, 1337 and 1339 nm respectively. G_1 was written by 1.5 kJ cm^{-2} fluence within a fibre put under 5.8×10^{-3} strain. These exposure conditions produced a first-order type II A spectrum corresponding to a grating reflectivity of 59%. *Note that no type I spectrum could be detected during the inscription of G_1 .* G_2 and G_3 were written in an unstrained fibre by using fluences of 1.5 kJ cm^{-2} and 6.9 kJ cm^{-2} respectively. Under these exposure conditions, G_2 was a type I grating with a reflectivity of 57% and G_3 an unsaturated type II A grating of reflectivity 63%.

Secondly, gratings G_1 , G_2 and G_3 were annealed using 30 min isochronal heating experiments. The temperature of the fibre was raised step by step. After the step during which the temperature of the fibre was kept at $T \pm 5$ K, the temperature of the fibre was reduced at room temperature in order to record the G_1 , G_2 and G_3 grating first-order transmission spectra. Then the temperature of the fibre was held at $T + 50$ K for 30 min for the following step.

Figure 8(a) shows the evolution of the amplitudes of the refractive index modulation calculated from the reflectances R_1 , R_2 and R_3 of gratings G_1 , G_2 and G_3 respectively. These evolutions are plotted as a function of the temperature to which the fibre was elevated.

Figure 8(b) shows the evolutions of the shifts experienced by the grating Bragg wavelengths λ_{B1} , λ_{B2} and λ_{B3} as a function of T . The shift is defined as the Bragg wavelength of the grating measured at room temperature after a temperature rise at T minus the Bragg wavelength of the grating at the beginning of the experiment. It was measured against an atmospheric water line. Although reflectances R_1 , R_2 and R_3 were nearly equal at the beginning of the bleaching experiment, and G_1 and G_2 were written by using the same UV accumulated fluence, the evolutions of the relevant refractive index modulations (deduced from the first-order grating reflectances) looked quite different as a function of the temperature rise. Between 230°C and 400°C , the reflectance of G_1 levelled off showing a slight maximum near 250°C . It began to decrease steadily after the 450°C temperature rise step. The bleaching was nearly achieved after 650°C . Behaviour similar to that reported in figure 8(a) for G_1 could also be observed when bleaching saturated type II A gratings written in fibre C under high strain (for example a grating written by 60 000 pulses in a fibre under 6×10^{-3} strain). In contrast, the reflectances of G_2 and G_3 began to move in opposite directions just after the temperature step of 100°C . Indeed, as shown in figure 8(a) the annealing of the G_2 spectrum started from this temperature step to reach almost completion after a temperature rise of 500°C , whereas the reflectance of G_3 first began to increase, peaking near $R_3 \approx 0.89$ after the temperature step of $\approx 450^\circ\text{C}$. Afterwards, R_3 decreased with nearly complete bleaching being achieved after the step of $\approx 650^\circ\text{C}$.

As shown in figure 8(b), the Bragg wavelengths λ_{B1} , λ_{B2} and λ_{B3} shifted towards the blue up to the 500°C temperature rise step. Up to this value, the graphs look quite similar to each other. Beyond 500°C , λ_{B2} and λ_{B3} changed their direction to shift towards the red part of the

spectrum. The shift experienced by λ_{B3} was significantly greater than that of λ_{B1} . *The graphs of figure 8 show that the strain applied to the fibre when writing the gratings is an important parameter which governs the future grating thermal stability.*

3. Discussion and conclusion

The various experiments reported in this paper show that strong differences exist between the features of grating inscriptions within high NA germanosilicate fibres depending on whether the fibre is under strain during the inscription or not. We have observed the following.

(i) The stretching of the fibre produces a sharp decrease in the strength of the grating reflectance as measured during the inscription of a type I first-order spectrum within fibres C and G. This is shown in figures 1–4.

(ii) The higher the fibre strain is, the earlier the type II A spectrum appears as a function of the accumulated fluence.

(iii) The second-order reflectance of a grating written in strained fibres C is no longer maximum at the time of erasure of the first-order type I spectrum as observed in unstrained fibres, but during the saturation of the type II A first-order spectrum. Furthermore, as shown in figure 8, the annealing experiments also show that the stretching of the fibre produces changes in the evolutions of the spectral characteristics of the gratings.

(iv) The heating, up to 500°C , of an unsaturated type II A grating written in a strained fibre does not increase the grating reflectance as is observed for an unsaturated type II A grating written in an unstrained fibre.

In contrast, the stretching of fibre C during UV exposure does not significantly change the order of magnitude of the red shift experienced at maximum by the first-order grating Bragg wavelength. Only the kinetics of this shift as a function of the exposure time are slightly slower when writing a grating in a prestrained fibre than in an unstrained one. These observations are corroborated by the Bragg grating based Fabry–Pérot interferometry experiments (section 2.5).

As shown in figure 5, the kinetics of second-order grating reflectances as a function of exposure time are similar when writing a grating in fibre C whether under strain or not. As for an unstrained fibre C, fringeless exposure of a type I grating written in a strained fibre C writes a new first-order spectrum.

One could at first wonder whether our observations may be explained by fibre instabilities or plastic flows which could occur during grating inscription, due to the high stresses involved. The stretching of a fibre modifies the initial stress distribution frozen within the materials of the fibre core, cladding and jacket. A set-up for the measurement of the radial distribution of axial stress has been described by Chu and Whitbread [27]. However, to the best of our knowledge, no method has been designed to measure the complete stress distribution within the core of a fibre. In our case the small size of the fibre core makes any measurement even more difficult. Accordingly, we present a schematic stress analysis in the appendix which gives a

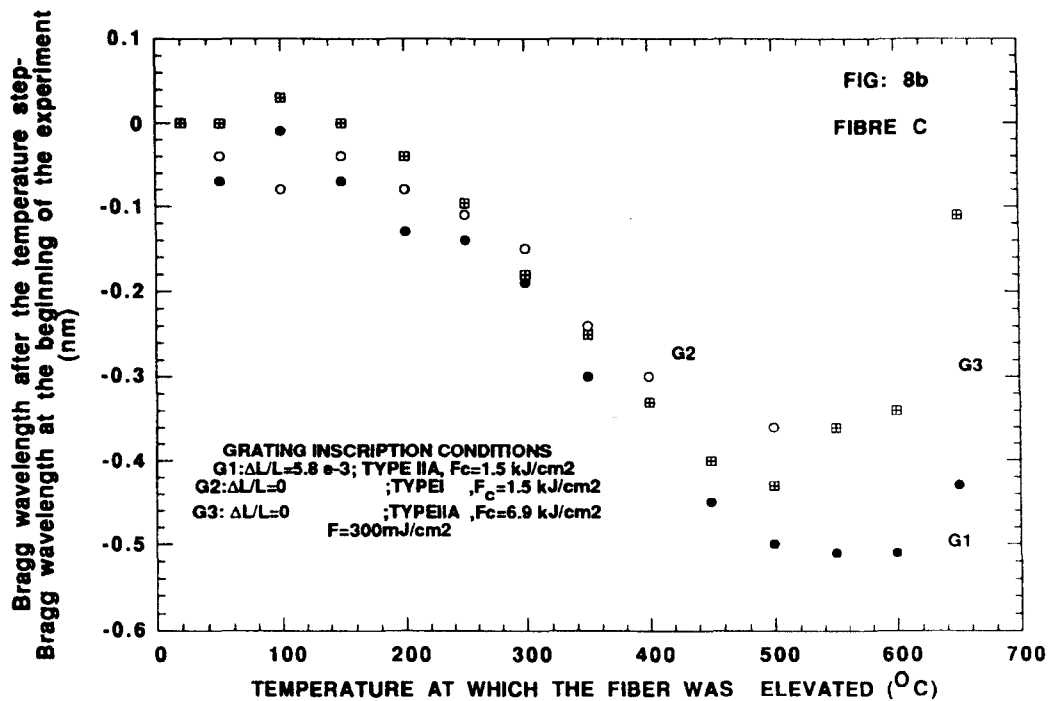
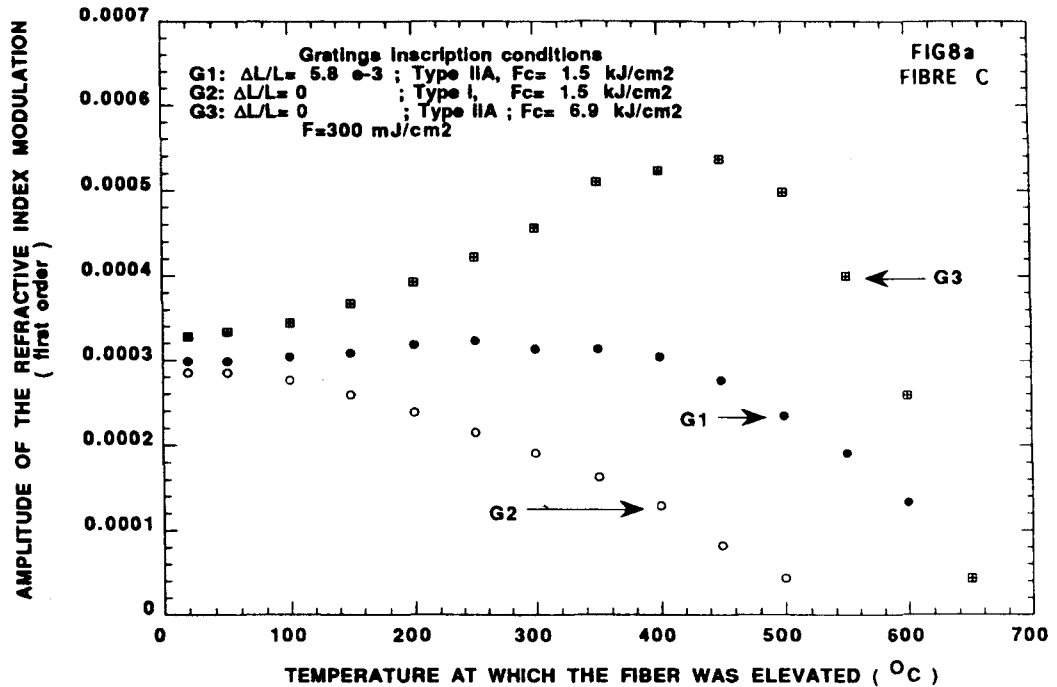


Figure 8. Refractive index changes resulting from isochronal bleaching of three gratings written in fibre C. G_1 is a type II A grating written by 5000 pulses in a fibre under 5.8×10^{-3} strain and G_2 and G_3 are written in unstrained fibres. G_2 is a type I grating written by 5000 pulses whereas G_3 is a type II A grating written by 23 000 pulses (a) Amplitude of the refractive index modulation Δn_0 as a function of the temperature to which the fibre was elevated. (b) Bragg wavelength shift (nm) as a function of the temperature to which the fibre was elevated.

crude estimate of the numerical values of the stress tensor coefficients. The most important result of this analysis is that, due to the order of magnitude of the strain applied to the fibre, the axial stress σ_{zz} is tensile and can reach a few hundred MPa. A possible explanation of our observations: (1) that the stretching of the fibre increases the rate of some UV induced (plastic or elastic) motion of the fibre relative to

the fringe pattern leading to erasure of the type I spectrum; (2) that this motion occurs with an amplitude along the fibre axis of at least the order of the grating pitch Λ whatever the strain may be; and (3) that afterwards the fibre remains 'quiet' for the duration of the type II A spectrum inscription. Thus, through this picture, the type I grating index modulation would remain even lower, the strain is

higher, whereas the UV induced mean index change could be unaffected. However conjecturing that each part of the exposed fibre has received roughly the same UV cumulated fluence at the time of erasure of the type I spectrum is equivalent to assuming that the fibre exposure is fringeless. Accordingly, following this assumption, one can hardly render an account of the experiments reported in section 2.4. Furthermore, other experiments, not reported here, have shown that the stretching of a Ce^{3+} -doped aluminosilicate fibre by $\Delta L/L = 5.3 \times 10^{-3}$ does not lead to a significant change in the kinetics of the type I grating formation. To perform the experiment, gratings were written in stretched or unstretched fibres by using 260 nm UV light at a fluence per pulse of 200 mJ cm^{-2} . This observation obviously shows that the aluminosilicate fibre remained still in front of the fringe pattern and that the previously assumed UV induced motion of the germanosilicate fibre, if it exists, should be relevant to germanium doping. Other arguments [12–14] show that our observations cannot be explained solely by fibre instabilities or plastic flows. So we have to consider that the fibre remains motionless but that the mean index change is not directly connected to the average of the UV induced refractive index modulation as results from our phenomenological model.

In a forthcoming paper, we will show that our phenomenological model previously reported in [12, 13, 26] fails to render a perfect account of some observations described in this paper and in others [26] unless additional assumptions are postulated [28].

Briefly, our observations can be rationalized by firstly assuming that a large part of type I photosensitivity comes from a UV induced compaction of the fibre core similar to that observed when writing gratings in preform plates [29]. One can note that such a compaction has recently been detected by some of the authors of this papers through transmission electron microscopy (TEM) experiments [30]†. Secondly, conjecturing that the stretching of the fibre decreases the rate of the densification process enables one to show that the kinetics of the type I mean refractive index change are less affected by the strain than those of the type I refractive index modulation. This conclusion can be deduced from the compaction model of Poumellec *et al* [28]. Thirdly, the stretching of the fibre is assumed to increase the kinetics of the type II A refractive index modulation. So, at this place in the discussion, we can qualitatively explain why type II A spectra are observed in small-core, high numerical aperture, germania-doped fibres whereas they are not observed using a similar exposure time in the corresponding preforms or in telecommunication fibres. We have assumed in the appendix that in heavily GeO_2 -doped fibres, tensile stresses are frozen in the core of the fibre after drawing. In telecommunication fibres, compressive axial stresses are usually frozen in the core after removing the drawing load [19, 31]. Microcracks observed through microscopic inspection of the preform plates used in [17] indicate initial stress relaxation in preforms. Recently, Fonjallaz *et al* have

† Cordier *et al* have recently inspected Bragg gratings written in fibre C by using TEM; the investigation shows that the glass is densified at the grating grooves.

shown that writing a grating within germanosilicate fibres yields a strong change in the stress distribution towards a tensile state [31, 32]. According to our assumption, this phenomenon chiefly leads to a saturation of the type I refractive index modulation and to a trend towards type II A photosensitivity. This occurs after an exposure time which depends on the initial stress distribution. As this stress distribution in the heavily GeO_2 -doped fibres is obviously quite different from that in other samples, this could explain why type II A spectra have not been observed in preform plates or in telecommunication fibres: the exposure times were not long enough.

Although these explanations are at the present time only speculative, they suggest many new experiments. For instance, one can assume that a compressive stress can induce opposite effects to tensile stress and increase the rate of the densification process. Under this hypothesis, the rate of type II A grating spectrum formation should decrease whereas the first-order reflectance of the type I grating should be boosted by compression of the fibre at the time of photoimprinting. Experiments are currently under way to validate this hypothesis.

In conclusion, the dynamics of formation of Bragg grating spectra are markedly changed when the gratings are written in strained, high NA, germania-doped fibres. According to the value of the strain applied to the fibre in the course of the writing experiment, the type I grating first-order reflectance at peak is reduced to a value which can even go below our experimental sensitivity whereas the kinetics of formation of type II A first-order spectra increase with strain. It appears that the mean index change does not depend strongly on strain. In contrast, thermal bleaching experiments show that the strain (and the cumulated fluence) used to write the gratings governs their future thermal stabilities.

Acknowledgments

The Laboratoire de Dynamique Moléculaire et Photonique (LDMP) is 'Unité de Recherche Associée au CNRS'. The Centre d'Etudes et de Recherches Lasers et Applications (CERLA) is supported by the Ministère chargé de la Recherche, the Région Nord/Pas de Calais and the Fonds Européen de Développement Economique des Régions. The work of the LDMP was supported by a CNET contract (no 93 8B 006).

Appendix: stress analysis in strained optical fibres

The material subjected to UV irradiation in the present experiments is under high mechanical stresses. These stresses have various origins which are now briefly described. For simplicity we assume that the core and the cladding of the fibres are circular and we neglect the influence of the jacket.

Thermal stresses

The core and the cladding of the fibres are made of different materials with contrasting physical properties. In particular, their linear expansion coefficients differ significantly. This results in residual thermal stresses which develop under cooling. These stresses (noted s^T) induced by expansion mismatch have been estimated by a number of authors [18, 33, 34, 35].

The displacement field has two terms:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}' + \mathbf{u}''$$

\mathbf{u}' is connected to the temperature change ΔT between the high temperature at which the materials freeze and begin to behave elastically, and room temperature

$$\mathbf{u}' \begin{cases} u'_r = \alpha r \Delta T \\ u'_\theta = 0 \\ u'_z = \alpha z \Delta T \end{cases}$$

where α is the linear expansion coefficient.

\mathbf{u}'' is connected to the stress. The general form of \mathbf{u}'' which verifies the Navier equation in cylindrically shaped bodies is well known [36]:

$$\mathbf{u}'' \begin{cases} u''_r = Br + C/r \\ u''_\theta = 0 \\ u''_z = Az \Delta T \end{cases}$$

where A , B and C are constants.

One can then derive the strain tensor components and from Hooke's law, the stress tensor components.

For the core (superscript 1):

$$\sigma_{rr}^{T(1)} = \sigma_{\theta\theta}^{T(1)} = \frac{E}{1+\nu} \left(\frac{B_1 + \nu A_1}{1-2\nu} \right)$$

$$\sigma_{zz}^{T(1)} = \frac{E}{1+\nu} \left(\frac{(1-\nu)A_1 + 2\nu B_1}{1-2\nu} \right)$$

$$\sigma_{r\theta}^{T(1)} = \sigma_{rz}^{T(1)} = \sigma_{\theta z}^{T(1)} = 0$$

and for the cladding (superscript 2):

$$\sigma_{rr}^{T(2)} = \frac{E}{1+\nu} \left(\frac{B_2 + \nu A_2}{1-2\nu} - \frac{C_2}{r^2} \right)$$

$$\sigma_{\theta\theta}^{T(2)} = \frac{E}{1+\nu} \left(\frac{B_2 + \nu A_2}{1-2\nu} + \frac{C_2}{r^2} \right)$$

$$\sigma_{zz}^{T(2)} = \frac{E}{1-\nu} \left(\frac{(1-\nu)A_2 + 2\nu B_2}{1-2\nu} \right)$$

$$\sigma_{r\theta}^{T(2)} = \sigma_{rz}^{T(2)} = \sigma_{\theta z}^{T(2)} = 0.$$

The constants A_1 , B_1 , A_2 , B_2 and C_2 are determined from the boundary conditions which are:

—no radial stress at the free surface $r = b$

$$\sigma_{rr}^{T(2)}(b) = 0 \quad (A1)$$

—continuity of the radial stress at the interface $r = a$

$$\sigma_{rr}^{T(1)}(a) = \sigma_{rr}^{T(2)}(a) \quad (A2)$$

—the ends of the cylinder are free of forces

$$\int_0^a \sigma_{zz}^{T(1)} 2\pi r \, dr + \int_a^b \sigma_{zz}^{T(2)} 2\pi r \, dr = 0 \quad (A3)$$

—continuity of the displacements

$$u_z^1 = u_z^2 \quad (A4)$$

$$u_r^1(a) = u_r^2(a). \quad (A5)$$

Combining these equations leads to:

$$C_2 = \left((1+\nu) + \frac{(\nu-1)a^2}{(1-2\nu)b^2} \right) \Delta\alpha\Delta T$$

$$\left/ \left(\frac{2\nu(1-\nu^2)}{(1+\nu)(1-2\nu)b^2} - \frac{2(1-\nu)}{a^2} \right) \right.$$

$$A_1 = \left(1 - \frac{1}{(1-2\nu)b^2} a^2 \right) \Delta\alpha\Delta T$$

$$- \frac{4\nu(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)b^2} C_2$$

$$B_1 = \left(1 + \frac{\nu}{(1-2\nu)b^2} a^2 \right) \Delta\alpha\Delta T$$

$$+ \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1+\nu-4\nu^3}{(1+\nu)(1-2\nu)b^2} \right) C_2$$

$$A_2 = \frac{1}{(1-2\nu)b^2} \Delta\alpha\Delta T + \frac{4\nu(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)b^2} C_2$$

$$B_2 = \frac{\nu}{(1-2\nu)b^2} \Delta\alpha\Delta T + \frac{1+\nu-4\nu^3}{(1+\nu)(1-2\nu)b^2} C_2.$$

The stress profiles are given in figure 9 for fibre C. The calculation given above is clearly a first approximation. Young's modulus and Poisson's ratio are supposed to be equal in both media and to be constant over the whole temperature range. The fact that the core solidifies at a lower temperature than the cladding has also been disregarded in the present calculation which is based on linear elasticity solely (however, the numerical value of ΔT has been lowered to take into account the lower setting point of the core). The calculation can be extended to incorporate these viscoelastic effects.

Drawing stress

In addition to the thermal stresses calculated above, a part of the pulling load applied during fibre drawing can be frozen in the material. This will modify the σ_{zz} term of the stress tensor. Calculation of the drawing stress σ_{zz}^D is a complicated problem which involves the flow properties of the glasses as well as the cooling rate of the fibre during drawing [18, 37]. Some optical measurements of the axial stress σ_{zz}^D induced by fibre drawing have been performed by Bachmann *et al* [18] on germania-doped fibres (and corresponding preforms). Most of the pulling tension is taken by the jacket. The axial tension in the core is reduced by the drawing process by a factor of two to five depending on the pulling load (ranging from 0.14 N to 0.85 N). A high pulling tension can even let the core of monomode fibres under compression [19]. However as the fibres C and G used in this study are heavily GeO₂-doped (thus the thermal axial stress is high), we can reasonably extend the result of Bachmann *et al* and assume that in our case too, the drawing stress tends to decrease σ_{zz} in such a way that the core is brought close to hydrostatic conditions of tensile stress: $\sigma_{rr}^1 = \sigma_{\theta\theta}^1 \approx \sigma_{zz}^1$.

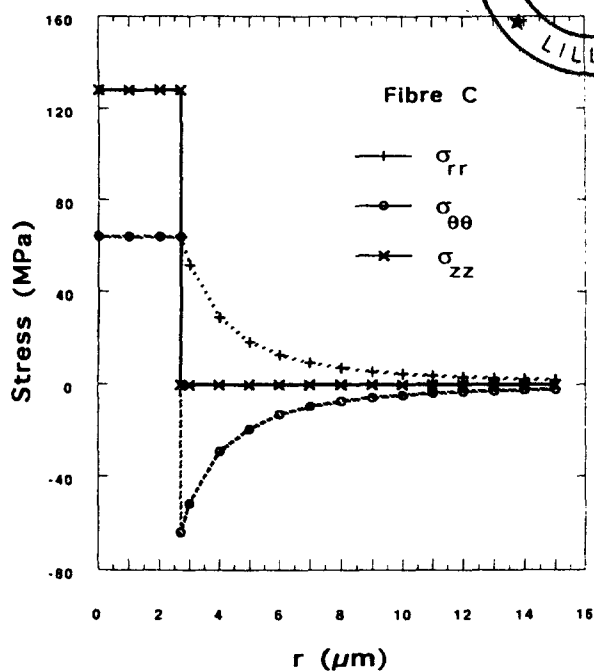


Figure 9. Thermal stress profiles in fibre C.
 $E = E_1 = E_2 = 78.3$ GPa; $\nu = \nu_1 = \nu_2 = 0.186$;
 $\Delta\alpha = (5.6\text{--}24.6) \times 10^{-7}$ $^{\circ}\text{C}^{-1}$; $\Delta T = -700$ $^{\circ}\text{C}$; $a = 2.7$ μm ;
 $b = 125$ μm .

Applied stress

In the present work, the gratings are written in highly strained fibres. This situation corresponds to an extra axial, tensile stress σ_{zz}^A which is given by uniaxial Hooke's law:

$$\sigma_{zz}^A = E \frac{\Delta L}{L}$$

For strains between 1.9×10^{-3} and 6.7×10^{-3} , σ_{zz}^A ranges from 140 to 480 MPa. It is thus possible to add the different stresses σ^T , σ^D and σ^A to propose, within the frame of the uncertainties, orders of magnitude for the internal stresses in the core of the fibre during Bragg grating inscription:

$$\text{Fibre C } \sigma^1 = \begin{pmatrix} \approx 60 & 0 & 0 \\ 0 & \approx 60 & 0 \\ 0 & 0 & 200\text{--}540 \end{pmatrix} \text{ (MPa)}.$$

References

[1] Kashyap R, Campbell J R, Williams D L, Maxwell G D, Ainslie B J and Millar C A 1993 *BT Technol. J.* **11** 150
 [2] Hill K O, Malo B, Bilodeau F and Johnson D C 1993 *Ann. Rev. Mater. Sci.* **23** 127
 [3] Sceats M G, Atkins G R and Poole S 1993 *Ann. Rev. Mater. Sci.* **23** 381
 [4] Erdogan T and Mizrahi V 1994 *Laser Focus World* 73
 [5] Russell P St J, Archambault J L and Reekie L 1993 *Phys. World* 41
 [6] Morey W W, Meltz G and Glenn W H 1994 *Opt. Photonics News* 14
 [7] Kashyap R 1994 *Opt. Fib. Tech.* **1** 17
 [8] Meltz G, Morey W W and Glenn W H 1989 *Opt. Lett.* **14** 823

[9] Kashyap R, Armitage J R, Wyatt R, Davey S T and Williams D L 1990 *Electron Lett.* **26** 730
 [10] Limberger H G, Fonjallaz P Y and Salathé R P 1993 *Electron Lett.* **29** 47
 [11] Hill K O, Malo B, Bilodeau F, Johnson D C and Albert J 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 1035
 [12] Xie W X, Niay P, Bernage P, Douay M, Bayon J F, Georges T, Monerie M and Poumellec B 1993 *Opt. Commun.* **104** 185
 [13] Niay P, Bernage P, Legoubin S, Douay M, Xie W X, Bayon J F, Georges T, Monerie M and Poumellec B 1994 *Opt. Commun.* **113** 176
 [14] Niay P, Bernage P, Taunay T, Douay M, Delevaque E, Boj S and Poumellec B 1995 *IEEE Phot. Technol. Lett.* **7** 391
 [15] Dong L, Reekie L, Cruz J L and Payne D N 1996 *Technical Digest on Optical Fiber Communication (San José, USA)* vol 2 TuO₂ p 82
 [16] Niay P, Bernage P, Douay M, Taunay T, Xie W X, Martinelli G, Bayon J F, Poignant H and Delevaque E 1995 *Technical Digest on Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides (Portland, Oregon)* OSA Technical Digest Series vol 22 SuA₁ p 66
 [17] Xie W X, Niay P, Bernage P, Douay M, Taunay T, Bayon J F, Delevaque E and Monerie M 1996 *Opt. Commun.* **124** 295
 [18] Bachmann P K, Hermann W, Wehr H and Wiechert D U 1986 *Appl. Opt.* **25** 1093; 1987 *Appl. Opt.* **26** 1175
 [19] Ledoux P 1988 *Mémoire Ingénieur CNAM* (Paris: CNAM)
 [20] Hanafusa H, Yibino Y and Yamamoto F 1995 *J. Appl. Phys.* **58** (3) 1356
 [21] Zhang Q, Brown D A, Reinhart L, Morse T F, Wang J Q and Xiao G 1994 *IEEE Phot. Technol. Lett.* **6** 839
 [22] Bryon K G and Rourke H N 1995 *Electron Lett.* **31** 60
 [23] Fertein E, Legoubin S, Canon S, Douay M, Bernage P, Niay P, Bayon J F and Georges T 1991 *Electron Lett.* **27** 1838
 [24] Xie W X, Douay M, Bernage P, Niay P, Bayon J F and Georges T 1993 *Opt. Commun.* **101** 85
 [25] Morey W W, Meltz G and Glenn W H 1989 *Springer Proc. Phys.* vol 44 p 526
 [26] Douay M, Xie W X, Fertein E, Bernage P, Niay P, Bayon J F and Georges T 1993 *Proc. Photosensitivity and Self Organization in Optical Fibers and Waveguides (Québec, Canada) Proc. Spie.* **2044** 88
 [27] Chu P L and Whitbread T 1982 *Appl. Opt.* **21** (23) 4241
 [28] Poumellec B, Niay P, Bernage P, Douay M, Bayon J F and Soulimov V B 1995 *Proc. First European COST Workshop on Bragg Gratings Reliability (Berne, Switzerland)* p 177
 [29] Poumellec B, Niay P, Douay M and Bayon J F 1995 *Technical Digest on Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides (Portland, Oregon)* OSA Technical Digest Series vol 22 SuB₆ p 112
 [30] Cordier P et al in preparation
 [31] Fonjallaz P Y, Limberger H G, Salathé R P, Cochet F and Leuenberger B 1994 *Proc. European Conf. on Optical Communication (Istituto Internazionale delle Comunicazioni, Genova, Italy)* p 1005
 [32] Limberger H G, Fonjallaz P Y and Salathé R P 1995 *Technical Digest on Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides (Portland, Oregon)* OSA Technical Digest Series vol 22 SaD₄ p 56
 [33] Brugger K 1971 *Appl. Opt.* **10** 437
 [34] Scherer G W and Cooper A R 1980 *J. Am. Ceram. Soc.* **63** 346
 [35] Okamoto K, Hosaka T and Hidahiro T 1981 *IEEE J. Quant. Electron.* **17** 2123
 [36] Timoshenko S and Goodier J N *Theory of Elasticity* (New York: McGraw-Hill)
 [37] Paek U C and Kurkjian C R 1975 *J. Am. Ceram. Soc.* **58** 330