

**Titre:** Réalisation et caractérisation d'un laser haute-puissance tout-fibre  
Title: par cascades Raman

**Auteur:** Éric Saulnier  
Author:

**Date:** 2004

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Saulnier, É. (2004). Réalisation et caractérisation d'un laser haute-puissance tout-fibre par cascades Raman [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/7205/>  
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/7205/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Suzanne Lacroix, & Nawfel Azami  
Advisors:

**Programme:** Non spécifié  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Réalisation et caractérisation d'un laser haute-puissance  
tout-fibre par cascades Raman

ÉRIC SAULNIER

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)

Mars 2004



National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

Acquisitions et  
services bibliographiques

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file    Votre référence*

*ISBN: 0-612-91968-4*

*Our file    Notre référence*

*ISBN: 0-612-91968-4*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this dissertation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de ce manuscrit.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the dissertation.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

**Canada**

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

Réalisation et caractérisation d'un laser haute-puissance  
tout-fibre par cascades Raman

présenté par: SAULNIER Éric,

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., président

Mme LACROIX Suzanne, D. Sc., membre et directeur de recherche

M. AZAMI Nawfel, D. Sc, membre et codirecteur de recherche

M. BOURLIAGUET Bruno, Ph.D., membre

# Remerciements

En premier lieu, j'aimerais remercier ma directrice de recherche, Suzanne Lacroix, pour m'avoir offert l'opportunité d'entreprendre ce projet et m'avoir manifesté support et encouragements. Merci aussi à mon codirecteur Nawfel Azami pour ses révisions et conseils. J'aimerais également remercier Nicolas Godbout pour l'intérêt qu'il a manifesté pour le projet et la contribution qu'il a amenée au niveau du développement des méthodes de mesures de gain Raman présentées au chapitre 2. Je remercie chaleureusement Raman Kashyap pour son enthousiasme contagieux et sa générosité en prêtant un montage interférométrique afin de fabriquer les réseaux de Bragg des lasers réalisés dans la fibre de silice dopée au phosphore. Je tiens aussi à remercier Bryan Bourgoyne pour les nombreuses discussions stimulantes et fructueuses sur les aspects théoriques des lasers Raman.

Je tiens aussi à remercier mes autres collègues du Laboratoire des fibres optiques et particulièrement Yannick Lizé et Félix Bussières pour leur support, leurs discussions enrichissantes et leur sens de l'humour. Merci   Mathieu Faucher pour ses encouragements et en prêchant par l'exemple en réalisant une maîtrise remarquable dans un temps record tout en travaillant. Merci   François Busque pour l'aide dans le design du premier montage d'écriture à l'aide d'un masque de phase. Un grand merci à notre technicien Bertrand Gauvreau pour son aide dans l'usinage des pièces nécessaires à la réalisation des montages. Merci également à Stéphane Laforte pour les mesures de profils d'indice des fibres.

Je tiens également à souligner la contribution irremplaçable du personnel de ITF

Technologies optiques. Merci à Marc Verhaegen et à Marie-Claude Mathieu pour le don des fibres hydrogénées utilisées dans la réalisation de réseaux et leurs judicieux conseils.

Je tiens aussi à remercier l'Institut national d'optique et en particulier André Croteau, Hui Min Zheng et Marc Decelles pour avoir manifesté de l'intérêt pour le projet et pour le prêt de fibres dopées au phosphore utilisées dans la réalisation des lasers. Un grand merci à Bruno Bourliaguet pour avoir accepté d'être membre du jury. Je désire aussi remercier JDS Uniphase pour leur appui.

Je remercie Maryline Choquette pour sa patience incroyable. Finalement, je voudrais remercier mes proches pour leur support inébranlable.

# Résumé

Cette maîtrise a pour principal objectif la réalisation et la caractérisation de lasers Raman à fibre haute puissance. Notre intérêt est expérimental et vise à préciser l'effet, sur le spectre du laser, de l'utilisation de réseaux de Bragg comme réflecteurs. Nous désirons également effectuer des comparaisons avec les modèles théoriques monochromatiques généralement utilisés. Un autre objectif du mémoire consiste à mesurer le coefficient de gain Raman de fibres de silice dopées au phosphore.

L'utilisation de fibres de silice dopées au phosphore a été retenue dans la configuration finale puisque le spectre Raman de telles fibres contient en plus du maximum associé à la silice un autre maximum décalé de 40 THz par rapport à la pompe. Ce décalage important permet de réduire le nombre de cascades nécessaires pour convertir notre laser de pompe émettant à 1060 nm. En effet, six cascades sont nécessaires afin de convertir le signal de 1060 nm à 1480 nm si on utilise la fibre de silice dopée au germanium conventionnelle alors que seulement deux sont nécessaires avec la fibre dopée au phosphore.

Nous avons caractérisé le gain Raman de deux fibres de silice dopées au phosphore fournies par l'Institut national d'optique et obtenu des valeurs du coefficient de gain Raman compatibles avec les valeurs publiées dans la littérature. Pour ce faire, nous avons dû améliorer un modèle disponible en tenant à la fois compte des composantes spontanée et stimulée du gain Raman. Afin de comparer nos résultats avec la littérature, nous avons converti les valeurs de gain Raman obtenues en m/W en déterminant les aires effectives des fibres à partir de mesures de profil d'indice par

la méthode du champ proche réfracté.

Quatre lasers pompés à 1060 nm ont été réalisés : un laser émettant à 1117 nm utilisant les réflexions 4% à l'interface air-verre (LR1), un second laser émettant à 1117 nm utilisant des réseaux de Bragg comme réflecteurs (LR2), un laser émettant à 1240 nm (LR3) et un laser émettant à 1480 nm (LR4). Les deux premiers lasers (LR1, LR2) utilisent la fibre de silice dopée au germanium PureMode1060<sup>TM</sup> de *Corning* alors que les deux autres sont fabriqués avec une fibre dopée au phosphore fournie par l'*Institut national d'optique* (INO). Les réflecteurs à réseaux de Bragg utilisés dans LR2, LR3 et LR4 sont inscrits dans des échantillons de PureMode1060<sup>TM</sup> hydrogénés.

En observant les spectres d'émission des différents lasers utilisant des réseaux de Bragg, on remarque un élargissement en fonction de la puissance de pompe. De plus, on note l'existence d'un creux au centre de la raie d'émission, correspondant au spectre du réseau de Bragg servant de coupleur de sortie. Ainsi, une grande partie de la puissance de pompe est perdue à chaque aller-retour en raison de l'élargissement spectral de la raie d'émission qui devient plus large que les FBG. Le modèle théorique généralement admis étant essentiellement monochromatique, nous n'observons pas une bonne correspondance entre ce modèle et nos résultats expérimentaux.

Cet élargissement est lié à l'interaction entre les différents modes longitudinaux présents dans la cavité par mélange à quatre ondes. Ainsi, nos travaux montrent qu'un modèle plus raffiné doit être développé afin de déterminer de façon plus exacte le seuil, le rendement et le spectre des lasers Raman continus à fibre, en particulier ceux qui utilisent des FBG.



# Abstract

This work consists in the realization and characterization of a high-power Raman fiber lasers in a linear configuration.

Four lasers were demonstrated: a laser emitting at 1117 nm using the 4% reflections at the air-glass interface (LR1), a second laser emitting at 1117 nm (LR2), a third laser emitting at 1240 nm (LR3) and a laser emitting at 1480 nm (LR4). The first two lasers (LR1, LR2) use Corning's PureMode1060<sup>TM</sup> germanium-doped silica fiber whereas the two others use a phosphorous-doped fiber manufactured by the Institut national d'optique (INO). The fiber Bragg gratings used as reflectors in LR2, LR3 and LR4 are written in hydrogenated PureMode1060<sup>TM</sup> fiber.

The Raman gain spectrum of P-doped fibers (PDF) is known to exhibit, in addition to the pure silica response, a strong 40 THz frequency-shifted Stokes peak relative to the pump. This large shift allows reducing of the number of cascades in Raman lasers using nested cavities. The Raman gain spectra of two phosphorous-doped silica fibers were characterized. The experimental values of the Raman gain coefficient obtained are compatible with published results.

In addition, the experimental results showed that the idealistic monochromatic model generally encountered is unsuited to account for the spectral characteristics of Raman fiber lasers using fiber Bragg gratings.

# Table des matières

<b>Remerciements</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>Résumé</b> . . . . .	<b>vi</b>
<b>Abstract</b> . . . . .	<b>viii</b>
<b>Table des matières</b> . . . . .	<b>ix</b>
<b>Liste des figures</b> . . . . .	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b> . . . . .	<b>xv</b>
<b>Liste des annexes</b> . . . . .	<b>xvi</b>
<b>Liste des sigles et abréviations</b> . . . . .	<b>xvii</b>
<b>Introduction</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>1 Mise en contexte et revue de la littérature</b> . . . . .	<b>3</b>
1.1 Effet Raman dans les fibres optiques . . . . .	4
1.2 Revue de la littérature . . . . .	7
1.2.1 Développements récents . . . . .	9
1.2.2 Topologies de laser à fibres Raman continus . . . . .	11
1.3 Théorie des lasers Raman continus . . . . .	11
1.3.1 Paramètres caractéristiques . . . . .	13

1.3.2	Seuil . . . . .	14
1.3.3	Rendement . . . . .	15
1.4	Les réseaux de Bragg . . . . .	17
1.4.1	Design des FBG . . . . .	17
1.4.2	Méthodes d'écriture . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Caractérisation du gain Raman . . . . .</b>	<b>22</b>
2.1	Méthodes de mesure du coefficient de gain Raman . . . . .	23
2.2	Coefficient de gain Raman des fibres de silice dopées au germanium .	26
2.3	Mesures expérimentales pour fibre dopée au phosphore . . . . .	29
2.3.1	Procédure expérimentale . . . . .	30
2.3.2	Modèle théorique . . . . .	31
2.3.3	Résultats . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Fabrication et caractérisation de lasers Raman . . . . .</b>	<b>41</b>
3.1	Laser 1117 nm utilisant les réflexions 4% (LR1) . . . . .	42
3.2	Laser à 1117 nm avec réseaux de Bragg (LR2) . . . . .	45
3.3	Laser émettant à 1240 nm (LR3) . . . . .	50
3.4	Laser émettant à 1480 nm (LR4) . . . . .	55
3.5	Analyse . . . . .	64
	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>67</b>
	<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>70</b>
	<b>Annexes . . . . .</b>	<b>75</b>

# Liste des figures

1.1	Diffusion Raman avec émission (onde de Stokes) ou absorption (onde anti-stokes) d'un phonon. . . . .	5
1.2	Spectre de gain Raman de la silice pour une pompe à 1550 nm. . . .	6
1.3	Schéma décrivant la configuration linéaire d'un laser Raman continu utilisant des réseaux de Bragg comme réflecteurs. . . . .	7
1.4	Schéma décrivant les ondes se propageant dans la cavité laser. . . . .	12
1.5	Schéma d'un réseau de Bragg . . . . .	18
1.6	Montage d'écriture à l'aide d'un masque de phase . . . . .	19
1.7	Montage d'écriture à l'aide d'un montage interférométrique utilisant un masque de phase. . . . .	20
2.1	Schéma décrivant la configuration contrapropagative lorsque l'onde de Stokes se propage dans le sens contraire à la pompe . . . . .	23
2.2	Montage expérimental généralement utilisé lors de la mesure de $g_R$ par la méthode du gain Raman stimulé dite "on-off" . . . . .	25
2.3	Montage expérimental généralement utilisé lors de la mesure de $g_R$ par la méthode du gain Raman spontané . . . . .	26
2.4	Montage expérimental pour la détermination de $g_R$ des fibres dopées au phosphore. . . . .	30
2.5	Données brutes de spectres Raman pour la fibre au phosphore 650A5. . . . .	31

2.6	Spectres du coefficient de gain Raman obtenus après résolution avec BVP4C pour des puissances de pompe injectées de 2,3 et 5 W. . . . .	35
2.7	Correspondance entre l'intensité de l'onde de Stokes à 1120 nm et la puissance pompe à 1060 nm. . . . .	36
2.8	Spectre de gain Raman et paramètre $P_f$ obtenus. . . . .	37
2.9	Spectre de gain Raman obtenu pour la fibre 650B2 en utilisant une pompe à 1060 nm. . . . .	39
2.10	Spectre de gain Raman obtenu pour la fibre 650A5 en utilisant une pompe à 1060 nm. . . . .	40
3.1	Schéma du montage expérimental de caractérisation du laser Raman LR1 . . . . .	43
3.2	Spectre de l'onde de Stokes à 1117 nm en fonction de la variation de la puissance de la pompe. . . . .	44
3.3	Rendement du laser LR1. . . . .	45
3.4	Schéma du montage du laser LR2 avec réseaux de Bragg. . . . .	46
3.5	Spectres de l'onde de Stokes du laser LR2 à 1117nm. . . . .	47
3.6	Rendement du laser LR2 à 1117 nm. . . . .	48
3.7	Puissance de pompe résiduelle à 1060 nm lors de l'émission du laser LR2 à 1117 nm. . . . .	49
3.8	Spectres de la pompe lors de l'émission du laser LR2 à 1117 nm. . . .	49
3.9	Schéma du montage du laser LR3 émettant à 1240 nm. . . . .	50
3.10	Spectres lors de l'émission laser à 1240 nm en fonction de la puissance de pompe. . . . .	51
3.11	Agrandissement de la zone centrale des spectres lors de l'émission laser à 1240 nm. . . . .	52
3.12	Courbe de rendement lors de l'émission laser à 1240 nm en fonction de la puissance de pompe. . . . .	53

3.13 Spectres de la pompe lors de l'émission laser à 1240 nm en fonction de la puissance de pompe. . . . .	54
3.14 Agrandissement de la zone centrale des spectres de la pompe lors de l'émission laser à 1240 nm. . . . .	54
3.15 Schéma du montage du laser à 1480 nm. . . . .	55
3.16 Spectre à 1240 nm lors de l'émission à 1480 nm. . . . .	57
3.17 Courbe de rendement à 1240 nm lors de l'émission à 1480 nm. . . . .	58
3.18 Spectres d'émission de la raie laser à 1480nm. . . . .	58
3.19 Agrandissement de la zone centrale des spectres d'émission à 1480 nm. . . . .	59
3.20 Courbe de rendement à 1480nm du laser LR4. . . . .	59
3.21 Spectres de la pompe lors de l'émission à 1480 nm. . . . .	60
3.22 Agrandissement des spectres de la pompe lors de l'émission à 1480 nm. . . . .	61
3.23 Spectre large bande des raies d'émission. . . . .	62
A.1 Spectre de transmission non normalisé du réseau réflecteur pour le laser à 1117 nm LR2. . . . .	76
A.2 Spectre de transmission du réseau de sortie pour laser à 1117 nm LR2. . . . .	77
A.3 Spectre de transmission non normalisé du réseau de sortie du laser 1240 nm LR3. . . . .	78
A.4 Spectre de transmission réseau 1240 nm fortement réflecteur utilisé pour les lasers à 1240 nm LR3 et à 1480 nm LR4. . . . .	78
A.5 Spectre de transmission réseau fortement réflecteur à 1240 nm pour laser à 1480 nm LR4. . . . .	79
A.6 Spectre de transmission réseau fortement réflecteur à 1480 nm LR4 . . . . .	79
A.7 Spectre de transmission réseau de sortie à 1480 nm LR4 . . . . .	80
B.1 Schéma décrivant le phénomène de "fiber fuse". . . . .	84
B.2 Schéma du système de protection du laser en cas de fiber fuse . . . . .	85

C.1	Profil d'indice de la fibre dopée au phosphore INO650B2 à 1550 nm mesuré par la méthode du champ proche réfracté. . . . .	88
C.2	Profil d'indice de la fibre dopée au phosphore INO650A5 à 1550 nm mesuré par la méthode du champ proche réfracté. . . . .	88
C.3	Spectre d'atténuation de la fibre dopée au phosphore INO650A5. . . .	89
C.4	Spectre d'atténuation de la fibre dopée au phosphore INO650B2. . . .	89
C.5	Courbe de dispersion pour les fibres dopées au phosphore. . . . .	90
C.6	Profil d'indice de la fibre PureMode1060 <sup>TM</sup> à 1550 nm mesuré par la méthode du champ proche réfracté. . . . .	91
C.7	Courbe de dispersion pour la fibre PureMode1060 <sup>TM</sup> calculée à partir du profil d'indice. . . . .	91

# Liste des tableaux

2.1	Coefficients de gain Raman pour les fibres dopées phosphore de l' <i>INO</i> pour le maximum du pic à 1240 nm avec une pompe à 1060 nm. . . .	38
C.1	Paramètres des fibres dopées au phosphore de l' <i>INO</i> . . . . .	87
C.2	Paramètres de la fibre PureMode1060 <sup>TM</sup> de <i>Corning</i> . . . . .	90



## Liste des annexes

A Réalisation des réseaux de Bragg réflecteurs . . . . .	75
B Procédure expérimentale d'assemblage des cavités lasers . . . . .	82
C Caractéristiques des fibres utilisées dans la réalisation des lasers .	87

# Liste des sigles et abréviations

$A_{\text{eff}}$	aire effective
$C$	facteur de population des phonons
$g_0$	coefficient de gain Raman
$g_R$	coefficient de gain Raman effectif
$h$	constante de Planck
$I_s^+$	intensité de l'onde de Stokes co-propagative
$I_s^-$	intensité de l'onde de Stokes contra-propagative
$I_p$	intensité de la pompe
$k$	facteur de polarisation
$k_B$	constante de Boltzmann
$n$	indice de réfraction
$n_{\text{eff}}$	indice de réfraction effectif
$P_s^+$	puissance de l'onde de Stokes co-propagative
$P_s^-$	puissance de l'onde de Stokes contra-propagative
$P_p$	puissance de la pompe
$P_0$	puissance de pompe à l'entrée
$P_{\text{th}}$	puissance de seuil
$P_{50}^{\text{eff}}$	puissance contenue dans la largeur de bande effective
$P_f$	facteur empirique d'amplification spontanée
$R_1, R_2$	coefficients de réflexion
$L$	longueur

$L_{\text{eff}}$	longueur effective
$t$	temps
$T$	température
$x$	concentration molaire
$z$	direction de propagation

## Symboles grec

$\alpha$	coefficient d'absorption
$\alpha_p$	coefficient d'absorption de la pompe
$\alpha_s$	coefficient d'absorption de l'onde de Stokes
$\eta$	rendement
$\gamma$	coefficient de gain Raman en nombre de photons
$\lambda$	longueur d'onde
$\nu_p$	fréquence optique de la pompe
$\nu_s$	fréquence optique de l'onde de Stokes
$\omega$	fréquence angulaire

## Acronymes

DBS	diffusion Brillouin stimulée
DRS	diffusion Raman stimulée
FBG	réseau de Bragg intégré dans une fibre optique
FWM	mélange à quatre ondes
LO	longueur d'onde
MFD	diamètre du champ du mode
OSA	analyseur de spectres
RFL	laser à fibre Raman
SPM	automodulation de phase
WDM	démultiplexage en longueur d'onde
YFL	laser à fibre ytterbium

# Introduction

Ce travail a pour principal objectif la réalisation et la caractérisation d'un laser Raman à fibre haute puissance émettant à 1480 nm. Le domaine d'application auquel se rattachent nos travaux est celui des liens de communications par fibres optiques. Une source haute puissance émettant à 1480 nm est désirable comme pompe pour l'amplification optique dans les télécommunications. Ce travail s'inscrit également dans le cadre d'un projet stratégique visant la réalisation, à plus long terme, de sources accordables haute-puissance à haut taux de répétition pour les télécommunications optiques.

Les objectifs secondaires de la maîtrise sont la caractérisation du spectre de gain Raman des fibres utilisées dans la réalisation de la cavité. Nous étudierons également expérimentalement comment les réseaux de Bragg utilisés comme réflecteurs affectent le spectre d'émission.

Le mémoire est organisé de la façon suivante : le chapitre un consiste en une présentation succincte des concepts nécessaires à la compréhension du mémoire. Ce chapitre comprend aussi une revue de la littérature se rapportant aux lasers Raman continus tout-fibre.

Le second chapitre concerne la détermination expérimentale du coefficient de gain des fibres optiques utilisées dans la fabrication des lasers. Les différents modèles et méthodes permettant la détermination du gain Raman y sont présentés. Également, les résultats de nos mesures expérimentales relatives à la détermination du coefficient de gain Raman pour une fibre au phosphore sont présentés. Ces mesures résultent

d'une collaboration initiée avec l'Institut National d'Optique en vue de développer de nouvelles fibres pour les lasers Raman. Un nouveau modèle, développé au cours de cette maîtrise, est utilisé afin de calculer le coefficient de gain Raman.

Le troisième chapitre fait état des résultats expérimentaux des lasers Raman réalisés dans le cadre de cette maîtrise. Les résultats de lasers émettant à 1117 nm, 1240 nm et 1480 nm sont présentés. Ainsi les spectres d'émission et les graphiques décrivant les seuils d'oscillation et les rendements des lasers sont analysés. Nous effectuons également une comparaison avec les modèles disponibles et nous analysons les spectres d'émission observés expérimentalement. Finalement nous suggérons des pistes d'analyse et des améliorations que nous croyons utiles à la poursuite du projet de recherche.

Nous présentons à l'annexe A les résultats expérimentaux se rattachant à la réalisation des réseaux de Bragg utilisés comme réflecteurs dans la réalisation des lasers Raman. Afin d'alléger le texte, nous avons consigné à l'annexe B la discussion sur les précautions expérimentales devant être prises lors du travail à de fortes intensités optiques. Nous avons rassemblé à l'annexe C les paramètres des fibres utilisées.

# Chapitre 1

## Mise en contexte et revue de la littérature

Les lasers à fibres présentent des avantages fondamentaux par rapport aux autres types de lasers. Le confinement optique dû au guidage de la lumière par la fibre permet d'obtenir des seuils d'oscillations peu élevés et un excellent facteur de qualité du faisceau.

Le gain dans les fibres optiques est généralement obtenu par l'utilisation de terres rares comme dopants dans la fibre optique. Une autre méthode permettant d'obtenir du gain dans les fibres optiques consiste à exploiter les effets dispersifs inélastiques stimulés non-linéaires de troisième ordre : la diffusion Raman stimulée (DRS) ou la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Dans ce mémoire, nous nous intéressons à l'utilisation de l'effet Raman en vue de la réalisation de lasers tout-fibre.

Plus particulièrement, trois facteurs récents ont permis la réalisation de sources laser tout-fibre Raman continues efficaces [Dianov 2002] :

- l'observation de la conversion efficace par effet Raman stimulé dans les fibres optiques unimodales à faibles pertes ;
- le développement des lasers à fibres double gaine dopées à l'ytterbium pompés

par diodes lasers ;

- la découverte de la photosensibilité et le développement des techniques d'écriture de réseaux de Bragg dans les fibres.

## 1.1 Effet Raman dans les fibres optiques

Au niveau fondamental l'effet Raman est la diffusion inélastique d'un photon, appelé photon de pompe, résultant de l'interaction avec le milieu diélectrique. L'échange d'énergie est effectué avec le mode de vibration de la matrice de silice.

Ces diffusions peuvent être spontanées ou stimulées. La diffusion spontanée est surtout utile pour les applications de spectroscopie ou de caractérisation du gain. En vue de réaliser des lasers tout fibres, on s'intéresse surtout aux effets stimulés.

Un schéma simple permet de décrire le phénomène de diffusion Raman stimulée. Tel que le montre la figure 1.1, le photon incident (photon de pompe) est annihilé en créant un photon de plus faible énergie (pour une onde de Stokes) et un phonon respectant les règles de conservation d'énergie et de quantité de mouvement. Un photon de plus haute énergie, appelé anti-Stokes peut aussi être créé si un phonon approprié est présent. Cette interaction est toutefois beaucoup moins probable.

L'effet Raman est en tout point analogue avec un autre effet : l'effet Brillouin. Cet effet peut s'avérer néfaste lorsque l'on désire réaliser des lasers Raman.

La différence entre ces deux effets non-linéaires réside dans la nature des phonons mis en cause. Des phonons optiques sont impliqués dans l'effet Raman alors que des phonons acoustiques sont impliqués dans l'effet Brillouin. En raison de relations de dispersion différentes entre ces phonons, les conditions d'accord de phases et de conservation de la quantité de mouvement impliquent que l'effet Brillouin n'a lieu que dans la direction contrapropagative aux photons de pompe, alors que l'effet Raman peut être observé dans les deux directions. Si l'effet Brillouin devenait prépondérant, tous les photons Brillouin diffusés supprimeraient graduellement l'intensité de pompe

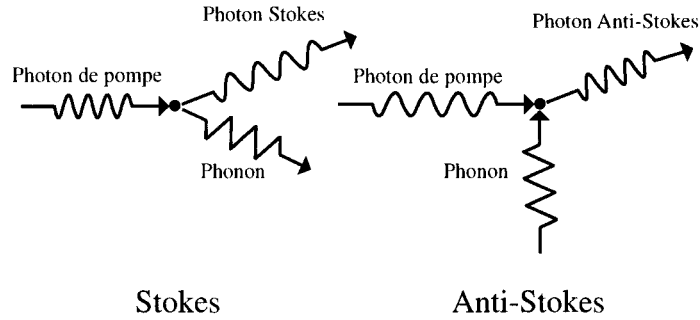


Figure 1.1 : Diffusion Raman avec émission (onde de Stokes) ou absorption (onde anti-stokes) d'un phonon. Le seuil associé à l'émission étant beaucoup plus faible que celui associé à l'absorption, la création d'onde de Stokes est généralement favorisée. C'est donc le processus d'émission qui est normalement utilisé dans la réalisation de lasers Raman.

disponible pour la conversion par effet Raman dans la direction propagative.

Comme le montre la figure 1.2, le spectre de gain Raman est très large pour la silice, s'étalant jusqu'à 30 THz, avec un gain maximum de  $7 \cdot 10^{-14}$  m/W à 13 THz en utilisant une pompe de 1000 nm [Stolen 1973]. En contraste, le gain Brillouin est très étroit avec une largeur de bande inférieure à 100 MHz et une valeur de gain maximale à 10 GHz. Puisque le gain Brillouin diminue en fonction du rapport de la largeur spectrale de la pompe sur la largeur de gain Brillouin, le choix d'une pompe de grande largeur spectrale permet de supprimer l'effet Brillouin [Agrawal 2001]. En pratique, une largeur de pompe de quelques centaines de MHz est suffisante. Ceci est très important en vue de la réalisation de lasers Raman, car si l'on compare les seuils Brillouin et Raman pour une même fibre, on se rend compte que le seuil Brillouin est inférieur au seuil Raman. Le fait de ne pas en tenir compte rendrait impossible l'utilisation de l'effet Raman comme élément de gain dans la réalisation de lasers.

Il est utile de pouvoir prédire  $g_0$  en fonction de la longueur d'onde utilisée. En pratique, il suffit généralement de supposer que le coefficient de gain Raman  $g_0$  varie de façon inverse avec la longueur d'onde. Des modèles plus élaborés sont toutefois disponibles afin de prédire la dépendance en longueur d'onde de façon plus détaillée



[Newbury 2002] [Rottwitt, Bromage, Stenz, Leng *et al.* 2002].

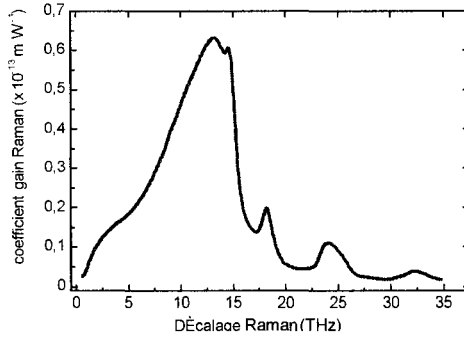


Figure 1.2 : Spectre de gain Raman de la silice pour une pompe à 1550 nm. Le coefficient de gain Raman varie linéairement de façon inverse avec la longueur d'onde de la pompe. D'après [Stolen 1973].

Afin de fabriquer des lasers Raman tout fibre (RFL) de plus de 1 W, des lasers de pompe de haute puissance sont nécessaires. Comme discuté précédemment, de grandes puissances sont maintenant disponibles commercialement dans des lasers à fibre à double gaine dopée à l'ytterbium dans la région spectrale allant de 1060 à 1117 nm.

Concrètement, nous présentons ici un schéma linéaire couramment utilisé dans la réalisation de lasers Raman. Par exemple, en utilisant une pompe ytterbium (YFL) à 1060 nm, on peut réaliser un laser Raman émettant à 1480 nm en utilisant le maximum de la courbe de gain Raman de la silice. Cinq cascades sont nécessaires, avec des ondes de Stokes intermédiaires à 1117 nm, 1175 nm, 1240 nm, 1315 nm, 1395 nm. Les réflecteurs sont réalisés avec des réseaux de Bragg (FBG) directement inscrits dans la fibre constituant la cavité. Des réseaux fortement réflecteurs sont utilisés pour toutes les cascades à l'exception de la dernière où un réseau de faible réflectivité est utilisé comme coupleur de sortie. Le schéma suivant illustre cette topologie dans la réalisation de lasers Raman continus.

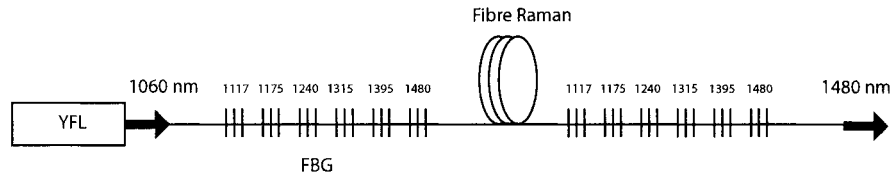


Figure 1.3 : Schéma décrivant la configuration linéaire d'un laser Raman continu utilisant des réseaux de Bragg comme réflecteurs. L'ordre dans lequel les réseaux sont inscrits à chaque extrémité n'a pas d'importance en raison de la longueur de la cavité.

## 1.2 Revue de la littérature

Ippen est le premier chercheur à observer l'émission Raman stimulée dans une fibre optique. Une fibre avec un cœur liquide fut utilisée en 1970. Un cœur liquide fut choisi car plusieurs liquides possèdent des sections Raman efficaces importantes.

Stolen et ses collaborateurs sont les premiers à rapporter l'observation de l'effet Raman stimulé dans une fibre optique de verre conventionnelle en 1971. Ces derniers auteurs ont été les premiers à envisager l'utilisation de l'effet Raman comme amplificateur large bande.

Les premiers lasers Raman à fibres sont démontrés en 1972 [Stolen, Ippen & Tynes 1972]. Dianov figure aussi au rang des premiers expérimentateurs à avoir réalisé des lasers à fibres utilisant l'effet Raman [Dianov, Isaev, Kornienko, Kravtsov *et al.* 1978]

Yariv est l'un des premiers à proposer une solution analytique approximative au système d'équations pour modéliser les lasers Raman à fibre. Il publie [Auyeung & Yariv 1978] un premier article en 1978 sur l'amplification Raman. Il publie l'année suivante [AuYeung & Yariv 1979] un complément décrivant l'oscillation laser par effet Raman dans la fibre optique. Il développe dans ces deux articles des modèles analytiques de base permettant de décrire l'amplification Raman copropagative en

tenant compte de l'appauvrissement de la pompe et de la contribution spontanée. Une relation analytique est alors développée en utilisant l'approximation que les coefficients d'absorption de l'onde de pompe et de l'onde de Stokes sont identiques. Il développe alors une relation qui peut être utilisée en vue de l'optimisation d'une cavité. C'est une première tentative de modélisation qui est déjà en accord approximatif avec les résultats expérimentaux alors disponibles. Ce modèle s'avère toujours très utile aujourd'hui.

Les effets de la polarisation de la pompe sur le gain sont également pris en compte [Stolen 1979]. Ainsi l'effet d'une polarisation aléatoire de la pompe diminue le coefficient de gain d'un facteur 2 par rapport au cas où les polarisations sont identiques. Le gain pour des polarisations croisées est très faible et a fait l'objet d'études subséquentes. Pour un compte rendu, voir par exemple, [Kang 2002].

Par la suite, l'intérêt est porté plutôt sur les interactions entre le gain Raman et les autres effets non linéaires dans les lasers. On observe le mélange à plusieurs ondes dans les fibres optiques [Hill, Johnson, Kawasaki & MacDonald 1980] [Stolen 1980], le décalage différentiel d'impulsions ("pulse walk off") [Stolen & Johnson 1986], la diminution de la largeur spectrale des raies d'émission [Labudde, Weber & Stolen 1980]. On détermine également la fonction de transfert temporelle liée à l'effet Raman [Stolen & Gordon 1989].

Il fallut attendre les problèmes de transmission longue distance dans les fibres optiques afin d'observer une recrudescence de l'intérêt porté à l'utilisation de l'effet Raman dans les fibres pour l'amplification optique distribuée et pour la réalisation de lasers à fibre. Particulièrement, le développement des réseaux de Bragg a permis de grandes améliorations dans la réalisation de cavités laser Raman au début des années 1990.

Parallèlement, des puissances d'émission de plus en plus importantes ont été démontrées ; particulièrement dans les lasers ytterbium à double gaine. Actuellement, des lasers à fibres allant jusqu'à 100 W sont disponibles commercialement. Cette con-

vergence entre le regain d'intérêt pour l'amplification Raman et le développement de sources optiques infra-rouges haute puissance a permis la réalisation de sources laser fibrées Raman telles que nous les connaissons actuellement.

Également, l'utilisation de fibres avec des dopants particuliers permet d'ajuster la valeur du décalage Raman afin de limiter le nombre de cascades nécessaires à l'émission à une longueur d'onde donnée. En particulier, l'utilisation du phosphore comme dopant a été démontrée et semble prometteuse dans la réalisation de lasers Raman à fibres avec des efficacités de conversion améliorées [Dianov, Grekov, Bufetov, Vasiliev *et al.* 1998].

### 1.2.1 Développements récents

Beaucoup de progrès ont été réalisés récemment dans la modélisation des lasers Raman. Des études ont porté sur la modélisation de cascades multiples dans les fibres de silice.

En 1999, [Rini, Cristini & Degiorgio 1998] effectuent une modélisation numérique permettant la résolution des équations de la cavité Raman à l'aide du modèle présenté à la section 1.3. Ils y réalisent des mesures de gain et résolvent le système pour une cascade Raman à six étages émettant à 1480 nm à partir d'une pompe à 1060 nm.

Une étude récente [Jackson 2001] modélise trois cascades Raman pompées à 1150, 1480 et 1615 nm avec deux ondes de Stokes. Elle vise à déterminer les paramètres optimaux de longueur de fibres, composition du verre et concentration pour trois dopants : holmium, erbium et thulium. Il y est montré que l'onde de Stokes de deuxième ordre à 1480 nm peut potentiellement s'avérer l'utilisation la plus efficace du pompage Raman. Dianov [Bufetov & Dianov 2000] en utilisant une approche analytique approximative compare également l'émission à 1240 nm à partir d'une cascade triple dans la fibre dopée au germanium et celle obtenue à partir d'une cascade simple dans la fibre dopée au phosphore. Il arrive à la conclusion que l'émission dans la fibre de phosphore s'avère plus efficace malgré des pertes linéaires plus élevées, en

diminuant le nombre de cascades nécessaires.

L'augmentation en puissance des lasers à fibre est également un des grands intérêts favorisant le développement des laser Raman à fibres. Le laser Raman peut alors être vu comme un convertisseur de fréquences qui permet de transférer la puissance disponible à une longueur d'onde à la longueur d'onde désirée.

Les modèles requièrent généralement une solution numérique afin de déterminer les paramètres optimaux d'une cavité laser. Un modèle analytique permettrait de déterminer de façon rapide les paramètres optimisés de la cavité à partir d'un design de départ.

Renner [Renner, Cierullies & Kreuse 2003] a récemment proposé une règle empirique qui permet, à partir d'une cavité optimisée, de retrouver les paramètres des réflecteurs à partir d'une nouvelle fibre de silicium dopée au germanium. On peut ainsi optimiser un design de départ dans une fibre donnée à l'aide de méthode numérique, et ensuite, pour une nouvelle fibre donnée, on peut facilement recalculer les paramètres des réflecteurs et de longueur de fibres pour optimiser le design avec cette nouvelle fibre. Ce modèle utilise l'aspect universel des courbes de gain Raman des fibres dopées au germanium, dont nous discutons au chapitre 2.

Expérimentalement, un développement important récent [Dianov *et al.* 1998] [Dianov, Bufetov, Bubnov, Shubid *et al.* 1999] [Dianov 2002], fut la démonstration expérimentale de l'utilisation de fibres dopées au phosphore dans la réalisation de lasers Raman. Le principal avantage lié à cette approche consiste à limiter le nombre de cascades nécessaires pour émettre à 1480 nm à partir d'une source laser ytterbium à 1060 nm. Dans ce schéma, deux cascades sont nécessaires en utilisant le décalage à 40 THz associée à cette fibre, plutôt que 13 THz associé à la silice dopée au germanium. Ceci simplifie grandement le design en limitant le nombre de réseaux nécessaires. Prabhu a également publié des résultats semblables en utilisant l'idée de Dianov [Prabhu, Kim, Jianren & Ueda 2000a] [Prabhu, Kim & Ueda 2000b].

Les lasers Raman sont également envisagés comme pompe d'amplification Raman

dans les liens de télécommunications à fibres optiques. Toutefois, certains auteurs mentionnent qu'ils sont moins performants que les pompes à lasers semi-conducteurs en raison de leur instabilité [Bouteiller, Brar, Bromage, Radic *et al.* 2003]. Ces sources sont tout de même prometteuses puisque un nouveau schéma de pompe multi-longueur d'onde (à deux étages), où la première onde de Stokes sert de réservoir en vue de stabiliser l'intensité de la deuxième onde de Stokes et ainsi limiter les fluctuations de gain. Le gain est alors moins dépendant de la variation de l'intensité du signal à amplifier.

### 1.2.2 Topologies de laser à fibres Raman continus

Jusqu'à présent, nous avons principalement discuté de la topologie d'une cavité linéaire utilisant des réseaux de Bragg comme réflecteurs. Différentes topologies de lasers à fibres sont toutefois possibles. En se limitant au lasers Raman continus, à notre connaissance, les topologies suivantes ont été démontrées expérimentalement:

- cavité linéaire avec réflecteurs à réseaux de Bragg
- cavité linéaire avec des réflecteurs en boucle de Sagnac [Bertoni & Reali 1998]
- cavité en boucle [Stolen, Lin, Shah & Leheny 1978] [Urquhart 1989] [Diechi, Yimei, Jianzhong, Hongbing *et al.* 2001].

Dans cette maîtrise, nous nous sommes limités à la cavité avec réseaux de Bragg en raison de la fiabilité de son design et de la disponibilité des technologies d'écriture pour la réalisation des composants.

## 1.3 Théorie des lasers Raman continus

La modélisation du laser Raman s'effectue en résolvant le système théorique d'équations non-linéaires couplées pour les ondes propagatives et contrapropagatives

à l'intérieur de la cavité. Notre modèle ne considère qu'une onde de pompe, d'intensité  $I_p$  se propageant dans la direction  $z$ . Les ondes de Stokes résultant de la conversion de la pompe se propagent avec une intensité  $I_s^+$  dans le sens propagatif et une intensité  $I_s^-$  dans le sens contrapropagatif. Le seuil d'émission du laser est atteint lorsque les pertes dans la cavité sont égales au gain. Ceci définit la condition d'oscillation avec  $R_1$  et  $R_2$  les coefficients de réflexion respectifs des réflecteurs. La figure 1.4 décrit la géométrie du problème. La modélisation du laser à une onde de Stokes implique

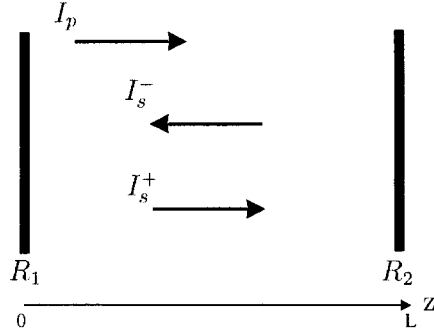


Figure 1.4 : Schéma décrivant les ondes propagatives et contrapropagatives se propageant dans la cavité laser.

de solutionner le système d'équation suivant, avec  $\alpha$  le coefficient d'atténuation,  $g_0$  le coefficient de gain Raman en  $\text{m/W}$  et  $\omega$  les fréquences optiques associées à la pompe et à l'onde de Stokes .

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_0 I_s I_p - \alpha_p I_p \quad (1.1)$$

$$\frac{dI_s^-}{dz} = \alpha_s I_p - g_0 I_s^- I_p \quad (1.2)$$

$$\frac{dI_s^+}{dz} = -\alpha_s I_p + g_0 I_s^+ I_p \quad (1.3)$$

Avec  $I_{p0}$  la puissance à l'entrée de la cavité, les conditions frontières en  $z = 0$  et

$z = L$ ,

$$R_1 I_{s_0}^- = I_{s_0}^+ \quad (1.4)$$

$$R_2 I_{s_L}^+ = I_{s_L}^- \quad (1.5)$$

Pour simplifier l'écriture, nous nous restreignons au cas ne considérant qu'une onde de Stokes de premier ordre. La progression à un ordre plus élevé peut facilement être étendue en écrivant des équations analogues additionnelles où les ondes de Stokes d'un ordre inférieur deviennent les ondes de pompes pour les ordres supérieurs. Chaque onde de Stokes est donc peuplée par la précédente et dépeuplée par la suivante. On observe que la croissance de l'onde de Stokes est couplée à l'intensité de la pompe et au coefficient de gain.

La résolution du système se fait généralement numériquement avec une méthode de tir, où l'on peut retrouver la distribution en puissance de chaque onde se propageant en  $z$  dans la fibre. Comme il sera discuté dans les sous-sections suivantes, des approximations permettent d'obtenir des expressions analytiques facilitant la simulation de lasers Raman. Les résultats présentés au chapitre 3 viendront préciser la validité de ce modèle dans des conditions expérimentales.

### 1.3.1 Paramètres caractéristiques

Les principaux paramètres caractéristiques permettant d'évaluer la performance d'un laser Raman continu sont ceux communs à tout laser : le seuil d'émission et le rendement. Le seuil est défini comme le point où l'émission stimulée compense exactement les pertes à l'intérieur de la cavité. Le rendement pour un laser Raman est la variation de la puissance de Stokes émise sur la puissance de pompe injectée  $\eta = \frac{dP_s}{dP_p}$ . Nous décrirons dans cette section deux modèles analytiques simples permettant de prédire le seuil et le rendement d'un laser Raman en fonction des paramètres de la cavité.



### 1.3.2 Seuil

Décrivons d'abord l'expression de la puissance de seuil  $P_{th}$  pour un laser Raman avec les coefficient de réflexion  $R_1$  et  $R_2$ . Cette expression pour le seuil peut facilement être déduite de 1.1 après propagation sur une longueur  $z = L$  avec la longueur effective,  $L_{\text{eff}} = [1 - e^{-\alpha_p L}] / \alpha_p$ .  $P_{S0}^{\text{eff}}$  est la puissance effective en  $z = 0$  [Agrawal 2001].  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective de la fibre utilisée. La correspondance entre la formulation en intensité, utilisée précédemment, et celle en puissance s'effectue avec la relation  $P = IA_{\text{eff}}$ . Puisque notre équation se ramène à des quantités observables expérimentalement, nous introduisons également le facteur de polarisation  $k$  [Stolen 1979]. Ce facteur vaut un pour une pompe ayant le même état de polarisation que l'onde de Stokes en tout point de la fibre et deux dans le cas où il n'y a pas de corrélation en polarisation entre les deux.

$$\frac{P_s(L)}{P_{S0}^{\text{eff}}} = \exp \left[ g_0 L_{\text{eff}} \frac{P_0}{k A_{\text{eff}}} - \alpha_s L \right] \quad (1.6)$$

Introduisons les pertes dans la cavité  $\delta$  et la condition de seuil (gain = pertes). Introduisons également, le coefficient de gain Raman effectif  $g_R = \frac{g_0}{k A_{\text{eff}}}$

$$\delta = \frac{-\ln(R_1 R_2)}{2L} \quad (1.7)$$

$$g_R L_{\text{eff}} \frac{P_{\text{th}}}{k} = (\alpha_s + \delta) L \quad (1.8)$$

Soit, sur un aller-retour

$$2g_R L_{\text{eff}} P_0 - 2\alpha_s L = -\ln(R_1 R_2) \quad (1.9)$$

L'équation décrivant la puissance de seuil devient finalement :

$$P_{\text{th}} = \frac{1}{2} \left( \ln \frac{1}{R_1 R_2} + 2\alpha_s L \right) \frac{1}{L_{\text{eff}} g_R} \quad (1.10)$$

### 1.3.3 Rendement

La détermination du rendement du laser est moins simple puisque l'approximation de la pompe non-appauvrie n'est plus valable, spécialement lorsque l'on considère des cascades Raman multiples. Nous allons décrire dans ce qui suit deux modèles qui permettent de déterminer de façon approximative le rendement d'un laser Raman multicascades.

#### 1.3.3.1 Modèle de Yariv

Yariv a développé un modèle décrivant l'oscillation Raman dans une cavité laser [AuYeung & Yariv 1979]. L'équation décrivant la puissance de Stokes en fonction de la puissance de pompe à l'entrée et la puissance de pompe résiduelle est la suivante:

$$P_{\text{out}} = \frac{\ln \left( (R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} \frac{P_{pL}}{P_{p0}} \right) + \frac{g_R}{\alpha} (P_{p0} - P_{pL})}{\left( \frac{g_R}{\alpha} \right) \left( \frac{\nu_p}{\nu_s} \right) \left[ 1 - R_2 R_2 - (R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} \left[ 1 - \frac{1}{R_1} \right] \right]} \quad (1.11)$$

Cette formulation ne donne pas le rendement directement, mais il est possible de le calculer à partir de la pompe résiduelle en  $z = L$ . Ce modèle est limité par le fait qu'il considère les coefficients d'atténuation identiques pour la pompe et l'onde de Stokes. Cette approximation devient grossière particulièrement lorsque le décalage Raman devient important (lors de l'utilisation de fibre dopées au phosphore par exemple). De plus, cette expression ne se généralise pas directement pour des cascades multiples.

#### 1.3.3.2 Approximation analytique développée au laboratoire

Un modèle analytique permettant de modéliser les lasers Raman continus a été développé au laboratoire [Burgoyne 2003]. Ce modèle permet de modéliser analytiquement le rendement et le seuil d'émission d'un lasers Raman multicascades. Il faut toutefois noter que ce modèle suppose des réflecteurs presque parfaits pour les ondes de Stokes intermédiaires. Cette condition n'est pas toujours respectée en pratique,

particulièrement dans le cas de lasers multi-longueur d'onde ayant des réflecteurs intermédiaires faibles ou dans des lasers ayant des réflecteurs spectralement étroits par rapport à la raie d'émission. La validité du modèle n'est pas connue dans ces conditions.

Toutefois, la corrélation est excellente avec la résolution numérique du système d'équations lorsque les hypothèses de l'approximation analytique sont respectées. Le modèle donne également une valeur de référence à laquelle il est utile de comparer les performances d'un laser Raman réel.

Le rendement s'écrit pour le cas  $n = 2$  avec  $g_{R_0}$  et  $g_{R_1}$  le coefficient de gain Raman effectif corrigé pour les effets de polarisation et pour la dépendance en longueur d'onde de gain associée respectivement à la pompe et à l'onde de Stokes :

$$\begin{aligned} \eta_{\text{pair}} &= \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_2}} \left[ \frac{\ln \sqrt{R_2 R_1}}{\sinh \left( \ln \sqrt{R_2} \right) + \sinh \left( \ln \sqrt{R_1} \right)} \right] \\ &\times \left[ \frac{1}{4g_{R_0} L \left[ \frac{\alpha_{s_2}}{2g_{R_2}} - \frac{\ln(R_1 R_2)}{4g_{R_2} L} \right] + 2\alpha_p L} \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

et la puissance de seuil :

$$P_{th_2} = 4g_{R_0} L \left[ \left( \frac{\alpha_{s_2}}{2g_{R_2}} - \frac{\ln(R_1 R_2)}{4g_{R_2} L} \right) + \frac{\alpha_p}{2g_{R_0}} \right] \left[ \left( \frac{\alpha_{s_1}}{2g_{R_1}} - \frac{\ln(R_1 R_2)}{4g_{R_1} L} \right) \right] \quad (1.13)$$

Des équations semblables sont directement utilisables quel que soit le nombre de cascades présentes. Il suffit alors de calculer directement les paramètres présents dans la fibre pour obtenir le rendement théorique. Les relations générales pour des cascades d'ordre  $N$  sont décrites dans [Burgoyne 2003]. Puisque nous ne réaliserons expérimentalement qu'un laser à deux cascades, nous nous limitons à présenter le cas pour deux cascades dans ce mémoire. Le cas pour une cascade est généralement bien modélisé par les relations de Yariv, puisque l'approximation des coefficients d'atténuation égaux pour la pompe et l'onde de Stokes est souvent valable dans ce

cas.

## 1.4 Les réseaux de Bragg

La mise au point des technologies d'inscription des réseaux de Bragg (FBG) suite à la découverte de la photosensibilité dans les fibres optiques a permis l'émergence de réflecteurs tout-fibre hautement performants. Ces réseaux sont particulièrement appropriés dans le cas d'une cavité laser linéaire tout fibre.

La théorie des réseaux de Bragg est décrite en détails dans [Kashyap 1999] et [Othonos & Kalli 1999]. Pour des raisons de concision, nous invitons le lecteur intéressé à consulter cette référence pour un traitement en profondeur de la théorie et des applications des réseaux de Bragg. Nous nous limitons à développer les aspects élémentaires se rapportant directement à la réalisation de lasers Raman. Les détails expérimentaux des réseaux réalisés ainsi que les spectres obtenus sont présentés à l'annexe A. Nous présentons les techniques qui ont été ici employées pour la réalisation des réseaux.

### 1.4.1 Design des FBG

Les réseaux simples consistent en une modulation périodique d'indice de réfraction inscrite de façon permanente dans la matrice de silice constituant le cœur de la fibre. Cette modulation périodique, de pas  $\Lambda$ , forme un réseau de diffraction qui crée les conditions de résonance pour certaines longueurs d'onde particulières. Cette condition à laquelle il y a résonance par couplage des modes est appelée condition de Bragg et est définie par la relation 1.14, où  $n_{eff}$  est l'indice effectif de la fibre utilisée. L'intensité du changement d'indice  $\Delta n$ , ainsi que la longueur  $L$  sur laquelle est inscrite la modulation, vont affecter la réponse spectrale du réseau.

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{2n_{\text{eff}}} \quad (1.14)$$

Il y a alors réflexion de l'onde lumineuse correspondant à la longueur d'onde de Bragg,  $\lambda_{\text{Bragg}}$ . La figure 1.5 présente schématiquement un réseau de Bragg.

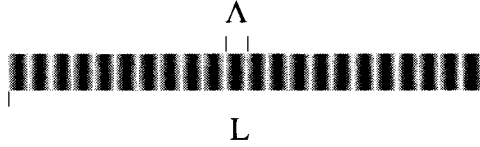


Figure 1.5 : Schéma d'un réseau de Bragg

L'exposition de la fibre à la lumière UV induit un changement de l'indice de réfraction. Pour des fibres conventionnelles, ce changement d'indice  $n$  est généralement faible, étant inférieur à  $10^{-6}$ . Par contre, il existe des moyens pour augmenter la photosensibilité des fibres optiques standards. Plusieurs fibres photosensibles sont également disponibles commercialement. Une façon bien établie d'augmenter sensiblement la photosensibilité de fibres standard est la photosensibilisation par hydrogénation obtenue en exposant la fibre à une atmosphère d'hydrogène. Il est alors possible d'obtenir un changement d'indice pouvant atteindre  $10^{-4}$ . Les réseaux alors obtenus sont de type I. Puisque la photosensibilité des fibres hydrogénées avant l'écriture décroît très rapidement à la température de la pièce, des précautions doivent être prises lors de la manipulation et l'entreposage de ces fibres. (Voir également [Kashyap 1999] pour les détails). C'est ce processus qui a été retenu afin de pouvoir écrire des réseaux dans la même fibre (PureMode1060<sup>TM</sup>) que celle utilisée par notre laser de pompe.

#### 1.4.2 Méthodes d'écriture

Différentes méthodes d'écritures sont également disponibles pour la réalisation de réseaux de Bragg. Lors de nos travaux, nous avons utilisé deux méthodes : un montage d'écriture à l'aide d'un masque de phase et un montage d'écriture interférométrique à l'aide d'un masque de phase. Ces deux techniques sont décrites

ci-dessous.

Dans le cas des premiers réseaux réflecteurs à 1117 nm, un montage d'écriture directe a été réalisé. La figure 1.6 décrit le montage qui fut utilisé. Dans ce schéma, la modulation d'indice est obtenue par l'inscription directe de la figure d'interférence du masque de phase entre les ordres de diffraction  $+1$  et  $-1$ . Il suffit d'approcher la fibre du masque de phase et de balayer avec le laser UV pour induire une modulation d'indice sur la fibre.

Afin de sélectionner adéquatement le pas du masque de phase, un calcul basé sur l'indice effectif a été réalisé. Ainsi en tenant compte des données de la fibre PureMode1060<sup>TM</sup> hydrogénée, nous avons simulé la réponse spectrale désirée.

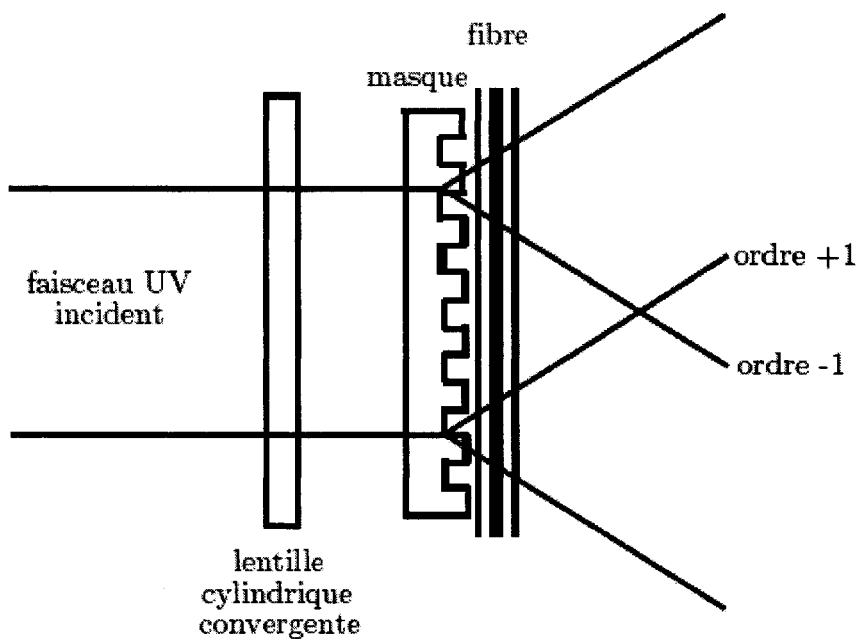


Figure 1.6 : Montage d'écriture à l'aide d'un masque de phase

Une autre méthode permettant de réaliser des réseaux de Bragg est celle à montage interférométrique utilisant un masque de phase. La figure décrit ce montage. Dans

cette méthode, l'écriture se fait à partir de la figure de diffraction obtenue par la superposition des réflexions des ordres  $+1$  et  $-1$  du masque de phase sur des miroirs rotatifs. Le grand avantage de ce montage est que l'on peut ajuster le pas du réseau en changeant l'angle des miroirs. On peut ainsi, à partir d'un seul masque de phase, écrire des réseaux réflecteurs à n'importe quelle longueur d'onde. Cette flexibilité accrue intervient par contre au détriment d'une complexification du montage et des procédures d'alignement. C'est ce montage qui a été utilisé pour l'inscription des réseaux réfléchissant à 1240 nm et 1480 nm.

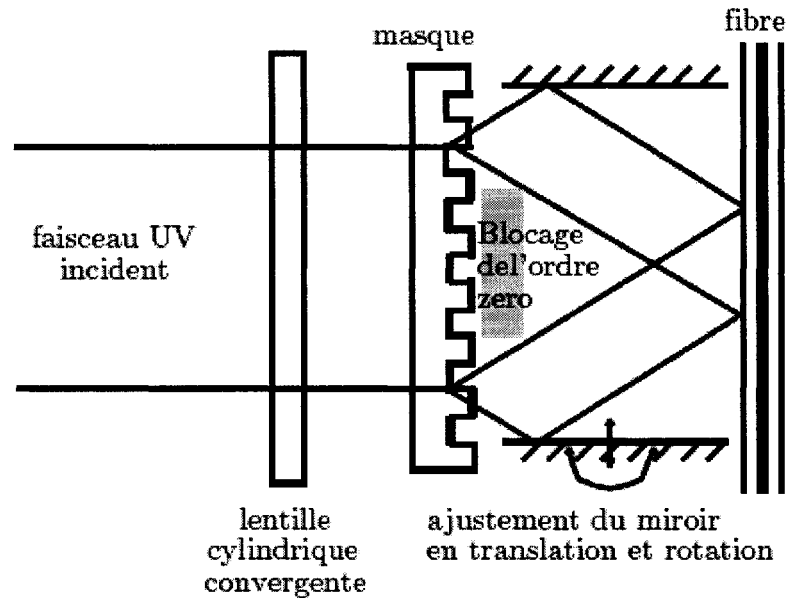


Figure 1.7 : Montage d'écriture à l'aide d'un montage interférométrique utilisant un masque de phase.

Avant de pouvoir utiliser efficacement les réseaux de Bragg en vue de fabriquer un laser Raman, il faut s'assurer de disposer d'une fibre ayant les caractéristiques appropriées. C'est ce qui est traité dans le chapitre suivant. Les résultats de nos mesures expérimentales et l'analyse des résultats se rapportant à la détermination du coefficient de gain Raman pour une fibre au phosphore sont également présentés au

chapitre deux. Les résultats expérimentaux des lasers sont quant à eux présentés au chapitre 3.



## Chapitre 2

# Caractérisation du gain Raman

Ce chapitre est consacré à la détermination expérimentale du coefficient de gain des fibres optiques utilisées dans la fabrication des lasers. Nous décrivons dans les prochaines sections les méthodes expérimentales disponibles afin de caractériser le coefficient de gain. Ensuite, nous décrivons un modèle permettant de déterminer le coefficient de gain Raman des fibres de silice dopées au germanium à partir de la concentration de dopants dans les fibres optiques. Pour les fibres dopées au phosphore nous présenterons des mesures expérimentales décrivant le spectre Raman. Nous déterminons ensuite le coefficient de gain Raman pour la fibre au phosphore à partir de ces données expérimentales en utilisant une méthode développée au laboratoire.

En vue de réaliser un laser Raman, il est important de sélectionner une fibre ayant les caractéristiques appropriées. Les principaux paramètres affectant le gain Raman effectif sont la nature, la concentration et la distribution des dopants, la section efficace Raman, l'aire effective de la fibre et les pertes d'absorption de la fibre. Les caractéristiques spectrales de la pompe vont également affecter les performances du laser.

Ainsi, le coefficient de gain Raman est inversement proportionnel à l'aire effective. De plus, le coefficient de gain est proportionnel à la concentration de dopant. Toutefois, la concentration de dopant affecte directement les pertes de la fibre op-

tique et affectera donc de façon importante les performances du laser. Il est donc essentiel d’optimiser ces deux paramètres afin d’obtenir le gain maximum. Il importe également de s’assurer que la fibre soit unimodale dans toute la plage d’opération afin de maximiser l’efficacité de conversion.

## 2.1 Méthodes de mesure du coefficient de gain Raman

Nous décrivons dans cette section la méthodologie généralement utilisée afin de déterminer expérimentalement le coefficient de gain Raman. La procédure la plus répandue est communément appelé méthode “on-off”. Lors de notre discussion, à la section 2.3, de la détermination de  $g_R$  pour la fibre dopée au phosphore, nous verrons que nous n’avons pas pu utilisé cette méthode directement.

Avant de présenter la méthode, nous présentons d’abord le formalisme mathématique. Les équations décrivant l’effet Raman stimulé se dérivent des équations de Maxwell. Elles peuvent aussi être écrites phénoménologiquement en considérant le nombre de photons créés et annihilés dans chaque faisceau. Voir, par exemple, [Auyeung & Yariv 1978]. La figure suivante décrit la configuration contrapropagative que nous utiliserons dans le développement des équations.

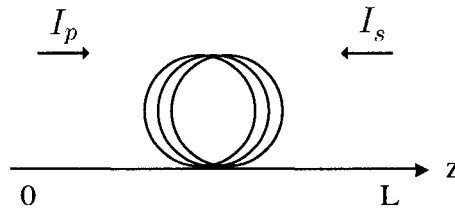


Figure 2.1 : Schéma décrivant la configuration contrapropagative lorsque l’onde de Stokes se propage dans le sens contraire à la pompe

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_0 I_s I_p - \alpha_p I_p \quad (2.1)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha_s I_s - g_0 I_s I_p \quad (2.2)$$

En négligeant l'appauvrissement de la pompe, on retrouve:

$$I_p(z) = I_{p0} e^{-\alpha_p(z)} \quad (2.3)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha_s I_s - g_0 I_s I_p \quad (2.4)$$

Afin de ramener ces expressions à des quantités observables, c'est à dire à la puissance au lieu de l'intensité, on utilise le fait que  $P = I A_{\text{eff}}$ . Cette équation prend également pour hypothèse que la pompe et l'onde de Stokes possèdent la même polarisation en tout point de la fibre. Cette supposition est erronée en pratique puisqu'une fibre standard ne maintient pas la polarisation et que les vitesses de propagation différentes pour l'onde de Stokes et pour la pompe a pour effet de décorrélérer les polarisations. Ainsi, pour tenir compte de l'effet de la polarisation sur le gain lors de la mesure de quantités directement observables, nous avons précédemment introduit un facteur de polarisation  $k$  qui vaut 1 pour une lumière polarisée et 2 pour une lumière dépolarisée [Stolen 1979]. Nous avons introduit au chapitre 1 le coefficient de gain Raman effectif,  $g_R = \frac{g_0}{k A_{\text{eff}}}$ . Pour une fibre de longueur  $L$ , nous trouvons finalement :

$$P_{sL} = P_{s0} e^{-g_R L_{\text{eff}} P_0 + \alpha_s L} \quad (2.5)$$

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p} \quad (2.6)$$

De l'équation 2.5 on tire,

$$G_{dB} = 4.34 [-g_R L_{\text{eff}} P_0 + \alpha_s L] \quad (2.7)$$

Cette relation permet de calculer le coefficient de gain Raman stimulé par la

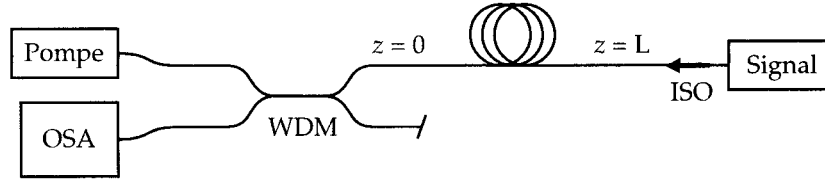


Figure 2.2 : Montage expérimental généralement utilisé lors de la mesure de  $g_R$  par la méthode du gain Raman stimulé dite “on-off”

méthode “on-off”. Des mesures expérimentales de  $g_R$  basées sur cette méthode sont démontrées dans, par exemple, [Stolen 1973], [Newbury 2002] et [Kang 2002]. La méthode consiste à balayer la zone spectrale d’intérêt à l’aide d’un signal provenant d’une source large bande puissante ou d’un laser accordable. La figure 2.2 décrit le montage expérimental généralement utilisé. Afin de réaliser la mesure proprement dite, on mesure l’intensité du signal à l’aide d’un analyseur de spectre (OSA) successivement avec et sans l’injection de la pompe. On calcule alors les coefficients de gain Raman à partir de la relation 2.7. La configuration contrapropagative est utilisée puisqu’elle limite les effets de polarisation ( $k = 2$ ) et les fluctuations d’intensité entre la pompe et l’onde de Stokes. Une pompe non-polarisée peut également être utilisée. L’avantage principal de cette mesure différentielle est lié au fait qu’il n’est pas nécessaire de connaître la puissance injectée en  $L$ , l’atténuation du signal et la réponse spectrale du coupleur WDM. Ce coupleur effectue le multiplexage de la pompe et le démultiplexage de l’onde de Stokes. Un isolateur optique est utilisé afin d’empêcher la pompe de perturber la source du signal.

Il est à noter que d’autres méthodes expérimentales sont disponibles. Particulièrement, des mesures expérimentales basées sur l’observation du spectre Raman spontané sont démontrées dans, par exemple, [Koch, Lewis, Chernikov & Taylor 2000] et [Newbury & Corwin 2002]. La figure 2.3 décrit le montage expérimental généralement utilisé lors de la mesure du coefficient de gain Raman  $g_R$  avec cette méthode qui consiste à remplacer la source de signal par une terminaison optique.

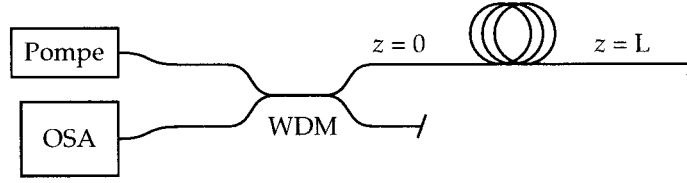


Figure 2.3 : Montage expérimental généralement utilisé lors de la mesure de  $g_R$  par la méthode du gain Raman spontané

Notons, que comparativement à la méthode “on-off,” il est généralement nécessaire de connaître la réponse spectrale du WDM afin de déduire le coefficient de gain. Nous décrirons comment nous avons inclus cette approche dans nos mesures à la section 2.3.

Finalement d’autres approches sont également disponibles pour déterminer  $g_R$ . Mentionnons une méthode basée sur l’injection d’impulsions lasers femtosecondes [Dougherty, Kartner, Haus & Ippen 1994]. Nous présentons dans la prochaine section une méthode théorique permettant de déterminer le coefficient de gain Raman pour des fibres de silices dopées au germanium.

## 2.2 Coefficient de gain Raman des fibres de silice dopées au germanium

Comme présenté à la section précédente, plusieurs méthodes expérimentales sont disponibles pour déterminer le coefficient de gain Raman. Une autre méthode [Kang 2002] [Bromage, Rottwitt & Lines 2002] permet de déterminer le coefficient de gain Raman d’une fibre de silice dopée au germanium théoriquement. Ce modèle permet, à partir de l’aire effective, du profil d’indice et de la concentration de germanium, de déterminer le coefficient de gain Raman. On utilise le fait que le spectre Raman de la silice et le spectre Raman du germanium sont semblables quant à la position de leur maximum et à l’allure des courbes. Ceci implique qu’il est possible de définir une

courbe universelle de gain Raman applicable à toutes les fibres dopées au germanium. Le gain Raman effectif peut donc être déterminé en multipliant cette courbe standard par un facteur de proportionnalité qui est en fait une estimation du rapport entre les quantités de la fibre mesurée, dénotées par l'indice 1, et celles d'une fibre étalon, dénotées par l'indice 0.

Nous décrivons maintenant comment calculer ce facteur de proportionnalité à partir de la concentration molaire de germanium  $x_{\text{GeO}_2}$  et de l'aire effective de la fibre d'intérêt. Nous déduisons ainsi le coefficient de gain Raman pour notre fibre Pure-Mode 1060 qui a été utilisée lors de la réalisation de lasers émettant à 1117 nm.

$$\frac{g_{R_1}}{g_{R_2}} = \frac{A_{\text{eff}0}}{A_{\text{eff}1}} + \frac{0,004165(x_{1\text{GeO}_2} - x_{0\text{GeO}_2})}{\lambda_{\text{sPeak}} A_{\text{eff}1}} \quad (2.8)$$

Nous avons mesuré le profil d'indice de la PureMode 1060. Ces données sont présentées à l'annexe C. Nous pouvons alors déduire la teneur en germanium de la fibre PureMode 1060. Pour ce faire, nous utilisons le modèle de la variation d'indice en fonction de la concentration de germanium basé sur les équations de Sellmeier [Agrawal 2001]. La relation décrivant l'indice de réfraction de la silice dopée  $n_{\text{GeSi}}$  en fonction de la concentration de germanium  $C_{\text{Ge}}$  et de la longueur d'onde  $\lambda$  est la suivante [Fleming 1984] :

$$n_{\text{GeSi}}^2(C_{\text{Ge}}) = 1 + \frac{[c_1 + C_{\text{Ge}}(c_{11} - c_1)] \lambda^2}{\lambda^2 - [c_2 + C_{\text{Ge}}(c_{12} - c_2)]} + \frac{[c_3 + C_{\text{Ge}}(c_{13} - c_3)] \lambda^2}{\lambda^2 - [c_4 + C_{\text{Ge}}(c_{14} - c_4)]} + \frac{[c_5 + C_{\text{Ge}}(c_{15} - c_5)] \lambda^2}{\lambda^2 - [c_6 + C_{\text{Ge}}(c_{16} - c_6)]} \quad (2.9)$$

avec,

$$\begin{aligned}
c_1 &= 0,6961663 & c_{11} &= 0,80686642 \\
c_2 &= 0,0684043 & c_{12} &= 0,06897261 \\
c_3 &= 0,4079426 & c_{13} &= 0,71815848 \\
c_4 &= 0,1162414 & c_{14} &= 0,15396605 \\
c_5 &= 0,8974794 & c_{15} &= 0,85416831 \\
c_6 &= 9,8961610 & c_{16} &= 11,8419310
\end{aligned}$$

Ces dépendances sont bien modélisées par le logiciel Simfibre développé au Laboratoire de fibres optiques. À partir de ce modèle, nous avons déterminé que la concentration de germanium responsable du saut d'indice est d'environ 6%. À partir de cette concentration, il est alors possible de déduire la valeur du gain pour la PM1060 en se basant sur les données de la littérature. Nous trouvons alors la valeur maximale de gain Raman en comparant pour une fibre de silice de même aire effective sans germanium. Le rapport des gains effectifs entre la fibre dopée et non dopée est alors d'environ 1,0005.

En pratique, la dépendance du gain Raman effectif est surtout fonction de l'aire effective de la fibre puisque comme nous l'avons vu, l'effet du dopage au germanium ne modifie pas substantiellement la valeur du coefficient de gain, pour des concentrations modérées. Le choix d'une fibre à faible aire effective, à faibles pertes et minimisant les pertes de courbure, afin de faciliter les manipulations expérimentales permet de maximiser le gain Raman. Puisque les valeurs de gain Raman sont généralement connues, nous n'avons pas entrepris de caractériser de façon expérimentale le coefficient de gain de la fibre PureMode 1060.

Dans le cas de fibres dopées au phosphore, peu de mesures expérimentales sont disponibles. Nous avons donc entrepris de caractériser expérimentalement le coefficient de gain Raman pour les fibres dopées au phosphore qui seront utilisées dans la

réalisation des lasers. Nous présentons les résultats de ces mesures dans la prochaine section.

## 2.3 Mesures expérimentales pour fibre dopée au phosphore

Le spectre de gain Raman des fibres dopées au phosphore contient, en plus du spectre de la silice présentant un maximum à 13 THz, un pic de résonance décalé de 40 THz par rapport à la pompe. Comme mentionné précédemment, nous prévoyons utiliser cette fibre pour réaliser des lasers avec un minimum de cascades et un meilleur rendement que celui obtenu en utilisant de la fibre de silice dopée au germanium. Nous décrirons dans cette section les mesures expérimentales du coefficient de gain Raman  $g_R$  en  $1/W \cdot m$  pour deux fibres dopées au phosphore fournies par l'INO. Les caractéristiques de ces fibres sont présentées en annexe.

La méthode qui nous semble la plus appropriée pour mesurer le gain Raman directement serait celle du “on-off gain” avec un laser accordable balayant la région de 1460-1580 nm combiné avec deux lasers de pompe; un à 1240 nm et un à 1480 nm. Malheureusement, nous ne disposons pas des composants requis pour faire cette mesure. Il aurait fallu réaliser un laser à 1240 nm et un coupleur WDM 1240/1480 pour mesurer le coefficient de gain dans la région de 40 THz. Dans la zone autour de 13 THz, il aurait fallu et un laser à 1480 nm et un WDM 1480/1580 nm. Malheureusement, nous ne disposons pas au laboratoire de tous les composants nécessaires.

Ainsi pour contourner cette difficulté et comparativement aux mesures effectuées sur des fibres semblables dans la littérature [Dianov 2002] avec la méthode “on-off”, les spectres Raman mesurés pour plusieurs puissances de pompe sont corrélés avec un modèle amélioré tenant à la fois compte du gain Raman spontané et stimulé.



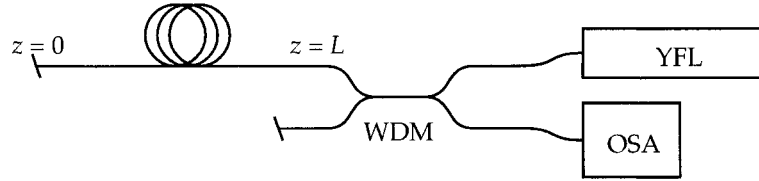


Figure 2.4 : Montage expérimental pour la détermination de  $g_R$  des fibres dopées au phosphore. Deux échantillons ont été séparément caractérisés, un de longueur de 500 m appelé 650A5 et un de 600 m appelé 650B2. Les fibres sont pompées par laser à fibre ytterbium continu (YFL). Les données sont recueillies à l'aide d'un analyseur de spectre (OSA) pour différentes puissances de pompe.

### 2.3.1 Procédure expérimentale

Le schéma 2.4 décrit l'expérience qui a été réalisée. La pompe consiste en un laser à fibre dopée à l'ytterbium (YFL) pouvant émettre jusqu'à 20 W de puissance continue. Nous considérons la pompe, avec un degré de polarisation de moins de 10%, comme non-polarisée. Nous injectons la pompe via un coupleur séparateur de longueur d'onde (WDM) 1060/1240 nm dans l'une des fibres dopées au phosphore dont nous disposons au laboratoire. La puissance transportée par l'onde de Stokes contrapropagative est alors mesurée, avec un analyseur de spectres (OSA) calibré, pour différentes valeurs de puissance de pompe  $P_p = P_0 \exp(\alpha_p L)$ . Il faut remarquer que, comparativement au schéma qui a été présenté jusqu'à présent dans ce mémoire, que  $P_0$  est maintenant la puissance de pompe en  $z = 0$  après atténuation par la fibre de longueur  $L$ .

De nombreux spectres ont été enregistrés en faisant varier la puissance de pompe sans signal  $P_s(0)$  injecté en  $z = 0$ . La figure 2.5 montre les données brutes obtenues lors de la première expérience préliminaire en utilisant la fibre 650A5 pour des puissances allant de 500 mW à 8 W par sauts de 500 mW. Il faut noter la zone où une augmentation linéaire de la puissance de pompe  $P_0$ , la puissance de l'onde de Stokes  $P_s(L)$  varie approximativement de manière linéaire en dB, suggérant une dépendance exponentielle de  $P_s$  en fonction de  $P_p$ . Cette observation laisse entendre qu'il faut

tenir compte de la composante stimulée du gain Raman.

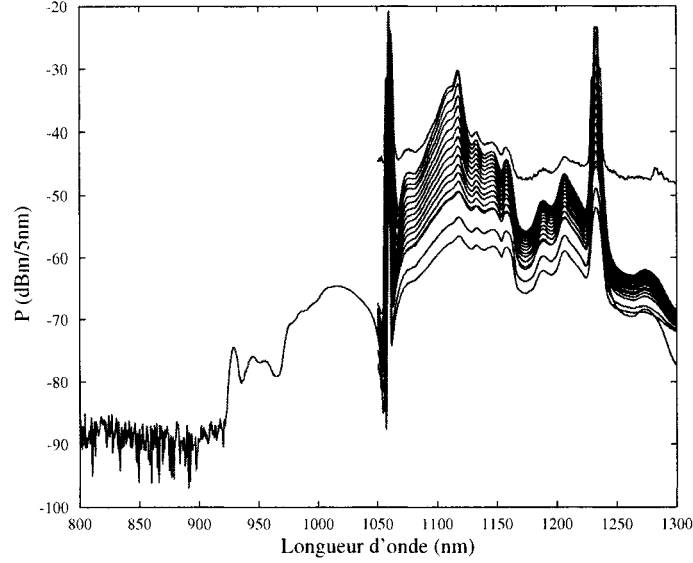


Figure 2.5 : Données brutes de spectres Raman pour la fibre au phosphore 650A5 tel que mesurée à l'OSA dans la configuration de la figure 2.4 pour des puissances de pompe allant de 500 mW à 8 W par sauts de 500 mW.

### 2.3.2 Modèle théorique

Le modèle de départ sur lequel nous avons basé notre développement est le modèle avancé par Newbury [Newbury 2002]. Nous présentons ce modèle ci-dessous et présenterons ensuite le développement que nous avons effectué afin d'obtenir la solution analytique au problème. C'est cette solution analytique qui nous a ensuite permis de déterminer expérimentalement le coefficient de gain.

Nous écrivons d'abord l'évolution du nombre de photons associé à l'onde de Stokes  $n_s$  en tenant compte simultanément des composantes spontanée et stimulée issues de l'interaction avec les photons de pompes  $n_p$ . Le terme spontané  $C$  décrit la distribution de la population des phonons en terme d'une distribution de Bose-Einstein  $\phi$  et

de la présence de un photon par mode.

$$\frac{dn_s}{dz} = -\alpha_s n_s + \gamma n_p(z) [n_s + C] \quad (2.10)$$

avec :

$$C = 1 + \phi \quad (2.11)$$

$$\phi = \frac{1}{e^{\left[\frac{\hbar\Delta\omega}{k_B T}\right]} - 1} \quad (2.12)$$

Ce modèle est une généralisation des expressions présentées au début de ce chapitre sur les expressions du gain Raman spontané et stimulé. Il est alors possible de lier explicitement le coefficient de gain à la puissance de pompe et à la puissance de l'onde de Stokes mesurée dans trois régimes distincts : le régime stimulé ( $C = 0$ ), spontané ( $n_s = 0$ ) ou mixte ( $C$  et  $n_s$  différents de 0). Dans un premier temps, nous avons tenté d'expliquer nos résultats en appliquant les solutions analytiques du modèle dans les régimes stimulé et spontané sans succès. Dans le cas mixte, nous avons résolu numériquement l'équation. Ces résultats sont discutés dans la prochaine section.

Nous avons ensuite entrepris de résoudre analytiquement l'équation du modèle dans le régime mixte. Dans cette formulation, nous avons remplacé le terme représentant la distribution de la population de phonons  $C$ , par  $P_f$ , que nous appelons le facteur empirique d'amplification spontanée. Cette modification à la notation est nécessaire puisque que l'utilisation du facteur  $C$  ne permet pas de corréler nos résultats expérimentaux.

En négligeant l'appauvrissement de la pompe, nous obtenons :

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + g_R P_{p0} e^{\alpha_p z} [P_s + P_f] \quad (2.13)$$

$P_s$  est Puissance de Stokes,  $P_{p0}$  la puissance de pompe résiduelle,  $\alpha_s$  et  $\alpha_p$  les coefficients d'absorption linéaires,  $z$  la distance de propagation, et  $g_R$  le coefficient de

gain Raman effectif.

Solution homogène ( $P_f = 0$ ) :

$$P_{sh}(z) = A \exp \left[ -\alpha_s z + \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} (e^{\alpha_p z} - 1) \right] \quad (2.14)$$

En utilisant le changement de variable suivant :

$$\zeta = \frac{e^{\alpha_p z} - 1}{\alpha_p} \quad (2.15)$$

$$z = \frac{1}{\alpha_p} \ln(\alpha_p \zeta + 1) \quad (2.16)$$

$$dz = \frac{d\zeta}{\alpha_p \zeta + 1} \quad (2.17)$$

La solution homogène 2.14 et l'équation différentielle 2.13 deviennent :

$$P_{sh}(\zeta) = A(\alpha_p \zeta + 1)^{-\frac{\alpha_s}{\alpha_p}} \exp[g_R P_{p0} \zeta] \quad (2.18)$$

$$\frac{dP_s}{d\zeta} = \frac{-\alpha_s P_s}{\alpha_p \zeta + 1} + g_R P_{p0} [P_s + P_f] \quad (2.19)$$

En résolvant l'équation 2.19 par variation de la constante on trouve la solution inhomogène :

$$(\alpha_p \zeta + 1)^{-\frac{\alpha_s}{\alpha_p}} \exp[g_R P_{p0} \zeta] \frac{dA}{d\zeta} = g_R P_{p0} P_f \quad (2.20)$$

$$\frac{dA}{d\zeta} = g_R P_{p0} P_f (\alpha_p \zeta + 1)^{\frac{\alpha_s}{\alpha_p}} \exp[-g_R P_{p0} \zeta] \quad (2.21)$$

En résolvant avec *Mathematica*<sup>TM</sup> nous obtenons :

$$A(\zeta) = P_{s0} + P_f \left[ \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} \right]^{\frac{-\alpha_s}{\alpha_p}} \exp \left[ \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} \right] \Lambda(\zeta)$$

$$\Lambda(\zeta) = \Gamma \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_p} \right] \left\{ \Gamma_{\text{inc}} \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_p}, \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} (1 + \alpha_p \zeta) \right] - \Gamma_{\text{inc}} \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_p}, \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} \right] \right\}$$

où  $\Gamma_{\text{inc}}(a, x) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^x [e^{-t} t^{(a-1)}] dt$  est la fonction gamma incomplète. Finale-

ment, en fonction de  $z$ , la puissance de l'onde de Stokes en fonction de la puissance de pompe résiduelle  $P_{p0}$  est donnée par :

$$P_s(z) = A(z) \exp \left[ -\alpha_s z + \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} (e^{\alpha_p z} - 1) \right] \quad (2.22)$$

avec :

$$A(z) = \left\{ P_{s0} + P_f \left[ \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} \right]^{\frac{-\alpha_s}{\alpha_p}} \exp \left[ \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} \right] \Lambda(z) \right\} \quad (2.23)$$

$$\Lambda(z) = \Gamma \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_p} \right) \left\{ \Gamma_{\text{inc}} \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_p}, \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} e^{\alpha_p z} \right) - \Gamma_{\text{inc}} \left( 1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_p}, \frac{g_R P_{p0}}{\alpha_p} \right) \right\} \quad (2.24)$$

C'est l'utilisation de cette expression analytique qui a finalement permis de corrélérer adéquatement nos résultats en laissant les paramètres de gain et  $P_f$  variable. Nous présentons ces résultats dans la section suivante.

### 2.3.3 Résultats

Dans la littérature, la détermination du coefficient de gain Raman s'effectue généralement à une seule puissance en utilisant une source laser comme onde de signal à amplifier en utilisant la méthode "on-off." Comme mentionné auparavant, nous ne disposons pas de source laser accordable dans la zone spectrale allant de 1100-1300 nm, nous avons donc tenté de mesurer le gain Raman avec une source blanche en utilisant le modèle en régime stimulé. La configuration expérimentale alors utilisée était celle présentée à la figure 2.2. Cette méthode n'a pas donné de bon résultats, puisque les valeurs du coefficient de gain obtenues varient en fonction de la puissance de pompe injectée.

Ensuite, nous avons tenté d'expliquer nos résultats en utilisant le modèle du régime spontané. Nous avons refait l'expérience sans source blanche, et avons observé un spectre analogue à la figure 2.5. Toutefois, cette approche a mené aux mêmes problèmes, c'est à dire à une valeur du coefficient de gain qui varie en fonction de la

puissance de pompe utilisée.

Nous avons aussi résolu numériquement, avec le module *Matlab*<sup>TM</sup> BVP4C, l'équation 2.13 directement en régime mixte, c'est-à-dire, sans négliger aucun terme spontané ou stimulé, avec les conditions frontières  $P_s(L) = 0$  et  $P_s(0) = P_{s_{exp}}$  en prenant comme paramètre variable le coefficient de gain Raman. Par contre, cette approche n'a pas donné de meilleurs résultats puisque le coefficient de gain dépend toujours fortement de la puissance de pompe injectée, comme le montre la figure 2.6.

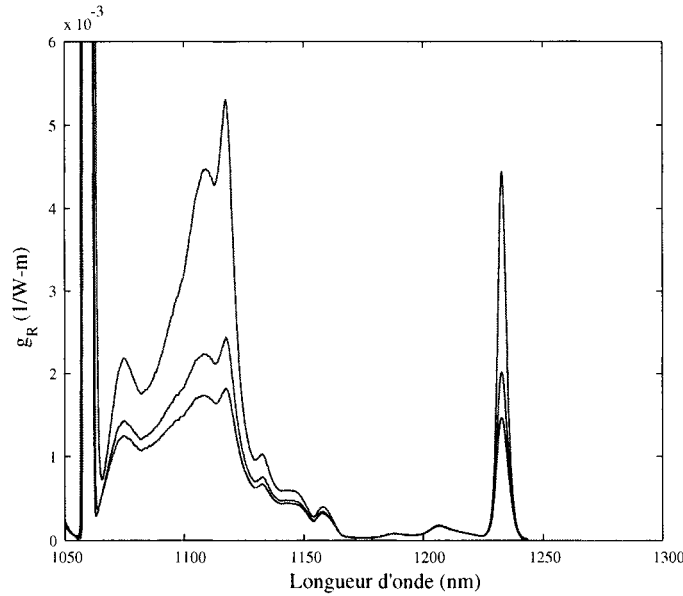


Figure 2.6 : Spectres du coefficient de gain Raman obtenus après résolution avec le module *Matlab*<sup>TM</sup> BVP4C pour des puissances de pompe injectées de 2,3 et 5 W. Les 3 courbes de gain Raman correspondantes obtenues augmentent en fonction de la puissance de pompe utilisée, allant à l'encontre du modèle. Ces données ont été obtenues en résolvant numériquement l'équation différentielle incorporant les composantes spontanée et stimulée en termes de problème aux conditions frontières avec, comme paramètre variable, le coefficient de gain.

Suite à ces obstacles, nous avons finalement réussi à résoudre le système analytiquement en exprimant la solution en fonction de fonctions Gamma incomplètes, comme présenté dans la section précédente. Puisque nous connaissons maintenant

l'expression de la solution, il est alors possible de faire correspondre nos résultats expérimentaux en utilisant un algorithme de minimisation des moindres carrés en laissant libres la valeur du coefficient de gain  $g_R$  et le facteur de distribution de phonons  $P_f$ . La correspondance est alors excellente et permet d'obtenir une valeur de gain en accord avec les valeurs publiées dans la littérature mesurées par la méthode "on-off".

La figure 2.7 présente, à la longueur d'onde de 1120 nm, la qualité de l'extrapolation obtenue sur les données expérimentales en utilisant le modèle. Nous avons choisie cette longueur d'onde puisqu'elle correspond au maximum de gain associé à la silice.

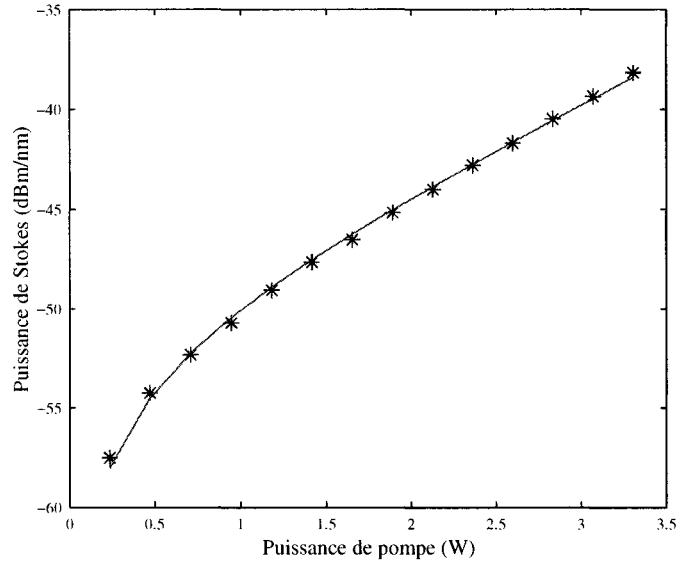


Figure 2.7 : Correspondance entre l'intensité de l'onde de Stokes à 1120 nm et la puissance pompe à 1060 nm. Les étoiles sont les points expérimentaux et la ligne pleine la solution analytique du modèle théorique. Cette courbe doit être obtenue pour chaque longueur d'onde.

La figure 2.8 présente simultanément les valeurs de gain Raman effectif obtenus et les valeurs du coefficient  $P_f$  en comparant avec le facteur  $C$  calculé (pointillé) pour la fibre 650A5. On y observe une différence de plus d'une décade entre ces

deux valeurs. La raison exacte de cette discordance n'est pas connue et doit faire l'objet d'études complémentaires. De plus on observe que notre algorithme de calcul devient instable pour des valeurs de gain presque nulles. Ceci s'explique par les faibles valeurs de puissance observées à cette longueur d'onde en considérant le paramètre de convergence de l'algorithme utilisé. Afin de tenir compte du fait que le laser de pompe utilisé est non polarisé (facteur  $k = 2$ ), il faut multiplier les valeurs du graphique par deux pour obtenir les valeurs de  $g_0$  lors de la comparaison avec les valeurs admises dans la littérature.

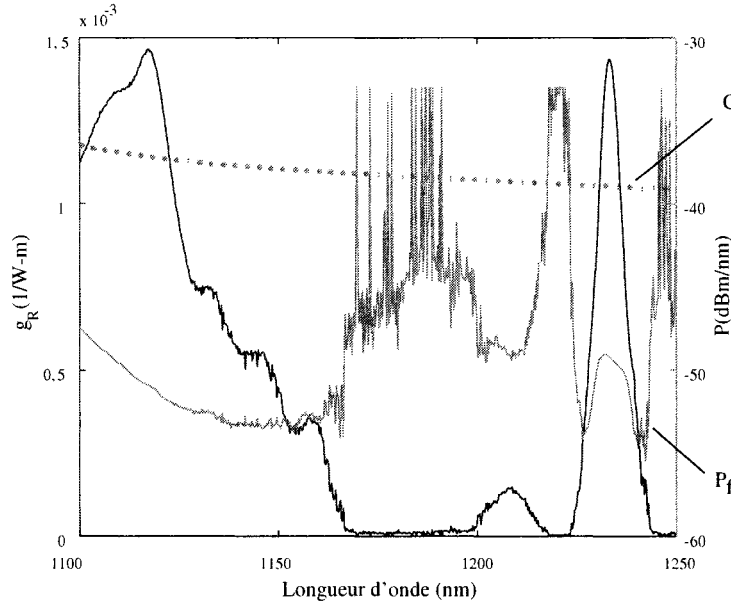


Figure 2.8 : Spectre de gain Raman  $g_R$  et paramètre  $P_f$  obtenus. La courbe noire correspondant au Spectre de gain Raman mesuré pour la fibre 650A5 en utilisant une pompe à 1060 nm. La courbe pointillée grise représente le paramètre de population de phonons  $C$  calculé avec la relation 2.11. La courbe en trait plein grise est le paramètre  $P_f$  obtenu par convergence de notre algorithme de calcul.

Nous avons mesuré la valeur du gain pour les deux fibres dopées au phosphore dont nous disposons au laboratoire. Ces deux fibres ont des caractéristiques modales très semblables et diffèrent principalement de par leur longueur et par leur coefficient



d'atténuation. Les deux figures suivantes, présentent les résultats obtenus. La figure 2.9 présente les résultats pour la fibre 650B2 et la figure 2.10 ceux pour la fibre 650A5.

En vue de comparer nos résultats expérimentaux avec les valeurs généralement admises [Stolen 1973] [Dianov 2002], nous devons estimer l'aire effective pour chacune des fibres mesurées. La méthode utilisée consiste à calculer les intégrales de recouvrement des amplitude modales à partir du profil d'indice de la fibre. On doit toutefois mentionner que cette méthode utilisée dans la détermination des aires effectives est approximative. Les valeurs alors déduites le sont également. Afin d'obtenir les valeurs de gain  $g_0$  en  $W \cdot m$ , il suffit de multiplier la valeur mesurée de  $g_R$  par l'aire effective de la fibre et corriger pour le facteur de polarisation  $k$ . Pour la fibre 650A5, la valeur de l'aire effective est d'environ  $30 \mu m^2$ . On peut alors obtenir comme valeur maximale de gain  $g_0$  autour de 1120 nm une valeur proche de celle généralement admise dans la littérature de  $10^{-13} m \cdot W$ . La fibre 650B2 possède des caractéristiques semblables. Ces résultats sont présentés dans le tableau suivant.

Tableau 2.1 : Coefficients de gain Raman pour les fibres dopées phosphore de l'INO pour le maximum du pic à 1240 nm avec une pompe à 1060 nm.

Paramètre	Fibre 650A5	Fibre 650B2
$g_R(\frac{1}{W \cdot m})$	$1,44 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$
$A_{eff}(\mu m^2)$	35	32
$g_0(\frac{m}{W})$	$1,0 \times 10^{-13}$	$0,95 \times 10^{-13}$

Nous avons développé une nouvelle méthode expérimentale pour mesurer le coefficient de gain Raman. L'avantage de cette méthode réside dans la facilité avec laquelle on peut mesurer le gain Raman d'un lien optique en n'accédant qu'à un bout. Cette méthode peut donc s'avérer très utile lors de la caractérisation de liens optiques installés.

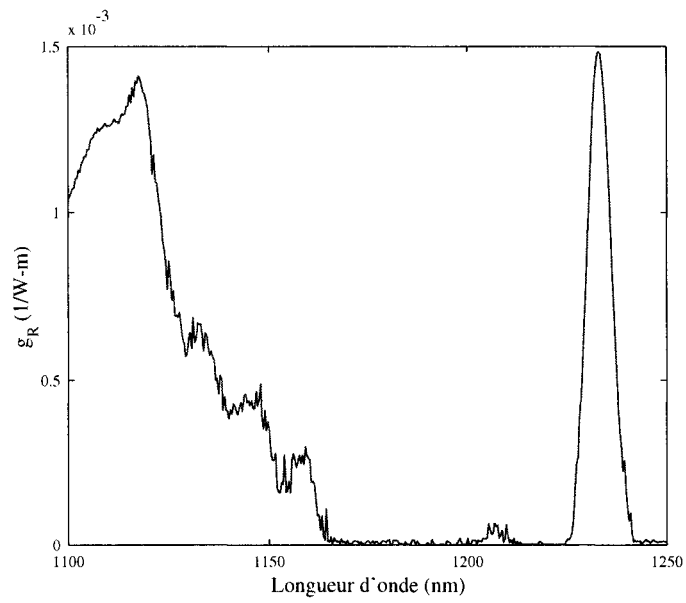


Figure 2.9 : Spectre de gain Raman obtenu pour la fibre 650B2 en utilisant une pompe à 1060 nm. Ces résultats sont obtenus en faisant correspondre les spectres recueillis pour puissance de pompe allant de 500 mW à 4 W avec le modèle développé précédemment.

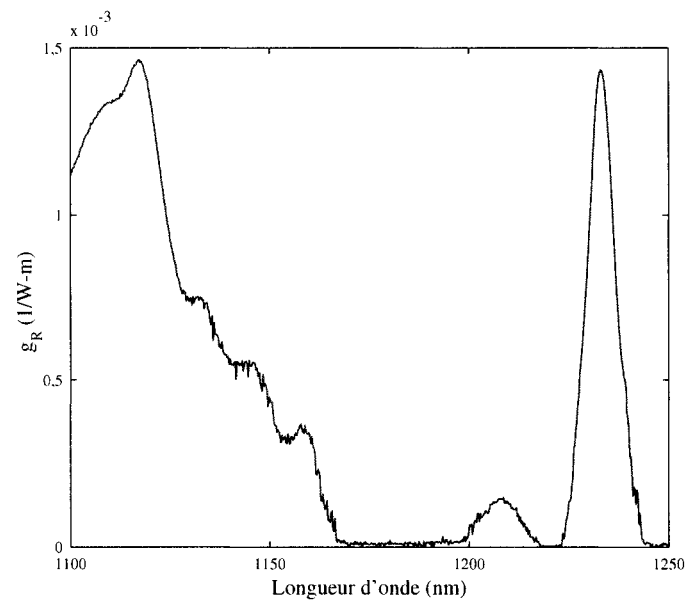


Figure 2.10 : Spectre de gain Raman obtenu pour la fibre 650A5 en utilisant une pompe à 1060 nm. Ces résultats sont obtenus en faisant correspondre les spectres recueillis pour puissance de pompe allant de 500 mW à 4 W avec le modèle développé précédemment.

## Chapitre 3

# Fabrication et caractérisation de lasers Raman

Ce chapitre décrit les résultats expérimentaux obtenus lors de la réalisation de lasers Raman continus. Quatre lasers Raman ont été réalisés et caractérisés dans le cadre de cette maîtrise. Deux lasers Raman émettant à 1117 nm ont d'abord été réalisés en utilisant la fibre PureMode1060<sup>TM</sup> de *Corning*. Le premier laser est un laser utilisant les réflexions de 4% de la fibre clivée dues à la différence d'indice de réfraction entre la silice et l'air. Ensuite, un laser, émettant également à 1117 nm, a été réalisé à l'aide de réseaux de Bragg inscrits dans la fibre photosensibilisée par exposition à une atmosphère d'hydrogène. La caractérisation spectrale de ces lasers fut effectuée en utilisant un monochromateur avec une résolution spectrale de l'ordre du nanomètre.

Dans une seconde phase, deux autres lasers Raman ont été fabriqués dans une fibre dopée au phosphore. Le premier laser assemblé émet à 1240 nm en une cascade unique. Ensuite, une cascade à deux étages émettant à 1480 nm a été réalisée, complétant ainsi l'objectif principal de notre maîtrise. Les réseaux de Bragg réflecteurs sont fabriqués dans la fibre PureMode1060<sup>TM</sup>. Les caractéristiques de ces FBG sont présentés à l'annexe A. Ces lasers furent caractérisés spectralement, après atténuation, à l'aide

d'un analyseur de spectre HP calibré. Les mesures ont été effectuées avec une sensibilité de -75 dBm et une résolution de 0,1 nm. Nous rappelons que puisque nous utilisons une pompe quasi-dépolarisée, nous n'observons pas de dépendance en polarisation lors de nos mesures.

### 3.1 Laser 1117 nm utilisant les réflexions 4% (LR1)

Le laser de pompe utilisé est un laser à fibre dopée à l'ytterbium *IPG YPL-20<sup>TM</sup>* opérant en mode continu capable d'émettre 20 W à 1060 nm. La cavité laser Raman est constituée de 500 mètres de fibre *PureMode<sup>TM</sup> 1060* de *Corning<sup>TM</sup>*. Les réflexions 4% aux extrémités de la fibre, dues à l'interface air-verre, sont utilisées comme réflecteurs. Un coupleur 2% à 1060 nm est également inséré dans la cavité afin de mesurer la puissance de pompe couplée. La sortie de la fibre est directement insérée à l'entrée d'un monochromateur *ARC SpectraPro 500<sup>TM</sup>*. Le spectre Raman est alors balayé et la puissance enregistrée avec un photodétecteur calibré. La figure 3.1 décrit le montage expérimental.

Le graphique 3.2 montre la variation du spectre de l'onde de Stokes en fonction de la variation de la puissance de la pompe de 4,0 à 5,7 W.

Le graphique 3.3 décrit la variation de la puissance de la première onde de Stokes en fonction de la puissance de pompe injectée dans la fibre. Le seuil d'émission observé est de 4 W de puissance de pompe couplée à l'entrée. Le rendement du laser est de 61%. Aucune puissance n'a été détectée dans la deuxième onde de Stokes.

Les densités spectrales ont été normalisées à l'aide du spectre de la pompe à faible puissance (500 mW) en tenant compte de la sensibilité du détecteur aux différentes longueurs d'onde. Cette mesure a également permis d'évaluer qualitativement la résolution spectrale du monochromateur. Une superposition des mesures du spectre directement à la sortie du laser de pompe et du spectre de la raie d'émission du laser Raman permet de s'assurer que nos mesures ne sont pas limitées par la résolution

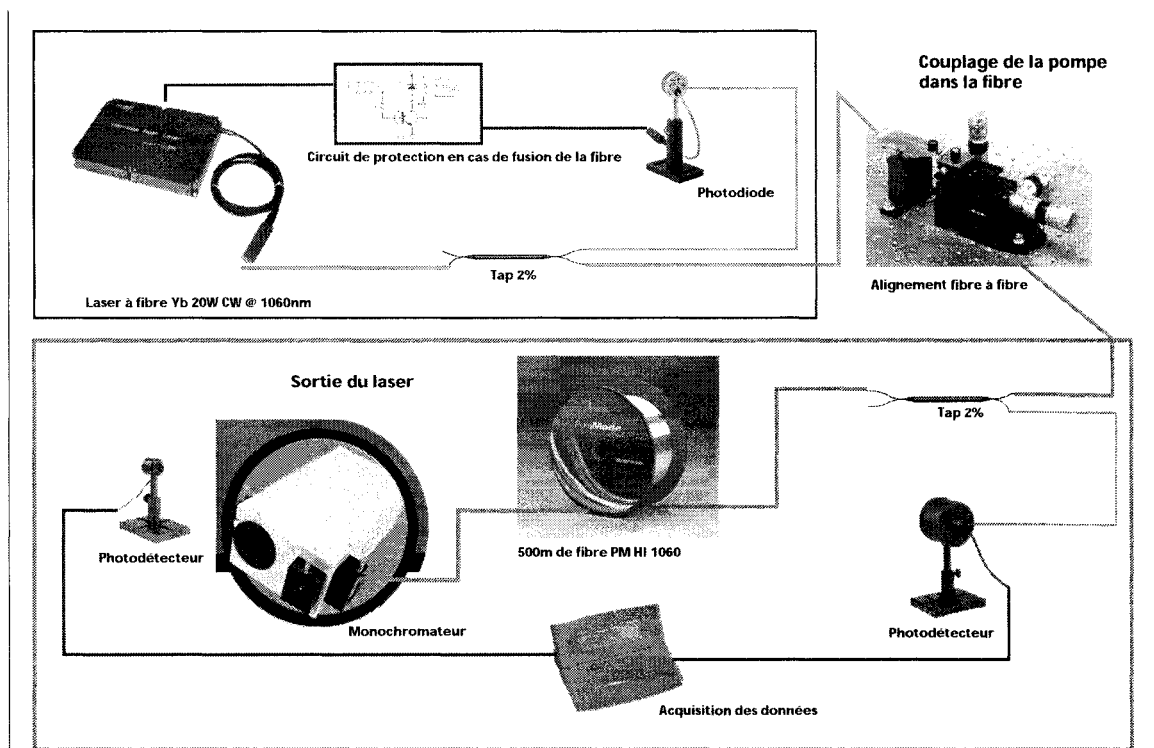


Figure 3.1 : Schéma du montage expérimental de caractérisation du laser Raman LR1

spectrale du monochromateur.

Déjà cette expérience permet l'observation de caractéristiques particulières liées aux lasers Raman. L'élargissement spectral de la raie d'émission en fonction de la puissance de pompe injectée est un premier facteur caractéristique du comportement des lasers Raman. Le rendement du laser doit également être comparé avec les valeurs données par les modèles théoriques. On calcule selon le modèle de Yariv, présenté au chapitre 1, une puissance de seuil de 3,0 W et un rendement de 63% en utilisant les paramètres suivant:  $g_0 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$  ;  $R_1 = R_2 = 0,04$  ;  $L = 500 \text{ m}$ . Les valeurs de pompe résiduelles à la sortie de la cavité ont été estimées en négligeant l'appauvrissement de la pompe. Les quantités obtenues sont très sensibles aux paramètres utilisés : comme les valeurs des coefficients de réflexion, de gain et de la puissance de pompe résiduelle à la sortie sont approximatifs, on doit

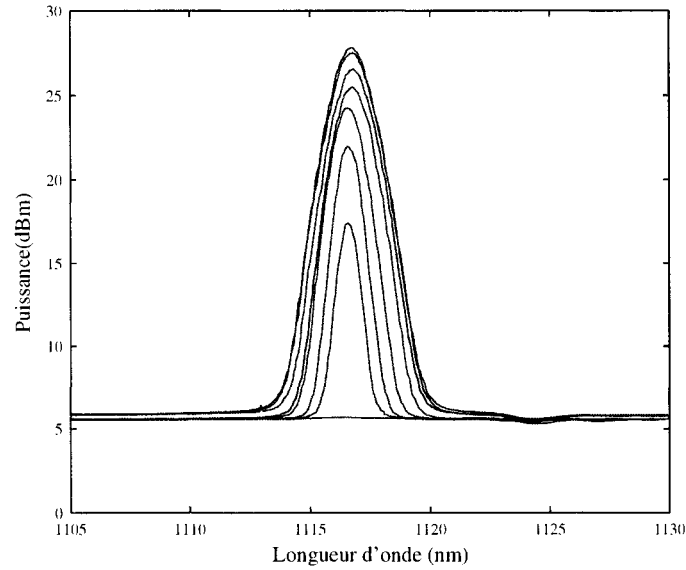


Figure 3.2 : Spectre de l'onde de Stokes à 1117 nm en fonction de la variation de la puissance de la pompe de 4,0 4,1 4,3 4,6 4,8 5,1 5,4 et 5,7 W pour le laser LR1

être prudent dans l'interprétation de ces résultats. Ces valeurs théoriques sont particulièrement sensibles aux valeurs du coefficient de gain et des coefficients de réflexion utilisées lors de la simulation en raison de la présence d'une cavité de Fabry-Pérot lors du couplage fibre à fibre du laser de pompe avec la cavité, ce qui peut faire varier le coefficient de réflexion effectif. Nous avons expérimentalement constaté cet effet lors de l'alignement fibre à fibre lors du couplage de la puissance de pompe dans la fibre constituant la cavité laser. En effet, en déplaçant légèrement la fibre d'entrée contenant la puissance du laser de pompe selon  $z$ , à l'aide d'une monture micrométrique, nous avons pu observer une variation périodique de la puissance de sortie. Toutefois, il est possible d'obtenir des valeurs corroborant nos résultats en utilisant des valeurs réalistes et le modèle s'avère utile pour vérifier les ordres de grandeur des quantités impliquées lors du design de lasers Raman.

En résumé, nous avons réalisé un laser Raman avec un rendement de 61% avec une puissance pompe de seuil de 4 W. Nous avons remarqué que le spectre du laser

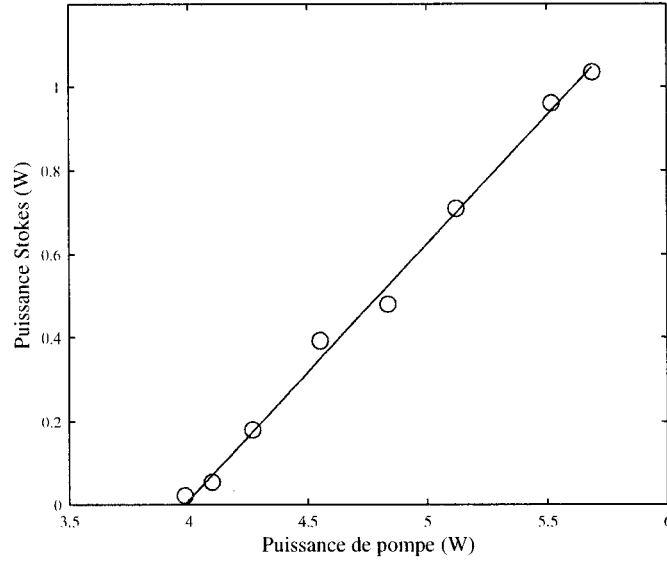


Figure 3.3 : Rendement du laser LR1. Les points correspondent aux puissances intégrées à partir des spectres présentés à la figure 3.2. La droite est une régression linéaire sur ces valeurs expérimentales.

s'élargit avec la puissance injectée. La prochaine étape consiste à utiliser des réseaux de Bragg comme réflecteurs pour accéder aux ondes de Stokes d'ordre supérieur afin de réaliser des cavités cascades.

### 3.2 Laser à 1117 nm avec réseaux de Bragg (LR2)

Afin de tester l'assemblage de cavités lasers linéaires en utilisant des réseaux de Bragg, nous avons réalisé des réseaux réflecteurs à 1117 nm à l'aide d'un masque de phase spécialement fabriqué chez *Stocker Yale*. Cette expérience visait à poursuivre le développement des lasers Raman en validant l'approche envisagée en vue de la réalisation de laser multicascades à 1480 nm. Particulièrement, nous voulons observer l'effet de l'utilisation des réseaux de Bragg sur le comportement du laser et sur l'aspect des spectres d'émission.

Un premier réseau de transmission inférieure à  $-20$  dB (de réflexivité supérieure



à 99.9%) est utilisé comme réflecteur du côté de la pompe et un réseau de transmission  $-7$  dB est utilisé comme coupleur de sortie. La fibre utilisée est toujours la PureMode1060<sup>TM</sup> en raison de sa disponibilité et sa compatibilité avec notre laser de pompe ytterbium.

Le spectre d'émission des lasers a été caractérisé avec le monochromateur ARC Pro500<sup>TM</sup>. La résolution spectrale du monochromateur n'est pas connue exactement mais, en mesurant le spectre de la pompe en référence nous pouvons estimer que la résolution spectrale est meilleure que le nanomètre. La figure 3.4 présente schématiquement le montage utilisé.

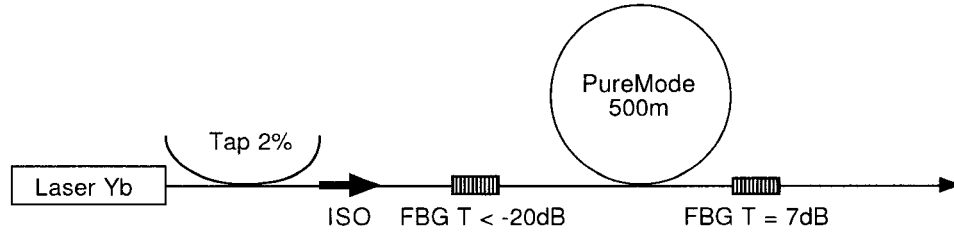


Figure 3.4 : Schéma du montage du laser LR2 avec réseaux de Bragg.

Les graphiques 3.5 et 3.6 présentent respectivement les spectres d'émission et la courbe de rendement obtenus. Chaque spectre de la figure 3.5 correspond à un point sur la figure 3.6. Les puissances servant à tracer la courbe de rendement sont obtenues par intégration des spectres.

Nous avons également caractérisé la puissance de la pompe résiduelle à la sortie du laser. La figure 3.7 montre l'évolution de la puissance de pompe résiduelle à la sortie de la cavité en fonction de la puissance de pompe à l'entrée et la figure 3.8 présente les spectres correspondants. On remarque que l'appauvrissement s'accroît au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente mettant en évidence le caractère non linéaire de la conversion Raman. Cette caractéristique est qualitativement conforme aux prédictions du modèle de Yariv [Auyeung & Yariv 1978], présenté au chapitre 1. Ainsi, seulement 120 mW de pompe résiduelle est disponible à la sortie lors de

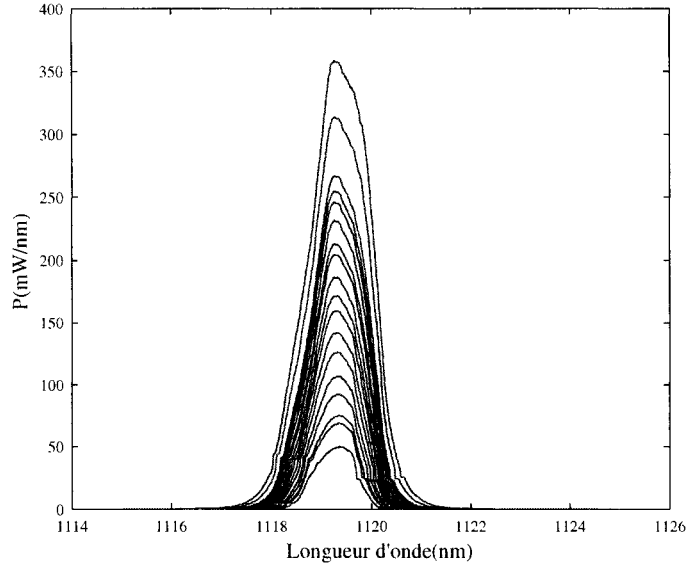


Figure 3.5 : Spectres de l'onde de Stokes du laser LR2 à 1117nm pour les puissances de pompe correspondantes présentées à la figure 3.6.

l'injection de 2,1 W à l'entrée de la cavité. Nous n'avons pas observé ni d'onde anti-Stokes, dans la région spectrale allant de 800 nm à 900 nm, ni d'onde de Stokes de deuxième ordre autour de 1175 nm.

Comme déjà mentionné lors de la discussion des résultats du laser LR1, les contraintes imposées par la résolution spectrale du monochromateur et la gamme dynamique du récepteur limitée ne permettent pas de discriminer les caractéristiques fines du spectre au delà du nanomètre ni les caractéristiques spectrales à faible puissance. Ces caractéristiques seront observées, pour les autres lasers, dans la section suivante avec un analyseur de spectre haute résolution HP.

Nous avons également tenté de comparer quantitativement nos résultats expérimentaux avec les modèles théoriques permettant de prédire le seuil et le rendement de LR2. Toutefois, la représentativité physique du modèle apparaît problématique puisqu'il faut utiliser des paramètres dix fois supérieurs aux valeurs admises dans la littérature pour s'approcher des valeurs observées. Comme il sera présenté dans les

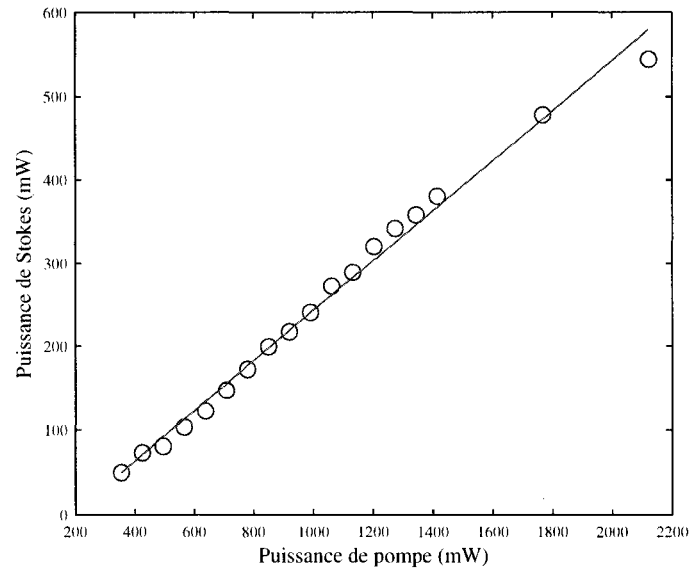


Figure 3.6 : Rendement du laser LR2 à 1117 nm. Les points correspondent à la puissance intégrée des spectres de la figure précédente. La droite est une régression linéaire sur ces données. On peut noter le seuil d'émission de 200 mW, très faible par rapport au seuil de LR1 en raison de l'utilisation d'un FBG de faible transmission ( $-7$  dB).

prochaines sections, lors de l'analyse des spectres à haute-résolution, les raisons de cette discordance avec le modèle théorique pourraient être liées à la représentation incomplète de l'effet de l'utilisation de réseaux de Bragg comme réflecteurs.

Nous avons réalisé un premier laser Raman utilisant des réseaux de Bragg comme réflecteurs émettant à 1117 nm. Un seuil d'émission de 200 mW ainsi qu'un rendement de près de 30% ont été observés. La puissance de pompe résiduelle et les spectres d'émissions ont été caractérisés.

Dans les deux prochaines sections, nous présentons un compte-rendu des expériences qui furent réalisées en utilisant la fibre au phosphore pour limiter à 2 le nombre de conversions nécessaires pour une émission Raman à 1480 nm. Nous rappelons ici que l'utilisation d'une fibre de silice standard nécessiterait 6 cascades pour arriver au même résultat.

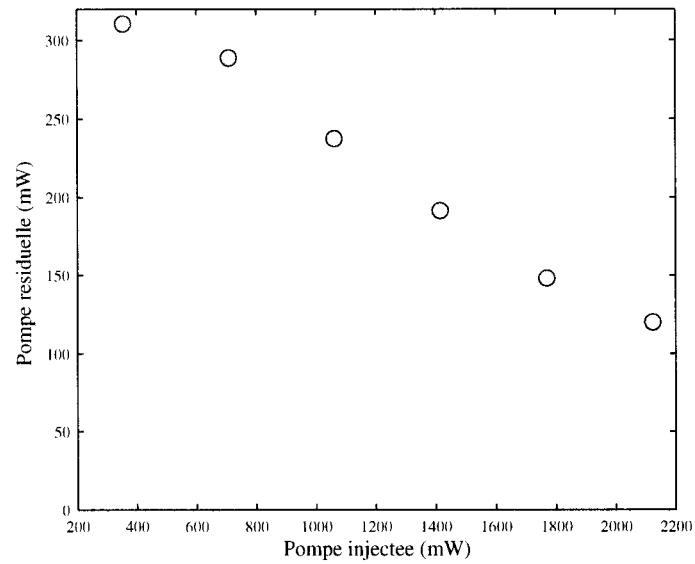


Figure 3.7 : Puissance de pompe résiduelle à 1060 nm lors de l'émission du laser LR2 à 1117 nm. Ces données correspondent à la puissance intégrée à partir de spectres de la figure suivante.

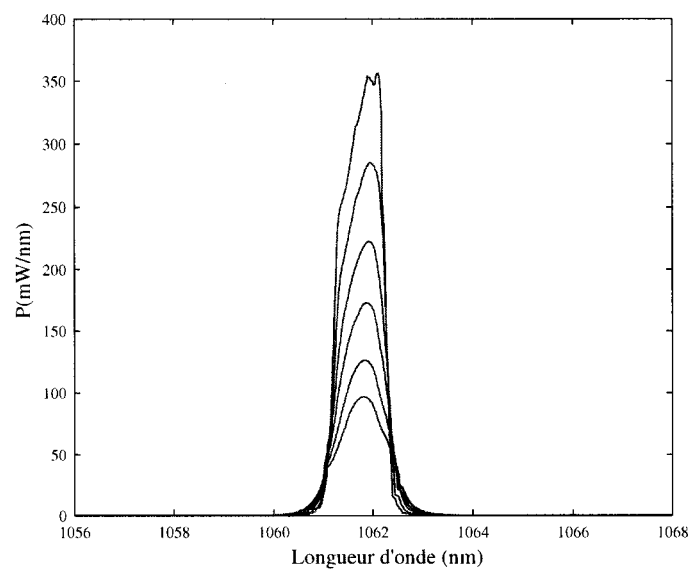


Figure 3.8 : Spectres de la pompe lors de l'émission du laser LR2 à 1117 nm. Ces spectre correspondent aux puissances de pompe présentées à la figure 3.6.

### 3.3 Laser émettant à 1240 nm (LR3)

Nous avons fabriqué une première cascade Raman utilisant la fibre dopée au phosphore 650A5 de l'INO. Un réseau fortement réflecteur et, comme coupleur de sortie, un réseau de transmission 5dB forment la cavité. Le laser IPG Photonics YPL-20, émettant à 1060 nm, sert ici encore de pompe. La figure 3.9 décrit schématiquement le montage utilisé.

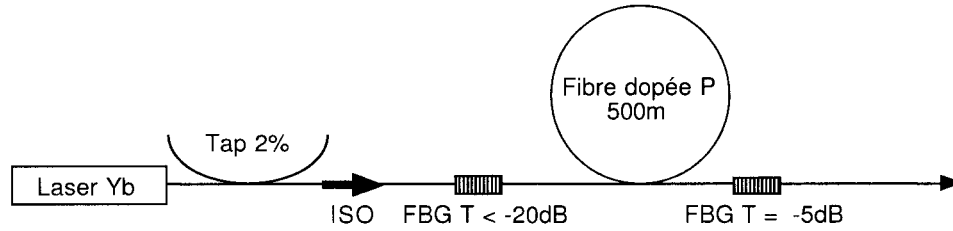


Figure 3.9 : Schéma du montage du laser LR3 émettant à 1240 nm. La puissance du laser Yb est injectée dans la cavité formée par les deux réseaux de Bragg. Un coupleur “tap” et un isolateur (ISO) sont utilisés avant la cavité pour, respectivement, échantillonner la puissance de pompe à l’entrée et limiter les rétroreflexions.

La figure 3.10 présente les spectres d’émission obtenus lors de la caractérisation de la raie d’émission à 1240 nm. La puissance du laser de pompe fut variée de 1 à 5 W afin de tracer la courbe de rendement 3.12.

La cavité laser est constituée de 500 m de Fibre optique 650A5 de l’INO. Des réseaux de Bragg réflecteurs ont été réalisés dans la fibre PureMode 1060 hydrogénée. Le premier réseau réflecteur à 1235 nm possède une transmission inférieure à  $-20$  dB. Quant au réseau constituant le coupleur de sortie une transmission de  $-5$  dB a été choisie. Cette valeur de réflectivité du coupleur de sortie a été retenue afin de minimiser la puissance d’amorçage (seuil) du laser puisque, en raison de l’utilisation d’un isolateur, la valeur maximale de pompe incidente est de 5 W. Ceci se fait au détriment du rendement du laser. Le seuil d’émission obtenu dans ces conditions est de 1,4 W avec un rendement de 20%.

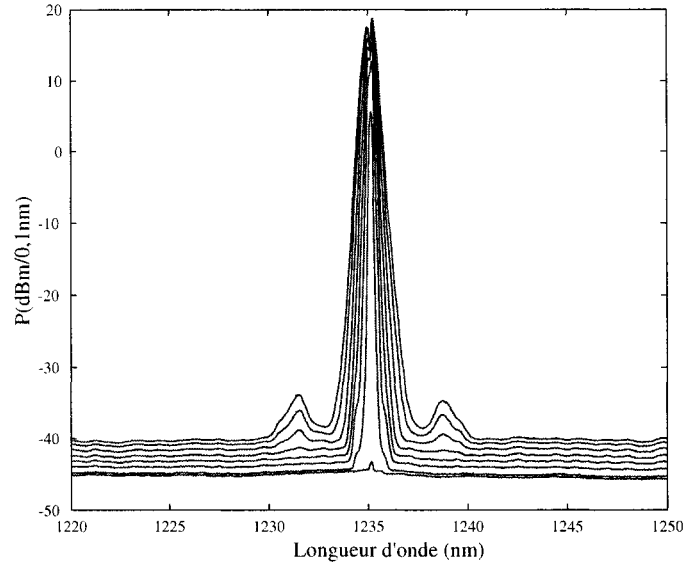


Figure 3.10 : Spectres lors de l'émission laser à 1240 nm en fonction de la puissance de pompe pour des puissances de pompe injectées correspondant aux figures 3.12 et 3.11

Dans cette configuration, l'observation attentive du spectre d'émission du laser laisse apparaître une caractéristique nouvelle jamais encore observée lors de la réalisation des lasers précédents. À notre connaissance des observations similaires ne sont pas mentionnées dans la littérature avant octobre 2003 [Bouteiller 2003a]. En effet, on observe un creux près du maximum d'émission qui correspond approximativement à la réponse spectrale du réseau de sortie. Cette observation, qui coïncide avec l'élargissement spectral observé, laisse supposer que, contrairement à ce qui avait été anticipé, le réseau de Bragg ne semble pas fixer le spectre d'émission du laser. Étant donné la résolution spectrale disponible avec le monochromateur lors de la caractérisation des premiers lasers, cette observation n'avait pas pu être effectuée auparavant. Ces observations constituent l'une des contributions importantes de ce mémoire. Nous reviendrons sur ces questions lors de l'analyse des résultats à la fin de ce chapitre.

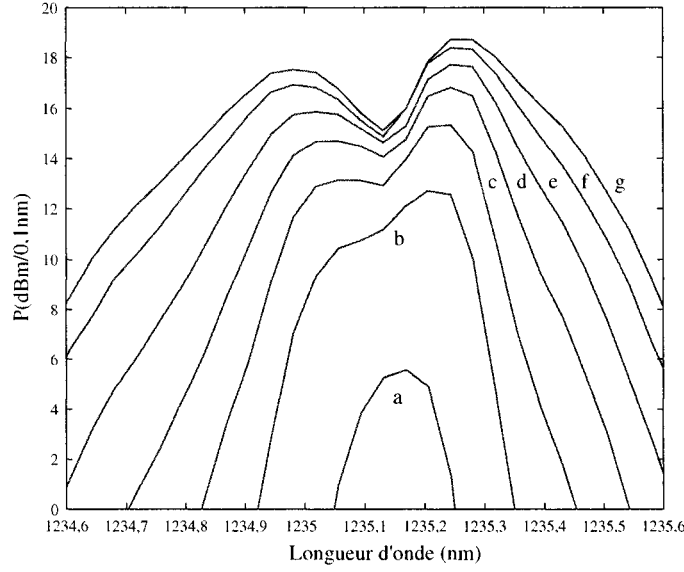


Figure 3.11 : Agrandissement de la zone centrale des spectres lors de l'émission laser à 1240 nm pour des puissances de pompe de a=1,4 W, b=1,8 W, c=2,1 W, d=2,5 W, e=2,8 W, f=3,2 W, g=3,5 W

Nous avons également caractérisé les spectres de la puissance de pompe résiduelle. Comparativement aux résultats obtenus dans le cas du laser émettant à 1117 nm réalisé avec les réseaux de Bragg, la puissance de pompe résiduelle ne diminue pas avec la puissance de pompe. On observe un étalement spectral de la pompe en fonction de la puissance. Également, on observe un appauvrissement de la zone centrale de la pompe. Ainsi, en fonction de la puissance de pompe, le spectre de la raie laser s'élargit et une petite zone centrale d'appauvrissement se manifeste. On peut observer ces caractéristiques à la figure 3.13.

Cet élargissement spectral de la pompe n'a pas été observé dans le cas du laser LR2. Des courbes de dispersion différentes peuvent probablement expliquer ce phénomène puisque le spectre de pompe, après simple propagation dans 500 m de fibre au phosphore, présente un étalement spectral similaire. Ceci ne semble toutefois pas être le cas avec la fibre PureMode<sup>TM</sup> de *Corning*. Les mesures effectuées avec cette

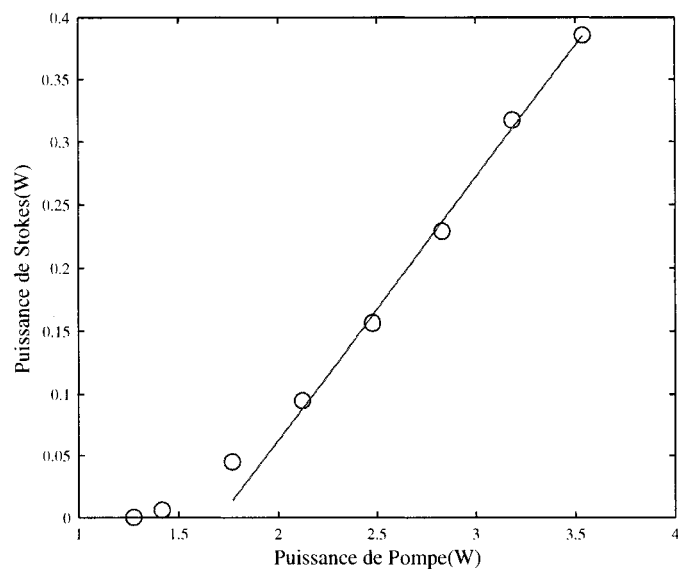


Figure 3.12 : Courbe de rendement lors de l'émission laser à 1240 nm en fonction de la puissance de pompe.

fibres dans le cas du laser à 1117 nm n'ont pas été prises avec un analyseur de spectre haute résolution. De plus amples travaux de recherches sont donc nécessaires afin de déterminer avec exactitude la cause de ce phénomène.



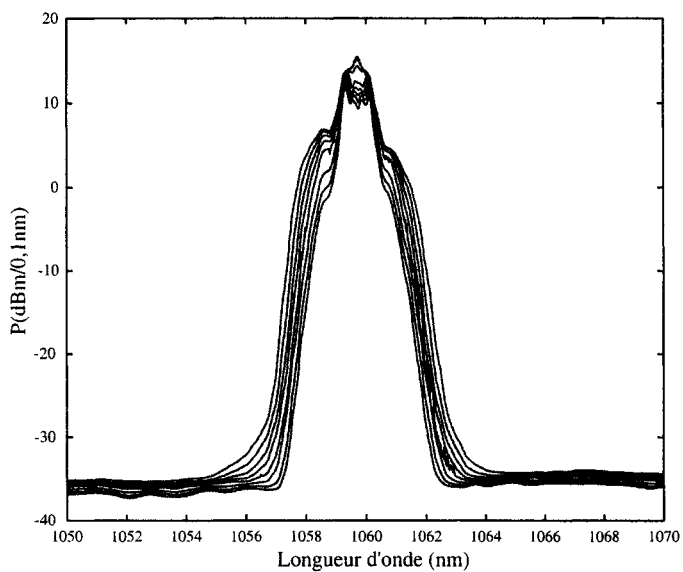


Figure 3.13 : Spectres de la pompe lors de l'émission laser à 1240 nm en fonction de la puissance de pompe.

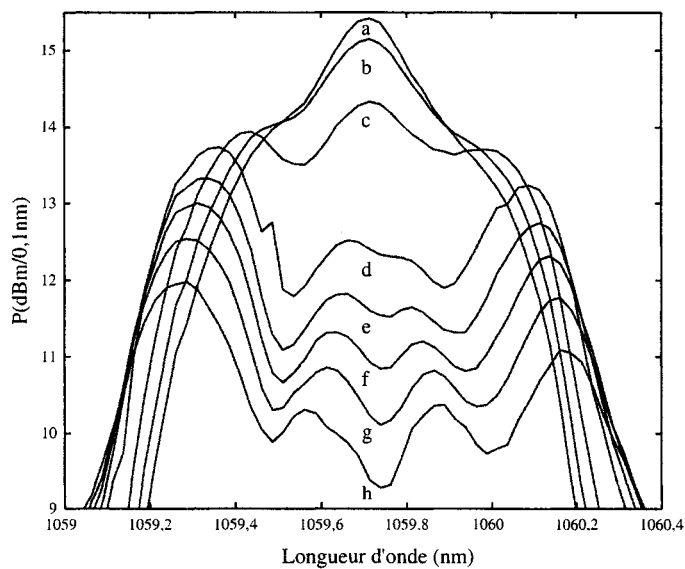


Figure 3.14 : Agrandissement de la zone centrale des spectres de la pompe lors de l'émission laser à 1240 nm pour des puissances de a=1,2 W, b=1,4 W, c=1,8 W, d=2,1 W, e=2,5 W, f=2,8 W, g=3,2 W, h=3,5 W.

### 3.4 Laser émettant à 1480 nm (LR4)

Nous avons ensuite réalisé un laser à deux cascades émettant à 1480 nm en utilisant la fibre 650A5 dopée au phosphore. Les premières tentatives d'émission Raman à 1480nm en complétant le laser à 1240nm se sont révélées infructueuses. Le problème résidait dans l'utilisation de l'isolateur haute-puissance qui limitait la puissance pouvant être injectée par la pompe.

L'astuce utilisée pour contourner cette difficulté consiste à considérer la réponse spectrale du coupleur "tap" présent à la sortie du laser de pompe. Ce coupleur agit comme multiplexeur en longueur d'onde en filtrant le signal à 1240 nm au retour. On permet ainsi de limiter les rétroréflexions à l'entrée du laser de l'onde à 1240 nm et ainsi de remplacer l'isolateur. La puissance d'émission observée à 1480 nm demeure inférieure à la valeur maximale de rétro-réflexions permises par le manufacturier du laser de pompe (soit environ 1 W) Nous avons également utilisé un faible réflecteur de sortie (3dB) afin de limiter les rétroréflexions.

La figure 3.15 décrit le montage utilisé.

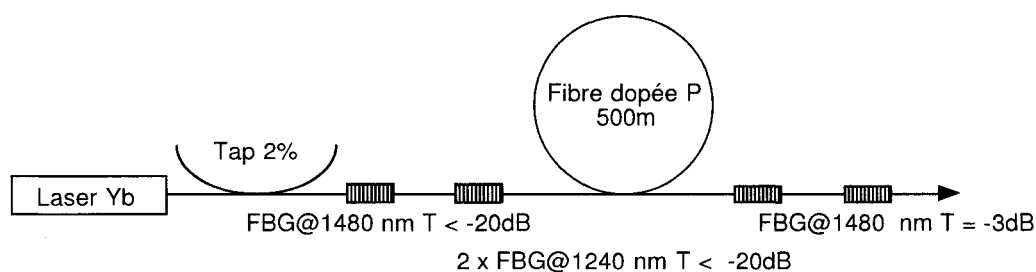


Figure 3.15 : Schéma du montage du laser à 1480 nm.

Nous avons réalisé deux réseaux fortement réflecteurs à 1240 nm et un autre à 1480 nm. Le coupleur de sortie consiste en un réseau de transmission -3 dB à 1480 nm. Une puissance maximale d'émission de 1,6 W, un seuil de 3,5 W et un rendement lors de l'émission à 1480 nm de 30% ont été observés.

La figure 3.16 présente les spectres d'émissions et la courbe de rendement de la

raie laser émettant à 1240 nm. De la même façon qu'il a été fait pour les autres lasers de cette section la courbe de rendement 3.17 est présentée. On remarque un changement brusque dans la pente de la courbe de rendement qui correspond au seuil d'émission de l'émission à 1480 nm.

Il est intéressant de noter qu'une atténuation centrale de près de 40 dB est observée, confirmant le fait que les réseaux fabriqués sont fortement réflecteurs. Il est évident que nous ne souhaitons pas observer la raie d'émission à 1240 nm. Toutefois, en raison d'un élargissement spectral important, une émission "filtrée" par le réseau fortement réflecteur à 1240 nm est observée. Malheureusement une partie importante de l'onde à 1240 nm fuit de la cavité, et comme nous le verrons pour les résultats lors de l'observation de la raie à 1480 nm, limite le rendement de notre laser. Comme mentionné auparavant, cet effet a été récemment observé par [Bouteiller 2003a] [Bouteiller 2003b]. Ceci semble lié aux effets non-linéaires d'automodulation de phase et de mélange à quatre ondes se produisant dans la cavité. Les caractéristiques de dispersion des fibres utilisées semblent également jouer un rôle prépondérant dans la dynamique de ce phénomène. Vu la nature des nombreux paramètres en jeu, une étude plus approfondie serait nécessaire. Nous reviendrons plus en détails sur ces sujets dans la section analyse.

Nous nous sommes ensuite attardés à l'observation de la raie d'émission à 1480 nm. Les graphiques 3.18 et 3.20 présentent les spectres d'émission et le rendement observés. L'observation attentive de ces spectres à la figure 3.19 révèle un pic très net près du seuil d'émission. La forme du spectre se déforme ensuite de façon analogue aux autres raies laser avec apparition d'un creux. L'aspect asymétrique du spectre est dû à une superposition incomplète entre le réseau réflecteur et le coupleur de sortie. En raison des limitations de notre montage visant à ajuster la longueur d'onde des réseaux, nous ne pouvions pas exercer une tension plus importante. L'opération de ce laser était très sensible à l'ajustement du réseau. Pour les autres lasers il était possible d'ajuster un réseau jusqu'à ce que le creux se situe exactement au centre de la raie d'émission.

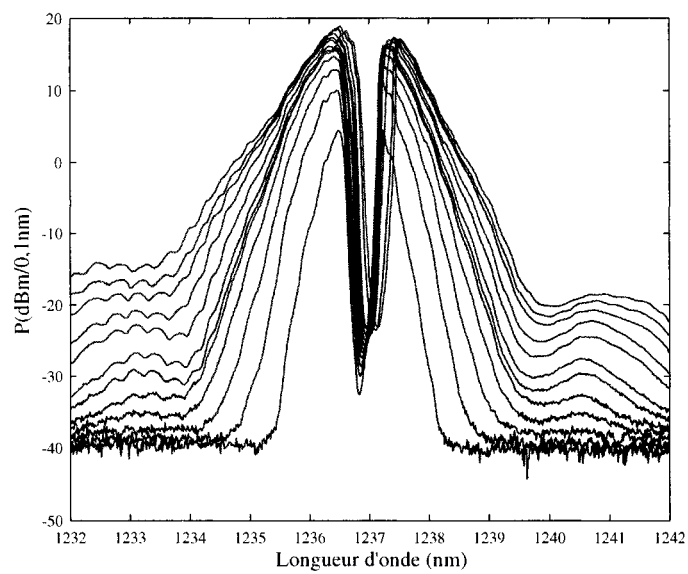


Figure 3.16 : Spectre à 1240 nm lors de l'émission à 1480 nm.

Cette position correspondait également au maximum d'émission.

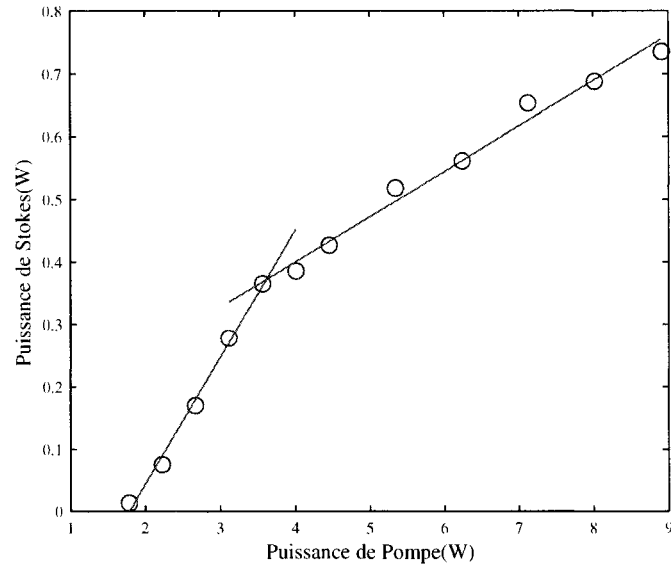


Figure 3.17 : Courbe de rendement à 1240 nm lors de l'émission à 1480 nm.

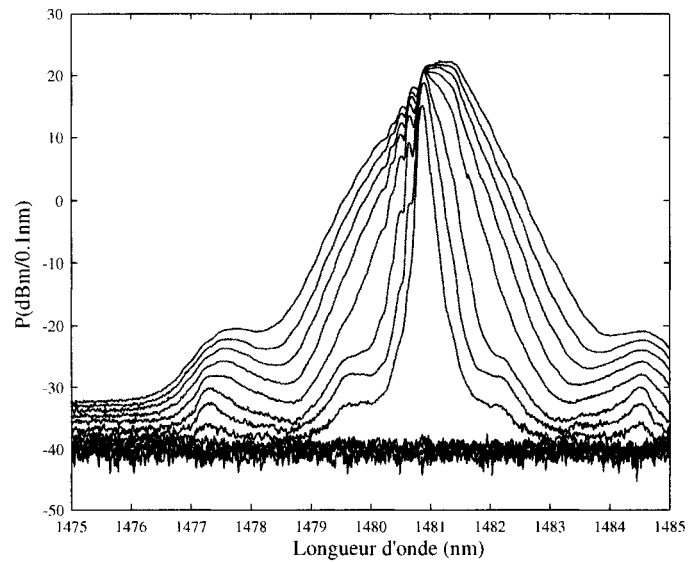


Figure 3.18 : Spectres d'émission de la raie laser à 1480 nm pour des puissances de pompe correspondant aux figures 3.19 et 3.20.

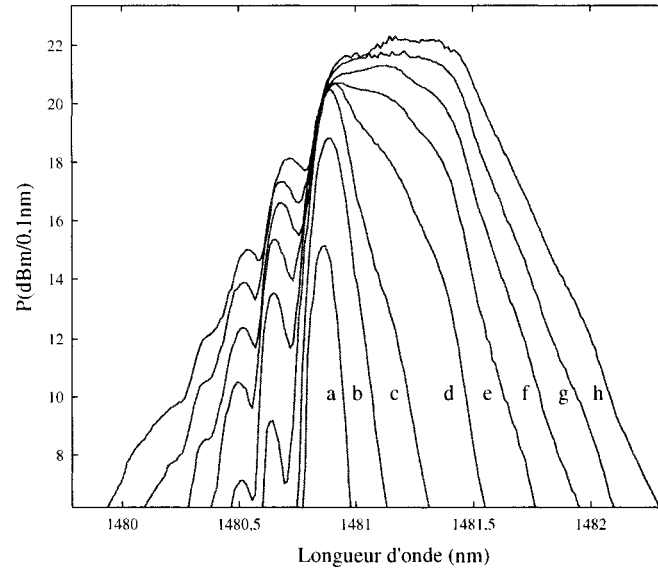


Figure 3.19 : Agrandissement de la zone centrale des spectres d'émission à 1480 nm pour des puissances de a=3,6 W, b=4,0 W, c=4,5 W, d=5,3 W, e=6,2 W, f=7,1 W, g=8,0 W, h=8,9 W.

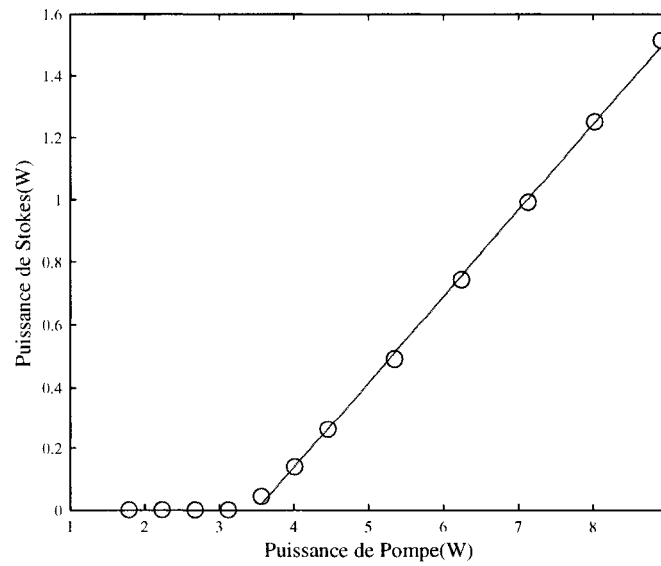


Figure 3.20 : Courbe de rendement à 1480nm du laser LR4.

Nous avons également caractérisé le spectre d'émission à 1060 nm lors de l'opération du laser 3.21. Comme dans le cas du laser émettant à 1240 nm, on y observe un élargissement spectral important. Toutefois, l'appauvrissement de la zone centrale montré à la figure 3.22, semble atteindre un plateau où il est difficile de voir une tendance avec la puissance croissante. En fait, le minimum de la zone centrale correspond à une puissance intermédiaire de 6 W.

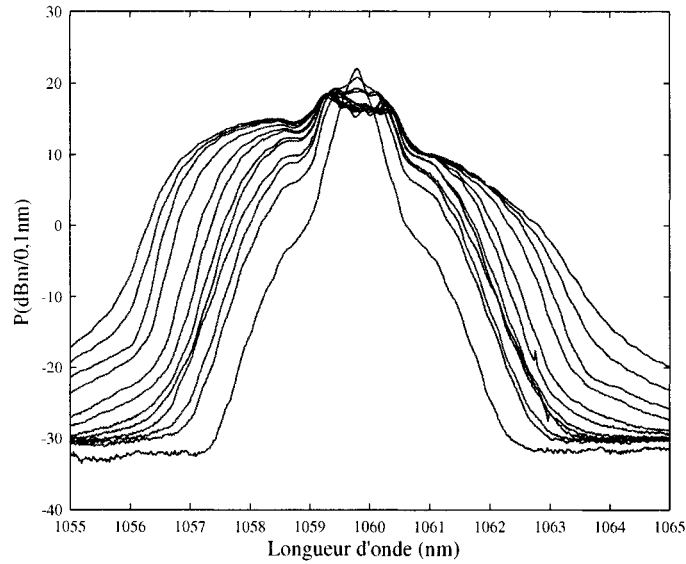


Figure 3.21 : Spectres de la pompe lors de l'émission à 1480 nm pour des puissances correspondant à la figure 3.22 et 3.20.

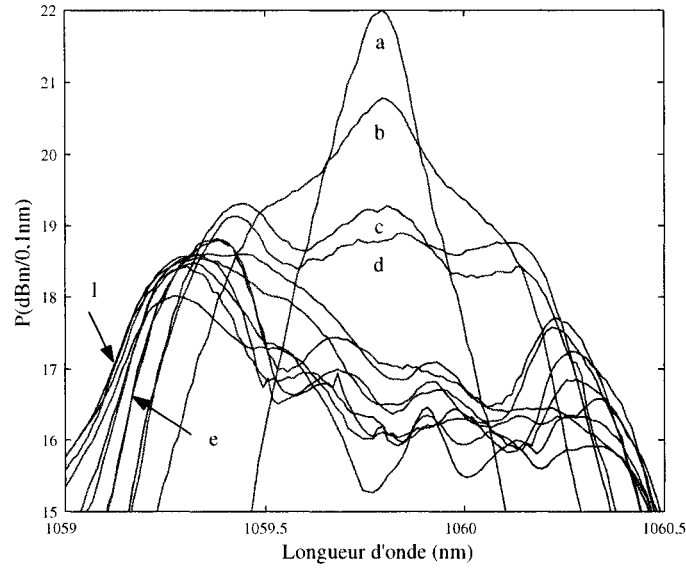


Figure 3.22 : Agrandissement des spectres de la pompe lors de l'émission à 1480 nm à des puissances de a=1,8 W, b=2,2 W, c=2,7 W, d=3,1 W, e=3,6 W, f=4,0 W, g=4,5 W, h=5,3 W, i=6,2 W, j=7,1 W, k=8,0 W, l=8,9 W.

Finalement, nous présentons un spectre large bande à plus faible résolution permettant de voir l'évolution des différentes raies lors de l'émission du laser pour les puissances présentées dans la figure 3.17. Toutes les courbes doivent être lues en terme de puissances croissantes, c'est à dire que la puissance d'émission de chaque raie et de la pompe résiduelle augmente en fonction de la puissance de pompe injectée.



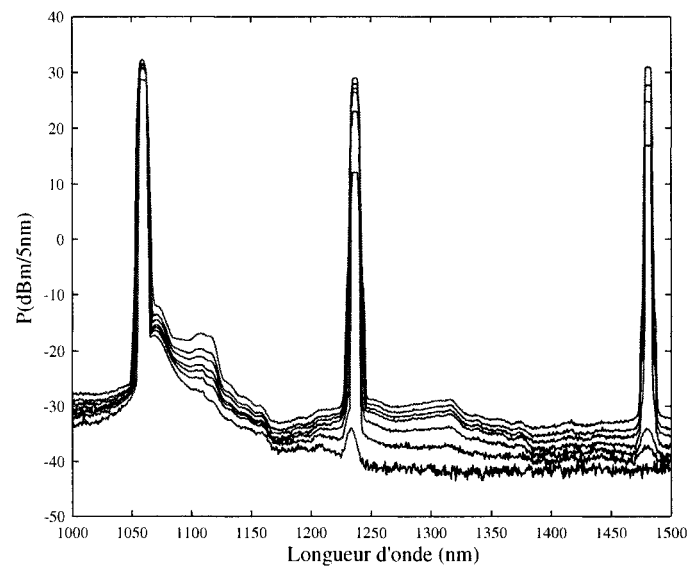


Figure 3.23 : Spectre large bande des raies d'émission pour des puissances de pompe injectées correspondant à la figure 3.22.

En conclusion, nous avons réalisé des lasers Raman avec la fibre PureMode 1060 de Corning et la fibre 650A5 de l'INO. Nous avons réussi à émettre à 1117 nm, 1240 nm et à 1480 nm.

En observant les spectres d'émissions des différents lasers, on remarque toujours l'élargissement en fonction de la puissance de pompe. De plus, on note l'existence d'un creux correspondant au spectre des réseaux de Bragg. Ainsi, une grande partie de la puissance de pompe est perdue à chaque aller-retour en raison de l'élargissement spectral de la raie d'émission qui devient plus large que les FBG. Le modèle théorique que nous avons développé étant essentiellement monochromatique, nous n'observons pas une bonne correspondance entre notre modèle de laser et nos résultats expérimentaux.

Cet élargissement caractéristique des lasers Raman n'est mentionné dans la littérature que très récemment [Bouteiller 2003a], et un modèle adéquat n'était pas disponible lors de nos travaux. De plus, nos travaux nous indiquent que d'autres caractéristiques physiques de la fibre doivent également être considérées dans le modèle. Nous expliquerons plus en détails ces sujets dans la section suivante.

### 3.5 Analyse

Cette section porte sur l'interprétation et l'analyse des résultats. Particulièrement nous nous pencherons sur l'interprétation des spectres d'émission des lasers.

Comme mentionné auparavant dans ce chapitre, l'une des premières constatations de l'examen des spectres d'émission est l'élargissement de la raie laser en fonction de la puissance de pompe. Très récemment, une publication présente une modélisation de ce phénomène [Bouteiller 2003b] et compare avec des résultats expérimentaux [Bouteiller 2003a]. Dans ce modèle, on associe l'élargissement au mélange à quatre ondes (FWM) entre les nombreux modes longitudinaux du laser. Ce phénomène cause l'élargissement du spectre de façon à ce que la largeur de la raie soit supérieure à la largeur spectrale du réseau de Bragg réflecteur utilisé comme coupleur de sortie. L'auteur développe alors des relations liant la largeur de la raie d'émission en fonction de la largeur spectrale des réseaux de Bragg, de la longueur de la cavité et de la puissance de pompe injectée.

En raison de la grande longueur de la cavité (500 m), l'espacement des modes longitudinaux du laser est très étroit, environ 300 kHz. De façon générale, l'existence d'un maximum dans la courbe de gain Raman laisse supposer que seulement quelques modes émettraient simultanément dans une largeur de bande très étroite. Afin d'expliquer les observations contraires à cette hypothèse, Bouteiller, en se basant sur les travaux de [Hill *et al.* 1980], développe l'idée que les modes interagissent par FWM de façon à ce que les modes de plus grande intensitéaturent en donnant l'énergie excédentaire aux modes secondaires ayant pour effet l'élargissement spectral de la raie d'émission. Il développe ensuite un modèle tenant compte du FWM et fait correspondre ses résultats expérimentaux en résolvant numériquement les équations différentielles associées.

Toutefois, nos expériences en transmission montrent que d'autres phénomènes jouent également un rôle prépondérant dans l'évolution spectrale des différentes ondes évoluant à l'intérieur de la cavité. En effet, cet élargissement spectral ne semble

pas uniquement dû au FWM entre les différents modes de la raie laser, puisque l'observation du spectre de pompe à la sortie de la fibre dopée au phosphore montre également un élargissement important. Cet élargissement n'a toutefois pas été observé dans la PureMode<sup>TM</sup> 1060. Par contre, un élargissement des raies d'émission a été observé lors de la réalisation des cavités lasers avec cette fibre. Nous nous attendons donc à ce que la dispersion de la fibre joue un rôle prépondérant dans ce phénomène. Puisque les courbes de dispersion pour la fibre PureMode 1060 et la fibre au phosphore 650A5 sont similaires, un autre paramètre semble aussi jouer un rôle important.

Nous avons observé la présence de lobes secondaires dans certaines raies d'émission, particulièrement lors de l'émission à 1240 nm. L'observation des spectres fait ressortir clairement une dépendance liée à l'intensité de la pompe et suggère que des effets non-linéaires sont impliqués. Le phénomène exact en cause n'a pas été déterminé. Toutefois on peut soupçonner l'automodulation de phase d'être la cause probable puisque la forme du spectre n'est pas nécessairement gaussienne. Ces lobes sont toutefois de très faibles intensités et ne jouent pas un rôle important dans le comportement continu du laser. Ces lobes secondaires pourraient potentiellement avoir comme origine des instabilités et pourraient être exploités en vue de réaliser des lasers Raman auto-pulsés. Cette idée est toutefois fort spéculative à ce stade.

Pour compléter l'analyse des résultats observés, examinons la correspondance entre les résultats expérimentaux et les caractéristiques théoriques des lasers Raman issues des modèles monochromatiques. Dans le cas du premier laser Raman réalisé avec de réflexion à 4% la largeur des réflecteurs est telle qu'il est possible d'appliquer les modèles du chapitre 1. Toutefois, comme discuté précédemment, l'élargissement de la raie d'émission laser ne permet pas de modéliser adéquatement l'effet des FBG utilisés lors de la réalisation des lasers Raman. Peut-être est-il possible de définir alors un coefficient de réflexion effectif tenant compte de l'élargissement et de la réponse spectrale des FBG afin d'utiliser ces modèles. Il nous paraît nécessaire de continuer les expérimentations visant à déterminer de façon plus exacte le seuil et le rendement des

laser Raman à fibres continus utilisant des FBG. Dans cette perspective, de nouvelles expériences devraient être réalisées permettant d'étendre le domaine de validité des modèles théoriques pour ces types de laser. De plus, comme nous venons de discuter, de nouveaux modèles tenant compte des effets non-linéaires doivent maintenant être utilisés.

Expérimentalement, la réalisation de réseaux de Bragg "chirpés" permet de fabriquer des réflecteurs ayant une bande passante effective de réflexion élargie. Nous croyons que cette approche s'avère prometteuse en vue d'améliorer l'efficacité de conversion des lasers Raman et pourrait faire l'objet de travaux subséquents. L'utilisation de réflecteurs en boucle pourrait également être envisagée.

# Conclusion

Nous avons présenté dans ce mémoire les résultats de la réalisation et de la caractérisation de lasers Raman tout-fibre. Les principales contributions de ce mémoire sont :

- les résultats expérimentaux obtenus lors de la réalisation des lasers montrent que les modèles monochromatiques, généralement utilisés, sont insuffisants ;
- une mesure originale du coefficient de gain Raman pour des fibres dopées au phosphore en utilisant un modèle amélioré, tenant à la fois compte du gain Raman spontané et stimulé ;
- le fait que la contribution spontanée du gain Raman n'est potentiellement pas bien modélisée. Toutefois, de plus amples travaux sont nécessaires afin de le confirmer.

De manière plus détaillée, quatre lasers continus ont été réalisés, en utilisant une pompe à la longueur d'onde de 1060 nm : un laser émettant à 1117 nm utilisant les réflexions 4% à l'interface air-verre (LR1), un second laser émettant à 1117 nm utilisant des réseaux de Bragg comme réflecteurs (LR2), un laser émettant à 1240 nm (LR3) et un laser émettant à 1480 nm (LR4). Les deux premiers lasers (LR1, LR2) utilisent la fibre de silice dopée au germanium PureMode1060<sup>TM</sup> de *Corning* alors que les deux autres sont fabriqués avec une fibre dopée au phosphore fournie par l'*Institut national d'optique* (INO). Les réflecteurs à réseaux de Bragg utilisés dans LR2, LR3 et

LR4 sont inscrits dans des échantillons de PureMode1060<sup>TM</sup> hydrogénés. Nous avons observé que l'utilisation de réseaux de Bragg comme réflecteurs permet d'observer l'émission laser à des puissances de seuil jusqu'à 20 fois inférieures à celle de notre premier laser utilisant les réflexions 4% de l'interface air-verre. Toutefois, l'utilisation de FBG ne semble pas augmenter le rendement des lasers. Ceci est probablement dû au phénomène d'élargissement dont il a été question dans ce mémoire.

En effet, en observant les spectres d'émission, avec une résolution de 0,1 nm, des différents lasers utilisant des réseaux de Bragg, nous avons observé un élargissement avec l'augmentation de la puissance de pompe. De plus, on note l'existence d'un creux dans le centre du spectre laser correspondant à la réponse du réseau de Bragg utilisé comme coupleur de sortie. Ainsi, une grande partie de la puissance de pompe est perdue à chaque aller-retour en raison de l'élargissement spectral de la raie d'émission qui devient plus large que les FBG. Le modèle théorique généralement admis étant essentiellement monochromatique, nous n'avons pas observé une bonne correspondance entre ce modèle de laser et nos résultats expérimentaux. Ainsi, il nous paraît nécessaire qu'un modèle plus raffiné soit développé afin de déterminer de façon plus exacte le seuil et le rendement des lasers Raman à fibres continus utilisant des FBG. Selon une publication récente, cet élargissement est lié à l'interaction entre les différents modes longitudinaux présents dans la cavité par mélange à quatre ondes et potentiellement à l'auto-modulation de phase.

Afin d'améliorer la performance des lasers Raman, nous croyons qu'une approche visant à utiliser des réflecteurs large bande permettrait d'augmenter significativement l'efficacité des lasers Raman tout-fibres. Par exemple, la réalisation de réseaux de Bragg "chirpés" pourrait permettre de réaliser des réflecteurs plus efficaces pour la conversion Raman en élargissant la bande passante effective de réflexion. Nous croyons que cette approche s'avère la plus prometteuse en vue d'améliorer l'efficacité de conversion des lasers Raman et pourrait faire l'objet de travaux subséquents. Nous pourrions également envisager l'utilisation de réflecteurs tout-fibre à boucle de Sagnac.

Nous avons aussi caractérisé le gain Raman de deux fibres de silice dopées au phosphore dont nous disposons au laboratoire et obtenu des valeurs de coefficient de gain Raman compatibles avec les valeurs publiées dans la littérature. Pour ce faire, nous avons amélioré un modèle disponible en tenant à la fois compte des composantes spontanée et stimulée du gain Raman. Afin de comparer nos résultats avec ceux de la littérature, nous avons converti les valeurs de gain Raman obtenus en  $\text{m} \cdot \text{W}$  en déterminant les aires effectives des fibres à partir de mesures de leurs profils d'indice par la méthode du champ proche réfracté. Nos résultats mènent toutefois à des valeurs différentes de celles généralement admises quant au terme représentant la population de phonons impliquée dans la conversion Raman et cette discordance n'a jusqu'à présent pas encore été résolue.

Pour terminer, nous souhaitons souligner que les lasers Raman tout-fibre continus se révèlent une source prometteuse dans de nombreuses applications et soulèvent des problèmes intéressants au niveau fondamental des interactions lumière-matière.

•



# Bibliographie

- AGRAWAL, G. P. (2001). *Nonlinear Fiber Optics*. Optics and Photonics, third éd., Academic Press, New York.
- ATKINS, R. M., SIMPKINS, P. G. & YABLON, A. D. (2003). Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides. *Optics Letters*, **28**(12), 974–976.
- AUYEUNG, J. & YARIV, A. (1979). Theory of CW Raman oscillation in optical fibers. *Journal of the Optical Society of America*, **69**, 803.
- AUYEUNG, JOHN & YARIV, AMNON (1978). Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **14**.
- BERTONI, A. & REALI, G.C. (1998). 1.24  $\mu\text{m}$  cascaded Raman laser for 1.31  $\mu\text{m}$  fiber amplifiers. *OSA Applied Physics Letters. B*, **67**, 5–10.
- BOUTEILLER, J. C. (2003a). Linewidth predictions for Raman fibre lasers. *IEEE Electronics Letters*, **39**(21).
- BOUTEILLER, J. C. (2003b). Spectral modeling of Raman fibre lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, **15**(12).
- BOUTEILLER, J. C., BRAR, K., BROMAGE, J., RADIC, S. *et al.* (2003). Dual-order Raman pump. *IEEE Photonics Technology Letters*, **15**(2), 212–214.
- BROMAGE, J., ROTTWITT, K. & LINES, M. E. (2002). A method to predict the

- Raman gain spectra of germanosilicate fibers with arbitrary index profiles. *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**(1), 24–26.
- BUFETOV, I. A. & DIANOV, E. M. (2000). A simple analytic model of a CW multicascade fibre Raman laser. *Quantum Electronics*, **30**(10).
- BURGOYNE, BRYAN (2003). *Analyse de lasers Raman tout-fibre : étude de stabilité*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- DIANOV, E. M. (2002). Advances in Raman fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **20**(8), 1457–1459.
- DIANOV, E.M., BUFETOV, I.A., BUBNOV, M.M., SHUBID, A.V. *et al.* (1999). CW highly efficient 1.24  $\mu\text{m}$  Raman laser based on low-loss phosphosilicate fiber. *OFC/IOOC'99. Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communications*, PD25/1.
- DIANOV, E.M., GREKOV, M.V., BUFETOV, I.A., VASILIEV, S.A. *et al.* (1998). Phosphosilicate fiber : simple high-power CW 1.24 and 1.48  $\mu\text{m}$  Raman lasers. *Technical Digest Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics Conference Edition. 1998 Technical Digest Series, Vol.6*, 225.
- DIANOV, E.M., ISAEV, S.K., KORNIENKO, L.S., KRAVTSOV, N.V. *et al.* (1978). Raman laser with optical-fiber resonator. *Kvantovaya Elektronika, Moskva*, **5**, 1305.
- DIECHI, SUN, YIMEI, HU, JIANZHONG, LIANG, HONGBING, YIN *et al.* (2001). A novel cascaded fiber Raman laser operating at 1240 nm using fiber loop mirror. *Acta Optica Sinica*, **21**, 1407.
- DOUGHERTY, U.J., KARTNER, F.X., HAUS, H.A. & IPPEN, E.P. (1994). Direct measurement of the raman gain spectrum of glass fibers with femtosecond pulses. *IQEC'94. International Quantum Electronics Conference*, 23.

- FLEMING, J. M. (1984). Dispersion in  $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$  glasses. *Appl. Opt.*, **23**, 4486–4493.
- HAND, D. P. & RUSSEL, P. ST. (1988). Solitary thermal shock waves and optical damage in optical fibers: the fiber fuse. *Optics Letter*, **13**(9), 767–769.
- HILL, K. O., JOHNSON, D.C., KAWASAKI, B. S. & MACDONALD, R. I. (1980). CW three-wave mixing in single-mode optical fibers. *Journal of Applied Physics*, **49**(10), 5098.
- IPG<sup>TM</sup> (2002). Ytterbium laser model: PYL – 20M. PYL – 20M *User Guide*.
- JACKSON, S. D. (2001). Theoretical characterization of Raman oscillation with intracavity pumping of fiber lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **37**.
- KANG, Y. (2002). *Calculations and Measurements of Raman Gain Coefficients of Different Fiber Types*. Mémoire de maîtrise, Virginia Polytechnic institute and State University.
- KASHYAP, R. (1999). *Fiber Bragg Gratings*. Optics and Photonics, Academic Press.
- KOCH, F., LEWIS, S.A.E., CHERNIKOV, S.V. & TAYLOR, J.R. (2000). Broadband Raman gain characterization in various optical fibers. *Proceedings of Symposium on Optical Fiber Measurements*, 143.
- LABUDDE, P., WEBER, H.P. & STOLEN, R.H. (1980). Bandwidth reduction in CW fiber Raman lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-16**(2), 115.
- NEWBURY, N. R. (2002). Raman gain: pump-wavelength dependence in single-mode fiber. *Optics Letters*, **27**(14), 1232–1234.
- NEWBURY, N. R. & CORWIN, K. L. (2002). Comparison of stimulated and spontaneous scattering measurements of the full wavelength dependence of the Raman

- gain spectrum. *Symposium on Optical Measurements NIST Special Publication*, **988**, 7–10.
- OTHONOS, A. & KALLI, K. (1999). *Fiber Bragg Grating, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech House.
- PRABHU, M., KIM, NAM SEONG, JIANREN, LU & UEDA, K. (2000a). Simultaneous two-color CW Raman fiber laser with maximum output power of 1.05 W/1239 nm and 0.95 W/1484 nm using phosphosilicate fiber. *Optics Communications*, **182**, 305.
- PRABHU, M., KIM, NAM SEONG & UEDA, KEN-ICHI (2000b). Output characteristics of high-power continuous wave Raman fiber laser at 1239 nm using phosphosilicate fiber. *Optical Review*, **7**, 297.
- RENNER, H., CIERULLIES, S. & KREUSE, M. (2003). Scaling rules for Raman fiber lasers. *Paper MF25 at OSA Optical Communication Conference*.
- RINI, JM., CRISTINI, ILARIA & DEGIORGIO, VITTORIO (1998). Numerical modelling and optimisation of cascaded CW Raman fiber lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**(4), 1117–1122.
- ROTTWITT, J K., BROMAGE, J., STENZ, A.J., LENG, L. *et al.* (2002). Scaling of the Raman gain coefficient: Applications to germanosilicate fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **21**, 1652–1662.
- STOLEN, R. H. (1973). Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letter*, **22**(6), 276–278.
- STOLEN, R. H. & GORDON, J. P. (1989). Raman response function of silica-core fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(6), 1159–1166.
- STOLEN, R. H., IPPEN, E. P. & TYNES, A. R. (1972). Raman oscillation in glass optical waveguide. *Applied Physics Letters*, **20**(2), 62–64.

- STOLEN, R.H. (1979). Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-15**, 1157.
- STOLEN, R.H. (1980). Fiber Raman lasers. *Fiber and Integrated Optics*, **3**, 21.
- STOLEN, R.H. & JOHNSON, A.M. (1986). The effect of pulse walkoff on stimulated Raman scattering in fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-22**, 2154.
- STOLEN, R.H., LIN, C., SHAH, J. & LEHENY, R.F. (1978). A fiber Raman ring laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-14**, 860.
- URQUHART, P. (1989). Fiber lasers with loop reflectors. *Applied Optics*, **28**(17), 3759–3766.

# Annexe A

## Réalisation des réseaux de Bragg réflecteurs

Cette annexe décrit le design et les manipulations qui ont été effectuées pour réaliser des réflecteurs à réseaux de Bragg de la cavité. L'objectif initial était la réalisation de réseaux fortement réflecteurs en maintenant une largeur spectrale supérieure à 500 nm. Une isolation de plus de 20 dB était visée afin de réfléchir fortement les ondes de Stokes et de maximiser le rendement des lasers.

### A.1 Réalisation des FBG pour laser à 1117 nm (LR2)

Dans le cas des premiers réseaux réflecteurs à 1117 nm, un montage d'écriture directe à l'aide d'un masque de phase a été réalisé. Le montage utilisé est décrit au chapitre 1. Afin de sélectionner adéquatement la longueur d'onde du masque nous avons effectué un calcul basé sur l'indice effectif. Ainsi, en tenant compte des données de la PureMode1060<sup>TM</sup> hydrogénée, nous avons simulé la réponse spectrale désirée. Afin d'utiliser les mêmes fibres que celle de la cavité et du laser de pompe, la fibre PureMode1060<sup>TM</sup> hydrogénée a été utilisée. Le masque de phase a été commandé

auprès de *Stocker-Yale*. Le laser utilisé pour l'écriture est un laser UV de marque *Coherent* émettant environ 80 mW à 244 nm.

### A.1.1 Spectres de réseaux

Les figures suivantes présentent les réponses spectrale en transmission des réseaux utilisés. Une source blanche a été utilisée pour caractériser les réseaux. La gamme dynamique des mesures est limité à environ 20 dB. Ceci ne permet donc pas de résoudre le maximum de réflexion. Toutefois cette mesure permet une caractérisation adéquate de la réponse spectrale des réseaux.

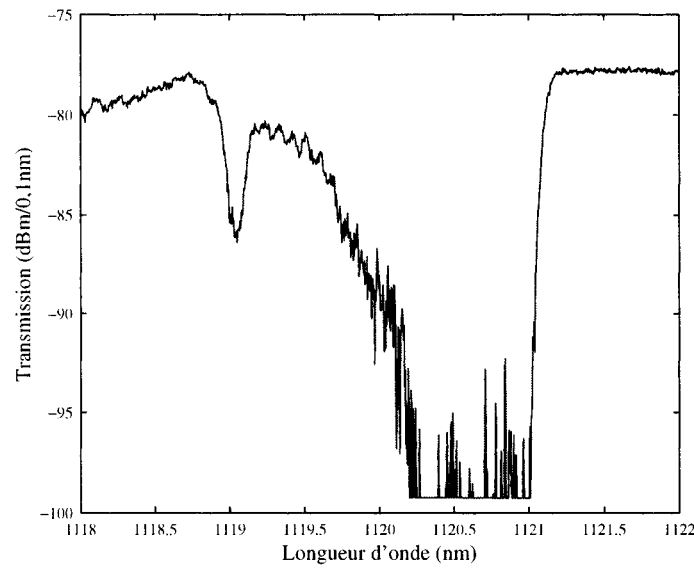


Figure A.1 : Spectre de transmission non normalisé du réseau réflecteur pour le laser à 1117 nm LR2.

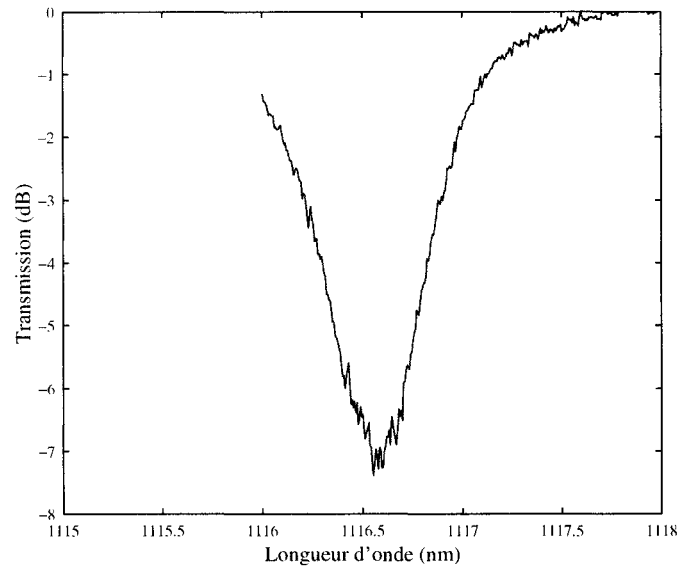


Figure A.2 : Spectre de transmission du réseau de sortie pour laser à 1117 nm LR2.

## A.2 Réalisation des FBG pour lasers à 1240 nm (LR3) et à 1480 nm (LR4)

Dans le cas des premiers réseaux réflecteurs à 1240 nm et à 1480 nm, un montage d'écriture interférométrique utilisant un masque de phase. Le montage utilisé a été décrit au chapitre 1. Afin de sélectionner adéquatement la longueur d'onde du masque nous avons effectué un calcul basé sur l'indice effectif. Ainsi, en tenant compte des données de la PureMode 1060 hydrogénée, nous avons simulé la réponse spectrale désirée. Le masque de phase a été commandé auprès de *Stocker-Yale*. Le laser utilisé pour l'écriture est un laser UV de marque *Coherent* émettant environ 80 mW à 244 nm.

### A.2.1 Spectres de réseaux

Les figures suivantes présentent les réponses spectrales en transmission des réseaux utilisés pour les lasers émettant à 1240 nm (LR3) et 1480 nm (LR4).



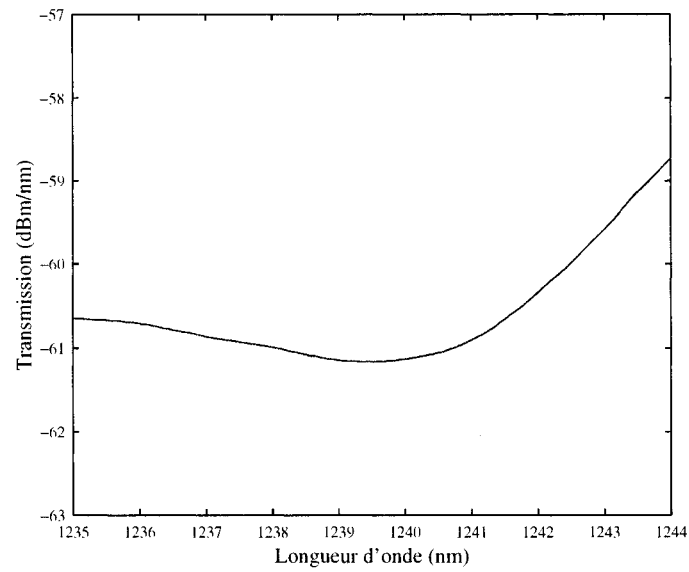


Figure A.3 : Spectre de transmission non normalisé du réseau de sortie du laser 1240 nm LR3.

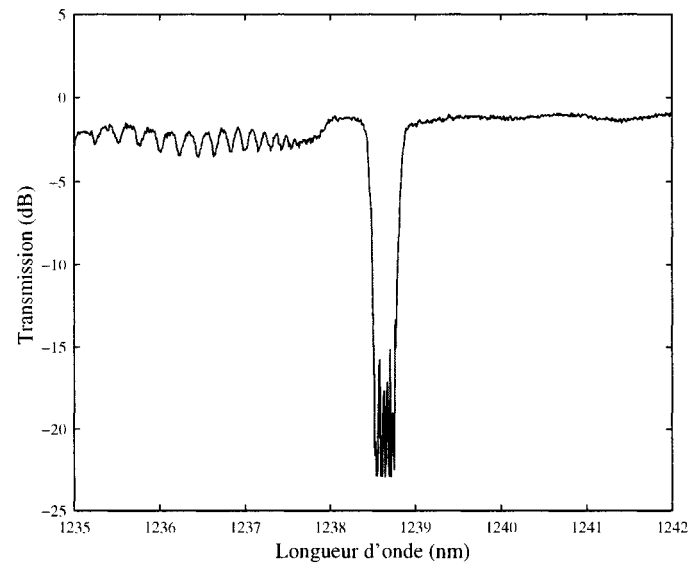


Figure A.4 : Spectre de transmission réseau 1240 nm fortement réflecteur utilisé pour les lasers à 1240 nm LR3 et à 1480 nm LR4.

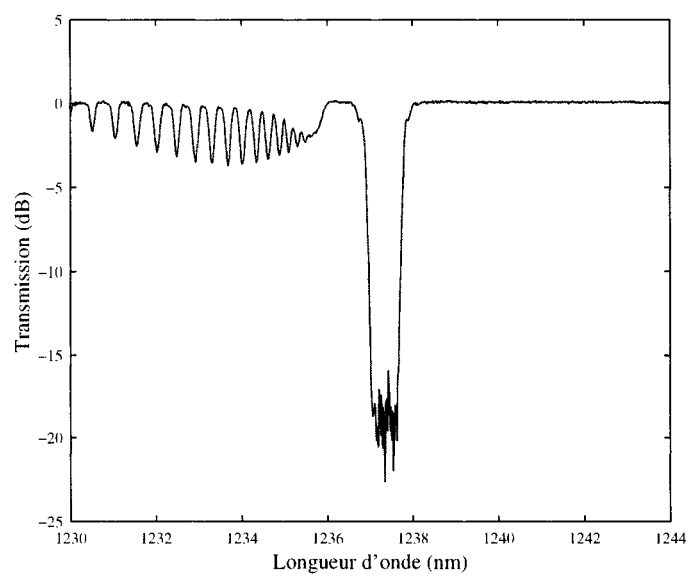


Figure A.5 : Spectre de transmission réseau fortement réflecteur à 1240 nm pour laser à 1480 nm LR4.

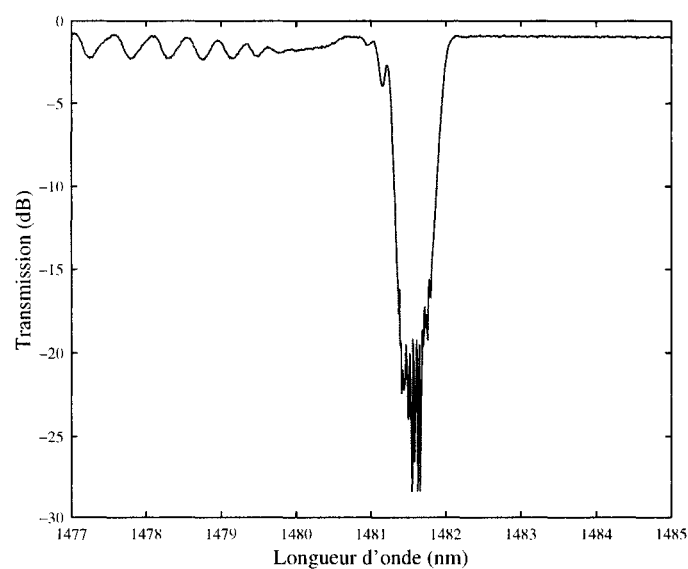


Figure A.6 : Spectre de transmission réseau fortement réflecteur à 1480 nm LR4

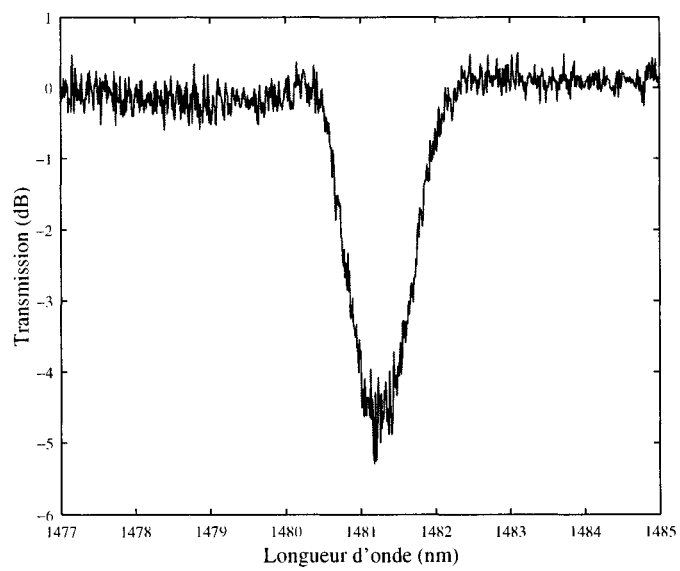


Figure A.7 : Spectre de transmission réseau de sortie à 1480 nm LR4

### A.3 Ajustement des réseaux

Cette section décrit les procédures qui ont été utilisées afin d'ajuster spectralement les réseaux de Bragg lors de la réalisation des expériences avec les différents laser Raman.

La première étape est l'assemblage de la cavité en fusionnant les réseaux de Bragg au extrémités du rouleau de fibre. Ensuite l'ajustement en longueur d'onde des réseaux réflecteurs est réalisé. Un des réseaux est positionné dans une monture micrométrique à l'aide de pince pour fibres optiques. En tirant sur le réseau il est possible d'observer le déplacement du pic de réflexion par élongation dû à la contrainte longitudinale. Il est alors possible d'ajuster les réseaux de façon précises jusqu'à ce que leurs spectres se recouvrent. L'assemblage final est alors réalisé en fusionnant la cavité au laser de pompe, constitué de l'isolateur, du tap et, dépendant de la configuration, de l'isolateur.

On peut alors jouer finement sur la vis micrométrique et trouver le maximum d'émission en regardant le photodétecteur ou le spectre à l'analyseur de spectre en prenant bien soin d'atténuer la sortie du laser. Une fois la maximisation terminée, on peut caractériser le fonctionnement de notre laser.

# **Annexe B**

## **Procédure expérimentale d'assemblage des cavités lasers**

### **B.1 Travail à haute puissance**

Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire ont nécessité l'injection de grandes puissances optiques dans les fibres. Le travail à ces intensités optiques, implique des précautions particulières. Outre les risques liés à la santé et sécurité (dommages à l'oeil ou inflammabilité), le principal risque associé au travail à haute puissance demeure la destruction des composants utilisés ou même la destruction de la fibre elle même.

Généralement, l'intensité lumineuse nécessaire à la destruction du verre est très élevée. Par contre, de nombreux composants et appareils de mesures peuvent être endommagés irrémédiablement à des intensité moindres. Ainsi, le seuil de dommages de photodétecteurs utilisées par les OSA ou appareils de mesures est de 30 dBm. Pour ce faire il faut utiliser des composants spéciaux et s'assurer qu'aucun composant ne soit soumis à des intensités optiques trop élevées. Par exemple, malgré l'acquisition d'une version haute puissance d'un isolateur optique, le seuil de destruction optique de celui-ci est de 5 W. Les coupleurs fusionnés sont très résistants à haute puissance.

Malgré l'injection de 20 W (puissance maximale de notre source ytterbium), les composants n'ont pas été endommagés.

Pour la caractérisation il faut utiliser, soit un monochromateur capable de supporter des intensités élevées ou atténuer suffisamment le signal. Lors de la caractérisation avec un analyseur de spectre, ne supportant pas de grandes intensités, la technique utilisée fût d'employer un connecteur partiellement déconnecté comme atténuateur.

De nombreuses précautions doivent également être prises afin d'éviter un autre phénomène : les "fiber fuse". La section suivante décrit le phénomène.

Lorsque la surface de la terminaison de la fibre atteint de hautes températures suite à l'exposition à des densités de puissance supérieure à  $1000 \text{ W/m}^2$  (équivalent à 2 W dans une SMF28) une destruction catastrophique par fusion ("fiber fuse") peut se produire. Ce phénomène est souvent initié par la présence de résidus d'huile, d'alcool ou de poussières sur face exposée de la fibre. Il peut également se créer dans les couches anti-reflets de composants optiques [IPG<sup>TM</sup> 2002].

L'examen de fibres endommagées par ce phénomène révèle que de petites bulles de plasma de quelques microns de diamètres se sont formées au centre de la fibre. Ce plasma absorbe la lumière de façon très efficace du côté de la source lumineuse. Ce côté se réchauffe rapidement et ionise la matrice de silice adjacente. Le côté opposé à la source laser se refroidit et se solidifie de nouveau. Ce cycle de réchauffement-refroidissement fait en sorte que la boule de plasma se propage de façon contrapropagative à la source à la vitesse de quelques mètres par seconde (la vitesse de propagation dépendant en fait de la puissance de la pompe.) Le phénomène apparaît alors comme une lumière intense se propageant dans la fibre. Après le passage de cette boule de plasma, l'examen de la fibre dans le sens longitudinal au microscope révèle que le coeur est détruit et remplacé par un chapelet de bulles dans la matrice de verre. À des puissances plus élevée encore, la fibre elle même peut se retrouver détruite [Hand & Russel 1988] [Atkins, Simpkins & Yablon 2003].

Lorsque la contamination origine d'un composant de test, il est généralement impossible de prévenir le démarrage du phénomène, il est alors nécessaire de stopper la propagation du phénomène le plus vite possible. La figure suivante illustre le phénomène de "fibre fuse".

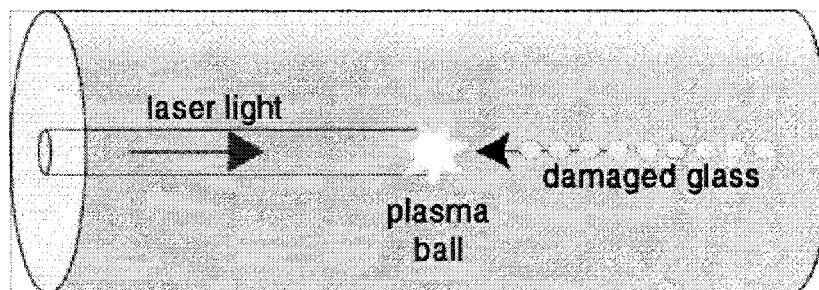


Figure B.1 : Schéma décrivant le phénomène de "fiber fuse". Tiré de [IPG<sup>TM</sup> 2002].

La façon la plus simple et la plus efficace d'arrêter la propagation de la fusion est d'éteindre le laser le plus rapidement possible. Le fait que la lumière ne sera plus guidée par la fibre optique en raison de la destruction du cœur peut être utilisé afin de réaliser un système de rétroaction qui éteindra le laser le plus rapidement possible.

Pour ce faire, nous avons réalisé un système de protection du laser pour stopper la propagation de la fusion. Il est utile de fusionner avec grand soin une longueur supplémentaire de fibres directement à la sortie avant de placer un composant, pour tenir compte du temps de réponse de l'électronique interagissant avec le système de verrouillage du laser de pompe. De plus, la protection liée à la mesure de la puissance de rétroréflexion sera inefficace à arrêter ce phénomène puisque très peu de lumière sera rétroréfléchie dans le cœur de la fibre.

Puisque aucun système n'est parfait, plusieurs autres moyens existent afin de réduire la probabilité d'endommager un instrument de valeur. On peut étendre le faisceau de manière à réduire la densité de puissance bien en dessous du seuil en utilisant, par exemple, des fibres TEC (cœur diffusé thermiquement), qui doivent évidemment avoir été testées à très haute puissance ou un coupleur fusionné "tap" (approche

retenue) Il est à noter qu'à très forte densité optique (10 W dans le PureMode1060™, il peut être impossible d'arrêter la progression de la fusion. De plus, même en stoppant la progression de la fusion, une partie importante de l'énergie lumineuse peut être absorbée par l'emballage du composant et constituer un risque d'incendie. La figure B.2 décrit le système de protection suggéré par le fabricant.

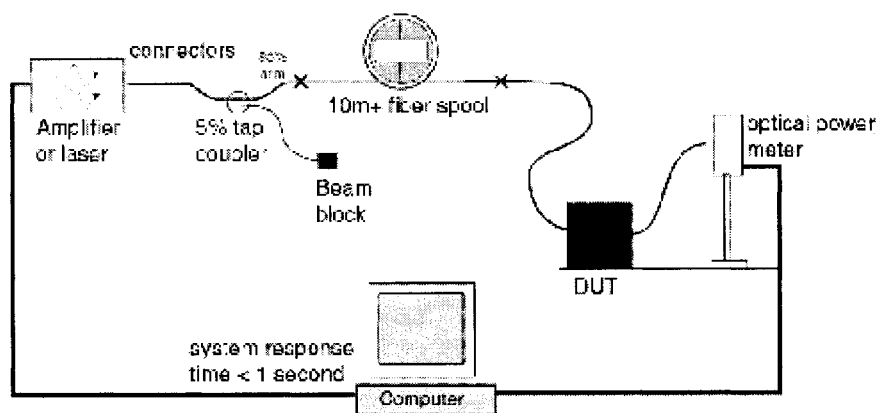


Figure B.2 : Schéma du système de protection du laser en cas de “fiber fuse” suggéré par le fabricant. Tiré de [IPG™ 2002].

Une photodiode à la sortie du “tap” permet de mesurer la puissance de sortie du laser. Le seuil de détection est placé au maximum puisque nous travaillons à de grandes puissances. Cette protection est placée avant l'isolateur qui présente le maillon faible de l'assemblage. Si un grand soin est porté aux fusions constituant le montage, le risque peut être géré. C'est pourquoi aucun connecteur n'a été utilisé dans les montages et que toutes les fusions ont été réalisées avec grand soin.

Il est important de mentionner que les principaux dangers lors de l'opération de lasers de classe 4 est le risque lié à la vision et aux incendies. Une protection visuelle adéquate et une connaissance appropriée des risques combinés à des systèmes de protection permettent de diminuer considérablement les risques.

Les fusions ont été réalisées à l'aide d'une fusionneuse Vytran FFS-2000 qui permet un grand contrôle et de bien observer le résultat de la fusion. En utilisant des fusions



il est possible de limiter les risques de “fiber fuse”. Les connecteurs sont à proscrire lors de la réalisation des cavités laser.

## Annexe C

# Caractéristiques des fibres utilisées dans la réalisation des lasers

Nous présentons dans cette section les paramètres des fibres optiques utilisées et les résultats des mesures de profils d'indice obtenus au laboratoire en utilisant la méthode du champ proche réfracté. De ces profils, nous avons déterminé les aires effectives et les courbes de dispersion à l'aide du logiciel *Simfibres* développé au Laboratoire. Ces données sont utiles pour analyser les résultats obtenus lors de la réalisation de lasers au chapitre 3.

Tableau C.1 : Paramètres des fibres dopées au phosphore de l'*INO*

Paramètre	Fibre 650A5	Fibre 650B2
Longueur	497 m	607 m
Diamètre	125 $\mu\text{m}$	125 $\mu\text{m}$
Diamètre du coeur	4,1 $\mu\text{m}$	3,7 $\mu\text{m}$
Atténuation à 1550 nm	2,1 dB/km	1,5 dB/km
LO de coupure	950 nm	855 nm
MFD à 1550nm	7,6 $\mu\text{m}$	7,8 $\mu\text{m}$
$x_{\text{P}_2\text{O}_5}$	14,3 mol%	15,3 mol%

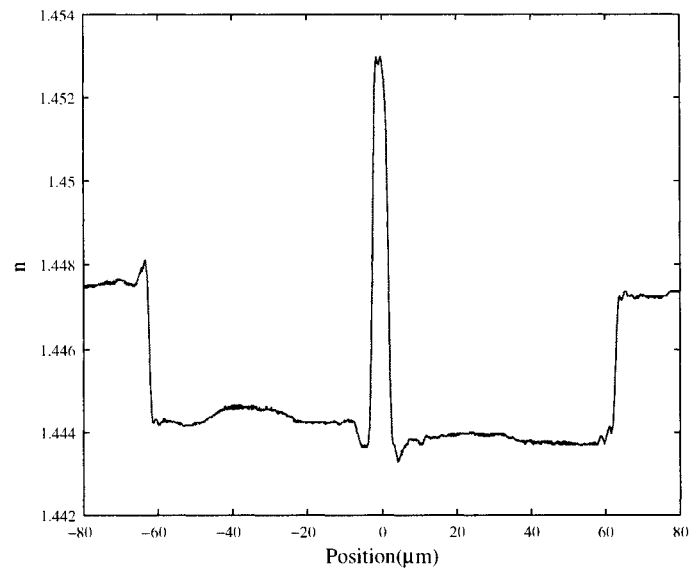


Figure C.1 : Profil d'indice de la fibre dopée au phosphore INO650B2 à 1550 nm mesuré par la méthode du champ proche réfracté.

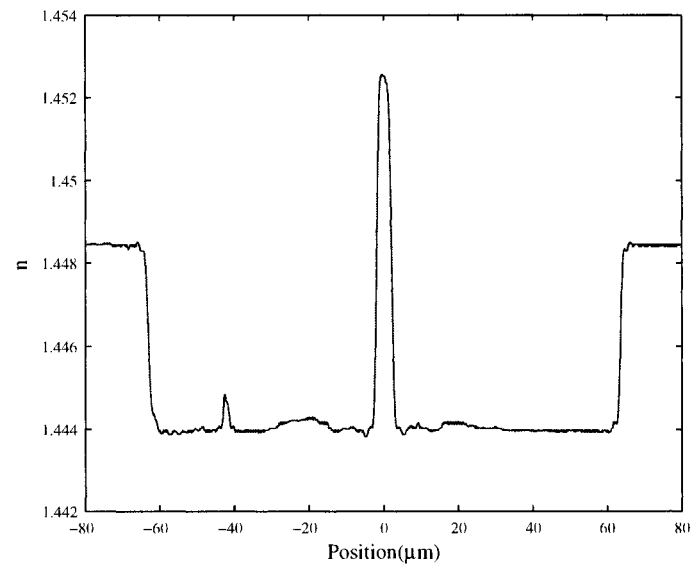


Figure C.2 : Profil d'indice de la fibre dopée au phosphore INO650A5 à 1550 nm mesuré par la méthode du champ proche réfracté.

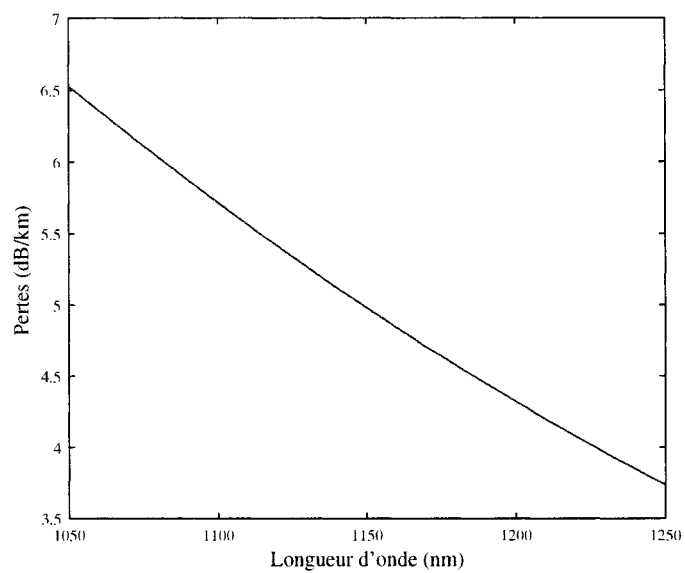


Figure C.3 : Spectre d'atténuation de la fibre dopée au phosphore INO650A5.

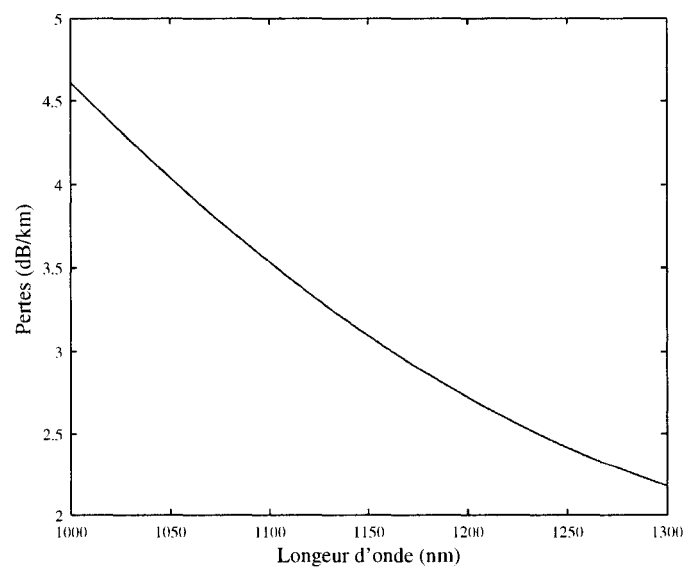


Figure C.4 : Spectre d'atténuation de la fibre dopée au phosphore INO650B2.

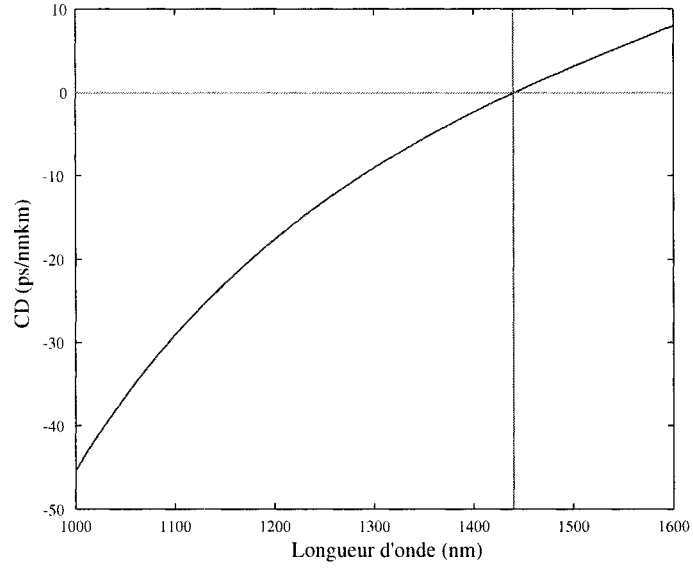


Figure C.5 : Courbe de dispersion pour les fibres dopées au phosphore calculée à partir de son profil d'indice. Étant donné la grande similitude du profil d'indice des deux fibres dopées au phosphore utilisées, nous ne présentons qu'une courbe de dispersion pour les deux fibres.

Tableau C.2 : Paramètres de la fibre PureMode1060<sup>TM</sup> de *Corning*.

Paramètre	Fibre PureMode1060 <sup>TM</sup>
Longueur	500 m
Diamètre	125 $\mu\text{m}$
Atténuation à 1060 nm	1,5 dB/km
LO de coupure	920 nm
MFD à 1550nm	9,9 $\mu\text{m}$
$x_{\text{GeO}_2}$	6 mol%

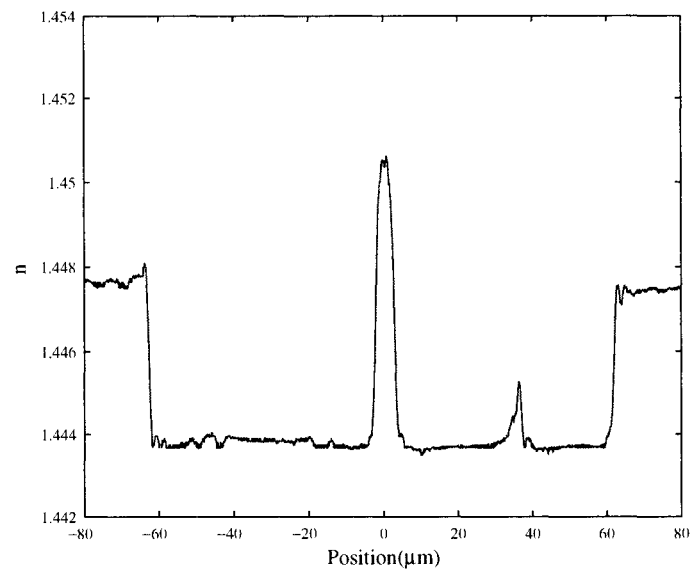


Figure C.6 : Profil d'indice de la fibre PureMode1060<sup>TM</sup> à 1550 nm mesuré par la méthode du champ proche réfracté.

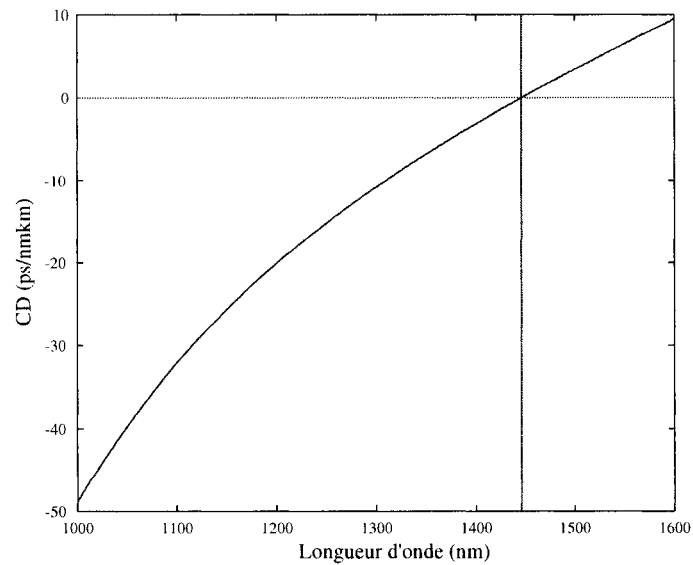


Figure C.7 : Courbe de dispersion pour la fibre PureMode1060<sup>TM</sup> calculée à partir du profil d'indice.