HAL
open science

Développement de nouvelles sources laser basées sur des matériaux dopés par des ions ytterbium émettant à 976 nm

Aude Bouchier

To cite this version:

Aude Bouchier. Développement de nouvelles sources laser basées sur des matériaux dopés par des ions ytterbium émettant à 976 nm. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00011660

HAL Id: tel-00011660

https://pastel.hal.science/tel-00011660

Submitted on 21 Feb 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° D'ORDRE : 8148

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Par

Aude BOUCHIER

DEVELOPPEMENT DE NOUVELLES SOURCES LASER A BASE DE MATERIAUX DOPES PAR DES IONS YTTERBIUM EMETTANT VERS 976 NM

Soutenue le 9 décembre 2005 devant la commission d'examen :

M. Michel AILLERIE	
M. Marc BRUNEL	Rapporteur
M. Patrick GEORGES	Directeur de thèse
M. Yves JAOUEN	Rapporteur
M. Frédéric LOURADOUR	Président
Mme. Gaëlle LUCAS-LECLIN	

Merci...

Je tiens tout d'abord à remercier Pierre Chavel de m'avoir accueillie dans le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, et Alain Brun, le responsable du groupe Lasers et Biophotonique dans lequel j'ai travaillé.

Mon jury de thèse

Je voudrais aussi remercier Marc Brunel, maître de conférences du CORIA à l'Université de Rouen, et Yves Jaouën, maître de conférences de l'ENST à Paris, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, Frédéric Louradour, professeur de l'IRCOM à l'Université de Limoges, d'avoir été le président de mon jury et Michel Aillerie, professeur du LMOPS à l'Université de Metz, d'y avoir participé.

ELSA

Cette thèse n'aurait pu se faire sans l'équipe Laser Solide et Applications et son poisson rouge. Je remercie Patrick Georges d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Merci pour toutes les idées et les conseils prodigués pendant ces trois années...

J'en profite pour remercier François Balembois pour son aide sur les cristaux laser, si gentiment accordée. Merci aussi à Frédéric Druon pour les coups de main occasionnels, et Gérard Roger qui fait patiemment partager son expérience et son savoir-faire aux thésards.

Et je voudrais aussi remercier ma co-encadrante de thèse, Gaëlle Lucas-Leclin, qui m'a aidé à avancer sur les simulations et les manips, m'a fait profiter de son expérience et m'a appris la rigueur des montages optiques solides et esthétiques! Au passage, merci pour la visite guidée à Vienne!

Un grand merci aussi à tous les thésards et stagiaires passés, de passage et présents de l'équipe que j'ai eu l'occasion de côtoyer. Solidarité féminine oblige, je commence par les filles! Un grand merci à :

Aurélie, stagiaire de SupPhy à Marseille au début de ma thèse, pour avoir mis au point le té de polarisation, si utile au régime impulsionnel. Merci aussi de m'avoir donné la possibilité de prendre un bain de soleil à Marseille en plein mois de décembre!

Emilie, autre adepte du laser bleu turquoise... Merci pour tous les coups de main, les prêts de matériel et ta gentillesse.

Justine, qui vient d'arriver, pour ta sympathie et ta bonne humeur,

Sylvie, ma colocataire de salle de manip et co-épongeuse de marbres et de sols mouillés dans cette salle à la fin de sa thèse...

Et du côté de la gente masculine (et là je risque d'en oublier...), un grand merci à :

Andrea, pour avoir apporté le soleil italien dans le bureau pendant quelques mois! Grazie per il cactus!

Julien, mon colocataire de bureau lors de cette dernière année... Merci pour ta bonne humeur et ton humour, les coups de main en manip et en simulation...

Laurent, capable de divertir par sa simple présence un banal déjeuner quotidien...

Mathieu, qui a préparé sa thèse en parallèle avec moi. Merci pour ta sympathie, ton ouverture et pour tous les coups de mains, les manips partagées, les prêts de matériels divers et variés...

Sébs C. et F., pour leurs conseils aux petits thésards débutants,

et les autres : Benjamin, Jérôme, Pierre B., Pierre R., Yoann...

Les autres...

Je remercie aussi toutes les personnes que j'ai eu l'occasion de côtoyer pendant trois ans dans diverses équipes et services de l'Institut d'Optique, et en particulier les permanents et thésards de l'équipe d'optique quantique qui ont eu la gentillesse de me prêter du matériel aussi divers et varié qu'un analyseur de spectre RF, un contrôleur de platine piézoélectrique ou un déshumidificateur pour salle humide...

Et je n'oublierai surtout pas le service des Travaux Pratiques de l'Ecole, toujours prêt à fournir l'indispensable analyseur de spectre optique, un élagueur de fibre, une diode et j'en passe... Merci à Thierry Avignon, Lionel Jacubowiez et Marie-thé Plantegenest pour leur gentillesse et leur aide précieuse. Tant que je suis dans les TP, merci à Lionel de m'avoir permis d'expérimenter l'enseignement via l'encadrement de TP, et à tous les vacataires et enseignants avec qui j'ai travaillé avec plaisir : Denise Bailly, Elisa Baldit, Jérôme Wenger, William Guérin et les autres...

En dehors du Laboratoire Charles Fabry, je tiens aussi à remercier Philippe Bousselet, d'Alcatel, qui nous a proposé de faire une étude sur les amplificateurs à fibres dopées erbium, pendant laquelle j'ai appris beaucoup de choses.

Quand on fait une thèse chez ELSA, on a du mal à ne jamais travailler avec eux, même quand, a priori on réalise un laser à fibre... Aussi, je tiens à remercier l'équipe du Laboratoire de Chimie Appliquée à l'Etat Solide de Chimie Paris : Gérard Aka, Bruno Viana, Johan Petit, Philippe Goldner, Cyrille Varona et j'en oublie, pour leur accueil lors de mes manips sur le cristal de Yb:KYW.

Et je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes qui m'ont soutenue pendant ces trois années, et principalement mes parents...

Merci !!!

SOMMAIRE

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I 7

ETAT DE L'ART DES SOURCES INFRAROUGES EMETTANT AUTOUR DE 976 NM ET DES SOURCES BLEUES AUTOUR DE 488 NM. 7

1 - Etat de l'art des sources émettant autour de 976 nm 10

1.1 Laser à base de saphir dopé au titane 10
1.2 Sources à base de semiconducteurs 10
1.2.1 - Diodes laser à émission par la tranche 11
1.2.1.1 Diodes laser avec contrôle du spectre 11
1.2.1.2 Diodes lasers "tapered" 12
1.2.2 - Lasers à cavité verticale émettant par la surface 12
1.2.2.1 VCSEL 12
1.2.2.2 VECSEL 13
1.2.3 - Synthèse des performances en lasers à semiconducteurs 14
1.3 Les matériaux dopés par des ions Ytterbium 15
1.3.1 - Spectroscopie des ions ytterbium 16
1.3.2 - Un paramètre primordial : l'intensité de transparence 16
1.3.3 - Les cristaux dopés par des ions Yb^{3+} pour l'émission à 976 nm 17
1.3.4 - Les fibres dopées par des ions Yb^{3+} pour l'émission à 976 nm 20
1.3.4.1 Les fibres monomodes 20
1.3.4.2 Les fibres double-cœur 22
1.3.4.3 Les fibres double-cœur particulières 23
1.3.4.4 Récapitulatif 25

2 - Etat de l'art des sources en régime continu émettant autour de 488 nm 26

2.1 Sources à émission directe autour de 488 nm 26
2.1.1 - Laser à argon ionisé 26
2.1.2 - Diodes laser émettant autour dans le bleu 26
2.1.3 - Matériaux ayant une raie d'émission vers 488 nm 26
2.1.4 - Upconversion dans les matériaux dopés par des ions terres rares 27
2.2 Sources émettant autour de 488 nm basées sur des conversions non linéaires 28
2.2.1 - Somme de fréquence dans un cristal non linéaire 28
2.2.2 - Doublement de fréquence de lasers à semiconducteurs 28
2.2.2.1 - Doublement de fréquence de diodes laser à émission par la tranche 28

2.2.2.2 - Doublement de fréquence de lasers à cavité verticale émettant par la surface 29
2.2.3 - Doublement de fréquence de sources basées sur les matériaux dopés par des ions terres rares 30
2.3 Récapitulatif des sources émettant autour de 488 nm 31

3 - Conclusion 32

CHAPITRE II 35

ETUDE THEORIQUE DE L'EMISSION A 976 NM DANS DES FIBRES MONOMODES DOPEES PAR DES IONS YTTERBIUM ET VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE. 35

Introduction 37

1 - Introduction à la simulation des fibres dopées à l'ytterbium 39

1.1 Rappels sur la propagation des faisceaux dans les fibres dopées 39
1.2 Description du modèle de la propagation des faisceaux dans la fibre dopée sans prise en compte des émissions spontanées amplifiées à 976 et 1030 nm 42
1.2.1 - Equations des populations 42
1.2.2 - Equations de propagation des faisceaux 43
1.2.3 - Expressions analytiques déduites de ce modèle 44
1.2.4 - Données expérimentales utiles pour les simulations 45
1.3 Description du modèle en prenant en compte l'émission spontanée amplifiée 46
1.3.1 - Spectre expérimental de l'ASE 47
1.3.2 - Prise en compte de l'ASE à 976 nm dans la modélisation. 47

2 - Etude d'une source d'émission spontanée amplifiée 49

2.1 Ajustement des paramètres de la simulation de l'ASE à 976 nm 50
2.2 Influence d'une réflexion parasite 51
2.3 Optimisation de la longueur de la fibre 54
2.4 Comparaison du modèle avec un logiciel commercial 57
2.4.1 - Simulation de l'efficacité de la source d'ASE 58
2.4.2 - Influence de la longueur de la fibre 59
2.5 Influence du dopage de la fibre pour une source d'ASE à 976 nm 60

3 - Simulation de l'amplificateur 62

3.1 Deux régimes d'amplification 63
3.1.1 - Régime d'extraction de la puissance (forte puissance moyenne injectée) 63
3.1.2 - Régime d'amplification (faible puissance moyenne injectée) 64
3.2 Choix de la configuration de pompage 65
3.2.1 - Evolution du gain et du rapport "signal à bruit" avec la configuration de pompage 66
3.2.2 - Détermination de la longueur optimale de la fibre 68
3.2.3 - Discussion relative à la configuration de pompage 68

4 - Conclusion **70**

CHAPITRE III **73**

ETUDE DES SOURCES CONTINUES EMETTANT VERS 976 NM A BASE DE FIBRES MONOMODES DOPEES PAR DES IONS YTTERBIUM EN VUE DE LEUR DOUBLEMENT DE FREQUENCE. **73**

Introduction **75**

1 - Le laser de pompe Nd^{3+}:YVO_4 à 914 nm **77**

1.1 Des ions Nd^{3+} dans une matrice YVO_4 ..... *77*
1.1.1 - Un peu de cristallographie 77
1.1.2 - Quelques propriétés physiques 78
1.1.3 - Spectroscopie 78
1.2 Etat de l'art des lasers continus à 914 nm *80*
1.3 Conception et optimisation du laser Nd:YVO_4 à 914 nm *81*
1.3.1 - La diode laser 81
1.3.2 - Les cristaux de Nd:YVO_4 82
1.3.3 - Caractérisation de la lentille thermique dans les cristaux de Nd:YVO_4 83
1.3.3.1 Le phénomène physique 84
1.3.3.2 Evaluation de la lentille thermique. 84
1.3.4 - Quelle cavité choisir ? 87
1.3.4.1 Cavité plan-plan 87
1.3.4.2 Cavité plan-concave. 88
1.3.4.3 Cavité concave-concave 88
1.3.5 - Caractérisation du laser de pompe à 914 nm finalement réalisé 90

2 - Source d'émission spontanée amplifiée affinée spectralement **92**

2.1 Principe et simulation de la source *93*
2.1.1 - Rendre la source unidirectionnelle 93
2.1.2 - Réduire la largeur du spectre de la source. 95
2.1.3 - Optimiser la longueur de la fibre 96
2.2 La source optimisée *97*
2.2.1 - Une source unidirectionnelle efficace 97
2.2.2 - Un spectre étroit et accordable. 98
2.2.3 - Spectre RF de la source d'ASE affinée 99
2.2.4 - Mises en garde et précautions d'emplois 100

3 - Le laser spectralement affiné **101**

3.1 Principe du laser affiné spectralement *101*
3.2 Modélisation du laser par un calcul analytique *102*
3.2.1 - Présentation de la modélisation 102
3.2.2 - Recherche théorique de la longueur optimale 105
3.3 Etude expérimentale de la source laser spectralement affinée. *106*
3.3.1 - A la recherche de la longueur optimale de la fibre. 106

3.3.2 - Quel coupleur utiliser pour la fibre de 40 cm ?..... 107
3.3.3 - Deux configurations de pompage du laser et leur comparaison 108
3.3.4 - Efficacité de la meilleure source..... 109
3.3.5 - Caractérisation spectrale du laser affiné 111
3.3.6 - Densité spectrale de bruit de l'émission..... 112

4 - Doublement de fréquence du laser continu 114

4.1 Quelques rappels sur le doublement de fréquence..... 114
4.1.1 - Accord de phase..... 115
4.1.2 - Quasi-accord de phase 117
4.1.3 - Le niobate de Lithium $LiNbO_3$ et le PPLN..... 118
4.1.4 - PPLN en guide d'onde..... 119
4.2 Doublement de fréquence de la source laser spectralement affinée..... 122
4.2.1 - Le guide d'onde PP MgO:LN utilisé..... 122
4.2.2 - Dispositif expérimental..... 122
4.2.3 - Efficacité de conversion du guide d'onde PP MgO: LN..... 123
4.2.4 - Détermination expérimentale des acceptances thermique et spectrale..... 125
4.2.5 - Le doublement de fréquence en image... 126

5 - Conclusion..... 127

CHAPITRE IV_____129

AMPLIFICATION D'UNE DIODE LASER IMPULSIONNELLE EMETTANT A 976 NM POUR LA GENERATION DE SECOND HARMONIQUE. _____129

Introduction 131

1 - Obtenir le régime impulsionnel à 976 nm..... 132

1.1 Etat de l'art des lasers impulsionnels à 976 nm à base de fibres dopées par des ions ytterbium..... 132
1.2 Utilisation d'une diode laser impulsionnelle à 976 nm..... 133

2 - Utilisation d'une diode laser en cavité étendue 134

2.1 Principe de la diode laser en cavité étendue..... 135
2.2 Caractéristiques de la diode laser en cavité étendue..... 135

3 - Caractérisation de l'amplification en régime continu 139

3.1 Principe de l'évaluation du gain en régime continu 139
3.2 Résultats de l'évaluation des gains..... 140
3.2.1 - Evolution du gain en fonction de la puissance du signal incident..... 141
3.2.2 - Rôle de la puissance de pompe sur le gain..... 142

4 - Amplification en régime impulsionnel 143

4.1 Influence de la durée et de la cadence des impulsions..... 145
4.2 Mesure du gain en régime impulsionnel 148
4.2.1 - Etude du gain pour une puissance de pompe de 700 mW 149

4.2.2 - Etude du gain pour une puissance de pompe de 2,5 W..... 150

5 - Doublement de la fréquence de la source impulsionnelle..... 153

5.1 Montage expérimental..... 154
5.2 Optimisation de la source impulsionnelle pour la conversion de fréquence..... 155
5.3 Doublement de fréquence des impulsions du LCE après amplification..... 157
5.4 Discussion sur l'utilisation du guide d'onde..... 158

6 - Conclusion..... 160

CHAPITRE V _____ 163

UNE ALTERNATIVE AUX FIBRES : L'EMISSION A 981 NM DANS UN CRISTAL DE $KY(WO_4)_2$ _____ 163

Introduction..... 165

1 - Description du cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions Yb^{3+}..... 166

1.1 Quelques caractéristiques physiques..... 166
1.2 Spectroscopie du cristal..... 167

2 - Etude du cristal de Yb:KYW en pompage par un laser à saphir dopé au titane.. 169

2.1 Laser à saphir dopé au titane de pompage..... 170
2.2 Etude de l'absorption de la pompe..... 172
2.3 Deux types d'émission à 981 nm..... 174
2.4 Emission spontanée amplifiée à 981 nm..... 175
2.4.1 - Mise en évidence expérimentale et caractérisation de l'ASE..... 175
2.4.2 - Modélisation de la source : de l'importance des réflexions..... 177
2.4.3 - Validation expérimentale de l'influence d'une réflexion..... 179
2.5 Effet laser à 981 nm..... 182
2.5.1 - Oscillation laser à 981 nm entre les faces des cristaux..... 182
2.5.2 - A la recherche de l'oscillation laser en cavité..... 185
2.5.3 - Discussion sur l'effet laser dans ce cristal..... 187

3 - Vers le pompage par diode..... 190

4 - Conclusion..... 193

CONCLUSION _____ 195

ANNEXE A 205

CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DES FIBRES DOPÉES PAR DES IONS YTTERBIUM 205

1 - De l'intérêt de la caractérisation des fibres monomodes. 205

2 - Caractérisation du mode transverse de la fibre 205

3 - Principe de la mesure de l'absorption de la pompe ou du signal 207

3.1 Application de la méthode à l'étude de l'absorption de la pompe 208
3.2 Application de la méthode à l'étude de l'absorption du signal. 210
3.3 Bilan de l'étude 211

ANNEXE B 213

ETAT DE L'ART DES SOURCES D'ÉMISSION SPONTANÉE AMPLIFIÉE À 976 NM DANS LES FIBRES DOPÉES PAR DES IONS YTTERBIUM. 213

1 - Les fibres monomodes 213

2 - Les fibres double-cœur 214

ANNEXE C 215

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE POMPAGE SUR LE GAIN AUTOUR DE 1,55 µM DANS UN AMPLIFICATEUR À FIBRE DOPÉE PAR DES IONS ERBIUM. 215

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE 223

PUBLICATIONS LIÉES À LA THÈSE 239

Introduction

Le développement de sources lasers émettant à 976 nm, efficaces et de forte luminance, est essentiel dans des domaines comme les télécommunications. A cette longueur d'onde infrarouge est associée une longueur d'onde harmonique dans le bleu, 488 nm, utile pour la biologie ou la médecine. La longueur d'onde fondamentale (976 nm) est accessible via les diodes laser, qui représentent actuellement la solution la plus connue pour cette longueur d'onde. Bien qu'elles présentent de nombreux avantages, comme leur compacité, leur longévité, une grande efficacité électrique / optique et un faible coût lié à une fabrication industrielle, des solutions alternatives sont proposées afin de pallier leurs limitations. En effet, les diodes laser monomodes transverses délivrent une puissance limitée à quelques centaines de milliwatts, et les diodes laser de puissance, émettant plusieurs watts, présentent un faisceau fortement multimode (donc de faible qualité spatiale), problématique dans les situations où une forte densité de puissance est nécessaire. Quelques exemples d'applications des sources laser émettant à ces deux longueurs d'onde vont être donnés afin d'avoir un aperçu de leur importance dans différents domaines, avant la présentation de mon travail de thèse, décrit dans ce manuscrit.

Exemples d'applications des sources autour de 976 nm

Dans le domaine des télécommunications, les sources laser à 976 nm sont indispensables au pompage des amplificateurs à fibres dopées erbium (EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier), utilisés pour l'amplification des signaux à 1,55 µm. Bien que ces amplificateurs puissent également être pompés vers 1480 nm, les longueurs d'onde autour de 976 nm correspondent au maximum d'absorption des ions erbium. Les diodes laser sont actuellement les sources de pompage les plus utilisées pour les EDFA, avec des puissances disponibles de plusieurs watts pour les fibres double-cœur [Keopsys] pour lesquelles le pompage par des diodes multimodes est possible. Pour les fibres dopées monomodes, le pompage doit être réalisé par des diodes laser monomodes transverses, dont les faibles puissances limitent les performances de ces EDFA. Au début de ma thèse, en 2002, un rapport sur les télécommunications soulignait la faible disponibilité de sources laser monomodes transverses à 976 nm [Rapport télécom]. Il était donc intéressant de pouvoir proposer une source monomode transverse de puissance plus importante à cette longueur d'onde pour pomper ces amplificateurs à fibres.

Les sources laser à 976 nm sont aussi nécessaires pour le pompage des lasers solides basés sur des cristaux dopés par des ions des terres rares, tels que les ions erbium ou les ions ytterbium pour les lasers de puissance émettant autour de 1 µm. Ces lasers de puissance utilisent un pompage à 976 nm par des diodes laser de puissance multimodes. Ces sources sont basées soit sur des cristaux [Honea 00], soit sur des fibres optiques dopées [Jeong 04]. Une comparaison du pompage à 920 et 976 nm pour l'amplification d'un signal à 1127 nm dans des fibres dopées ytterbium a aussi montré que les longueurs d'onde autour de 976 nm sont les plus favorables pour cette application [Grot 03]. Une source de puissance à 976 nm monomode transverse est aussi utile pour le pompage de verres co-dopés erbium-ytterbium

[Grawert 05], ou de guides d'onde monomodes inscrits dans des matériaux dopés par des ions des terres rares [Romanyuk 04] par exemple. La bonne qualité spatiale de la source permet alors d'améliorer les performances en émission de ces matériaux.

Exemples d'applications des sources autour de 488 nm

De manière générale, les sources émettant dans le bleu ont de nombreuses applications, par exemple en biologie ou en médecine. Dans le domaine de la biologie, la cytométrie en flux utilise des cellules marquées par des fluorochromes sensibles à un rayonnement à 488 nm, pour, entre autres, le séquençage du génome [Smith 86]. Les sources bleues servent aussi pour la microscopie confocale de fluorescence ou l'imagerie, en utilisant des colorants ou des nano-objets à base de matériaux dopés par des ions erbium [Aigouy 03]. Une source émettant à 488 nm permet d'exciter la transition Stokes des ions erbium, et ces nano-objets se désexcitent en émettant vers 550 nm, permettant de visualiser leur présence. En médecine, les sources bleues sont utilisées en hématologie, puisque l'hémoglobine absorbe les longueurs d'onde dans le bleu. Dans de tout autres domaines, les sources émettant dans le bleu sont aussi utilisées pour la télécommunication sous-marine, d'un satellite à un sous-marin en plongée, par exemple. En effet, l'eau de mer présente un minimum d'absorption dans les longueurs d'onde autour de 488 nm [Smith 81], permettant ainsi le transfert d'informations tout en limitant les pertes par absorption.

Nous pouvons donc constater qu'il y a une forte demande de sources laser à 976 nm et à 488 nm. Certaines applications, notamment dans l'infrarouge, nécessitent des sources de puissance monomodes transverses, comme le pompage de fibres ou de guides d'onde monomodes dopés par des ions des terres rares. Puisque les diodes laser monomodes transverses disponibles délivrent des puissances limitées à quelques centaines de milliwatts, une solution est l'utilisation d'un laser basé sur un cristal de saphir dopé par des ions titane (laser Ti:Sa). Il peut en effet émettre plusieurs watts à 976 nm, mais ne peut être utilisé qu'en laboratoire. Ce laser est pompé soit par un laser Nd:YVO_4 doublé en fréquence, soit par un laser à argon ionisé de forte puissance, refroidi par eau. Les lasers à argon refroidis par air délivrent de faibles puissances vers 488 nm et sont utilisés pour les applications nécessitant des puissances modérées (biologie, microscopie). Mais ce type de laser à gaz n’est ni un outil compact, ni une source particulièrement économique, puisque son rendement électrique / optique est faible.

Pour ces deux longueurs d'onde (976 et 488 nm), des solutions basées sur des lasers à semiconducteurs sont actuellement en cours d'étude. Au début de ma thèse, les puissances des sources monomodes transverses émettant dans l'infrarouge étaient modestes, inférieures au Watt. Des produits commerciaux sont apparus, pour lesquels les puissances sont limitées, dans le bleu, à quelques dizaines de milliwatts. Le développement de sources laser émettant autour de 976 et 488 nm étant actuellement en plein essor, il est très intéressant d’étudier une solution délivrant un rayonnement laser monomode transverse pour ces deux longueurs d'onde.

Présentation de mon travail de thèse

La source infrarouge monomode transverse que nous cherchons à réaliser devra avoir une émission centrée sur 976 nm, avec une tolérance de 4 nm environ sur cette longueur d'onde, afin d'obtenir une source bleue autour de 488 nm avec une tolérance de 2 nm. Pour la réaliser, plusieurs solutions sont possibles, parmi lesquelles les sources laser solides pompées par diode. Ces sources ont de nombreux avantages, comme une très bonne durée de vie, une très bonne stabilité du faisceau de sortie, et un rendement intéressant, entre autres qualités. C'est pourquoi une alternative intéressante aux lasers à semiconducteurs, fréquemment proposés à 976 nm, est l'emploi de matériaux dopés par des ions ytterbium, puisqu'ils présentent une émission très importante à cette longueur d'onde. Mais le bénéfice de cette émission est atténué par une absorption non moins élevée, qui nécessite de travailler avec des densités de puissances de pompe importantes. La transition émettant vers 976 nm est en effet une **vraie** transition à trois niveaux. L'utiliser présentait donc un challenge que nous avons relevé. Afin de proposer une source efficace, deux types de milieux dopés ont été testés : les cristaux et les fibres optiques dopées par des ions ytterbium. Les cristaux présentent l'avantage d'avoir de très fortes sections efficaces, et donc un très fort gain pour la transition envisagée. D'un autre côté, les fibres optiques monomodes dopées permettent un bon confinement de la pompe dans le milieu dopé, facilitant ainsi l'utilisation de cette vraie transition à trois niveaux, et ne nécessitent pas de développement technologique de fibres complexes.

La source à 488 nm proposée est basée sur le doublement de la fréquence de la source à 976 nm ainsi réalisée. Pour doubler en fréquence le rayonnement de notre source, il faudra que sa puissance soit suffisamment élevée pour obtenir un rendement non négligeable avec un cristal non linéaire efficace. Le choix du cristal non linéaire se révèlera critique puisque, dans le cas de l'utilisation des fibres optiques dopées, la source ne permettra pas une conversion de fréquence intracavité. Pour le doublement de fréquence, la largeur spectrale de la source sera également une limitation. En effet, l'acceptance spectrale des cristaux non linéaire est relativement faible (de l'ordre de 0,1 nm), et pour augmenter le rendement de la conversion, il est nécessaire d'ajuster la largeur spectrale de la source sur l'acceptance spectrale du cristal non linéaire.

Ce manuscrit présente le travail que j'ai réalisé pendant mon doctorat, préparé dans l'équipe Lasers Solides et Applications (ELSA) du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (UMR CNRS 8501). Un premier chapitre est consacré à un bref état de l'art des sources autour de 976 et 488 nm. Cet état de l'art n'est pas restreint à la situation de l'étude de ces sources en 2002, au moment où j'ai débuté ma thèse. Ce domaine étant en pleine évolution, ce chapitre prend en compte les développements récents de ces études. A partir de cet état de l'art non exhaustif, je présente et justifie le choix des matériaux que nous avons utilisés pour étudier la transition autour de 976 nm. Ce choix a été guidé par des critères physiques, mais aussi par la volonté d'utiliser des matériaux disponibles commercialement, et ne nécessitant pas de développements supplémentaires. Les sources que nous avons étudiées sont ainsi principalement basées sur des fibres en silice monomodes dopées par des ions ytterbium. Nous avons aussi envisagé une alternative aux fibres avec l'étude de la transition à 976 nm dans un cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions ytterbium. La plus grande partie de ce manuscrit est néanmoins consacrée à l'étude des sources basées sur les fibres monomodes dopées.

Le chapitre II expose la modélisation mise en place pour simuler les sources basées sur ces fibres monomodes dopées par des ions ytterbium. Après avoir présenté les équations de base de la modélisation de l'évolution des puissances aux différentes longueurs d'onde utiles (915 nm pour la pompe et 976 nm pour le signal) dans la fibre dopée, les simulations seront comparées à des résultats expérimentaux qui permettront de les valider. Ces simulations utilisent les paramètres physiques de la fibre que nous avons déterminées expérimentalement, caractérisation présentée dans l'annexe A. L'influence des paramètres expérimentaux (longueur de la fibre, puissance de la pompe...), ou de l'amplification de l'émission spontanée a ainsi été étudiée afin de dimensionner les fibres pour obtenir des sources efficaces. Ces simulations nous ont aussi permis d'identifier les difficultés auxquelles nous serons confrontés.

A partir de cette étude théorique, des sources émettant autour de 976 nm, basées sur nos fibres monomodes dopées, ont été réalisées expérimentalement. Leur étude et leur comparaison avec les modèles théoriques sont exposées dans le chapitre III. Ces sources sont, d'une part, une source d'émission spontanée amplifiée et, d'autre part, une source laser, toutes deux fonctionnant en régime continu. Notre objectif étant de proposer une source émettant vers 488 nm grâce à un étage de doublement de fréquence extracavité, nous avons adapté nos sources opérant à 976 nm aux exigences de cette conversion de fréquence. Notamment, une réduction de la largeur du spectre de ces deux sources a été réalisée afin d'adapter la largeur des sources à l'acceptance spectrale du cristal non linéaire utilisé. Après avoir comparé les atouts et les faiblesses de ces sources, la source laser a été doublée en fréquence dans un guide d'onde implanté dans un cristal non linéaire. Le cristal non linéaire utilisé ainsi que les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre III.

Dans le but d'améliorer les performances du doublement de fréquence, le passage en régime impulsionnel, exposé dans le chapitre IV, est une voie intéressante, d'autant plus que nous travaillons en dehors de toute cavité résonante permettant d'augmenter les puissances disponibles pour la conversion de fréquence. Le régime impulsionnel permet alors d'atteindre des puissances crêtes élevées, et des puissances moyennes constantes. Diverses solutions sont envisageables pour l'obtenir parmi lesquelles nous avons choisi de réaliser l'amplification d'une diode laser en régime impulsionnel dans des fibres monomodes dopées par des ions ytterbium. Pour que l'amplification de la diode laser soit efficace, il faut déterminer judicieusement les cadences et les durées des impulsions. De plus, dans l'optique du doublement de fréquence de cette source, son spectre doit être contrôlé, ce qui nécessite l'utilisation d'une diode laser en cavité étendue pour affiner son spectre. Les conditions expérimentales choisies, la caractérisation du gain en régime impulsionnel et la comparaison de ces résultats avec l'étude théorique sont exposées dans ce chapitre. Il présente aussi les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre du doublement de fréquence de la source.

Le chapitre V est quant à lui consacré à l'étude de la transition proche de 976 nm dans un cristal dopé par des ions ytterbium. Les cristaux sont des candidats intéressants pour proposer une solution alternative aux fibres dopées, puisque les gains accessibles autour de 976 nm sont plus élevés que dans la silice. Néanmoins, comme dans les fibres, la transition étudiée est une vraie transition à trois niveaux et donc très délicate à obtenir. Le choix du cristal, argumenté dans le chapitre I, est critique. Nous nous sommes intéressés au cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions ytterbium. Son étude a principalement été réalisée en utilisant un laser à saphir dopé au titane comme source de pompage. Les sources ainsi obtenues ont été comparées à des simulations basées sur la modélisation que nous avons développée pour les fibres et adaptée au cas du cristal. Au vu de ces résultats, le pompage par diode laser de ce cristal a été essayé. Les difficultés rencontrées seront analysées, et quelques pistes de réflexions proposées.

Je conclurai ensuite ce manuscrit en donnant les perspectives de ce travail, ainsi que les voies d'améliorations des différentes solutions testées.

Chapitre I

Etat de l'art des sources infrarouges émettant autour de 976 nm et des sources bleues autour de 488 nm.

1 - ETAT DE L'ART DES SOURCES EMETTANT AUTOUR DE 976 NM _____10

1.1 Laser à base de saphir dopé au titane..... 10

1.2 Sources à base de semiconducteurs 10

1.2.1 - Diodes laser à émission par la tranche 11
1.2.1.1 Diodes laser avec contrôle du spectre 11
1.2.1.2 Diodes lasers "tapered"..... 12
1.2.2 - Lasers à cavité verticale émettant par la surface 12
1.2.2.1 VCSEL 12
1.2.2.2 VECSEL..... 13
1.2.3 - Synthèse des performances en lasers à semiconducteurs 14

1.3 Les matériaux dopés par des ions Ytterbium 15

1.3.1 - Spectroscopie des ions ytterbium..... 16
1.3.2 - Un paramètre primordial : l'intensité de transparence..... 16
1.3.3 - Les cristaux dopés par des ions Yb^{3+} pour l'émission à 976 nm..... 17
1.3.4 - Les fibres dopées par des ions Yb^{3+} pour l'émission à 976 nm..... 20
1.3.4.1 Les fibres monomodes..... 20
1.3.4.2 Les fibres double-cœur..... 22
1.3.4.3 Les fibres double-cœur particulières 23
1.3.4.4 Récapitulatif 25

2 - ETAT DE L'ART DES SOURCES EN REGIME CONTINU EMETTANT AUTOUR DE 488 NM_____26

2.1 Sources à émission directe autour de 488 nm 26

2.1.1 - Laser à argon ionisé 26
2.1.2 - Diodes laser émettant autour dans le bleu..... 26
2.1.3 - Matériaux ayant une raie d'émission vers 488 nm 26
2.1.4 - Upconversion dans les matériaux dopés par des ions terres rares 27

2.2 Sources émettant autour de 488 nm basées sur des conversions non linéaires. 28

2.2.1 - Somme de fréquence dans un cristal non linéaire 28
2.2.2 - Doublement de fréquence de lasers à semiconducteurs 28

2.2.2.1 - Doublement de fréquence de diodes laser à émission par la tranche..... 28
2.2.2.2 - Doublement de fréquence de lasers à cavité verticale émettant par la surface 29
2.2.3 - Doublement de fréquence de sources basées sur les matériaux dopés par des ions terres rares 30
2.3 Récapitulatif des sources émettant autour de 488 nm 31

3 - CONCLUSION _____ 32

Chapitre I

Etat de l'art des sources infrarouges émettant autour de 976 nm et des sources bleues autour de 488 nm.

Ce premier chapitre réalise un bref état de l'art des sources émettant autour de 976 et 488 nm. Il est principalement limité au cas des sources lasers à solides.

Pour les sources infrarouges, cet état de l'art est orienté vers les sources susceptibles d'être efficacement doublées en fréquence, et met en évidence les limitations des différentes solutions proposées au vu de cette application, qui nécessite une bonne qualité de faisceau et un spectre d'émission assez fin. Il est donc relativement spécifique, et ne se veut pas exhaustif. Deux classes de lasers y sont présentées. Premièrement, des solutions basées sur des lasers à semiconducteurs sont utilisables, permettant d'obtenir des puissances et des qualités de faisceaux diverses, et sont comparées dans ce paragraphe. Mais il existe aussi des sources basées sur des matériaux dopés par des ions ytterbium. Les spécificités de la transition alors mise en jeu sont explicitées et quelques notions importantes pour la suite de ce manuscrit y sont introduites. Deux types de matériaux sont envisageables : les cristaux et les fibres optiques dopées. Les critères de choix de ces matériaux sont présentés, conduisant aux solutions que nous avons choisi d'exploiter.

Les sources bleues font elles aussi l'objet d'un état de l'art non exhaustif. Il existe quelques sources à émission directe dans le bleu. Mais les performances de ces sources ne leur sont pas très favorables dans l'optique du remplacement du laser à argon ionisé. Une autre solution est l'utilisation de conversions non linéaires pour l'obtention des longueurs d'onde désirées. Plusieurs interactions non linéaires sont envisageables, comme la somme ou le doublement de fréquence, en utilisant des sources infrarouges présentées, pour la plupart, dans la partie précédente. Les différentes solutions ainsi que leurs performances seront récapitulées en fin de chapitre.

Certains résultats présentés ici sont très récents, cet aperçu n'étant pas limité à une revue des sources à 976 nm telle qu'elle était au début de ma thèse, car ce secteur est en pleine évolution. Néanmoins, il nous permettra de justifier le choix des solutions que nous avons mises en œuvre pour réaliser des sources autour de 976 et 488 nm.

1 - Etat de l'art des sources émettant autour de 976 nm

L'objet de ce paragraphe est de réaliser un bref état de l'art des sources émettant autour de 976 nm dans la perspective du doublement de fréquence. Il n'est donc pas exhaustif et ne présente que des exemples de solutions proposées ces dernières années.

1.1 Laser à base de saphir dopé au titane.

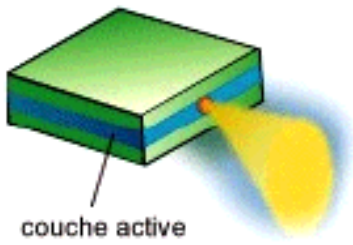
Un laser classique émettant autour de cette longueur d'onde est le laser basé sur un cristal de saphir dopé par des ions Ti^{3+} (laser Ti:Sa). Il peut émettre une puissance supérieure à 4 W à 976 nm avec un faisceau monomode transverse [Coherent], [Spectra-Physics]. Un inconvénient majeur de ce laser est sa source de pompage. Il est souvent pompé par un laser à argon ionisé émettant une puissance de l'ordre de 10 W autour de 488 et 514 nm, avec toutes les contraintes que ce laser impose : fort encombrement, consommation énergétique élevée, refroidissement par eau, maintenance... Une autre solution de pompage est l'utilisation d'un laser $Nd:YVO_4$ doublé en fréquence et émettant à 532 nm. Les avantages principaux du laser Ti:Sa sont sa qualité spatiale, sa grande accordabilité (typiquement de 675 à 1100 nm) associée à une finesse spectrale intéressante (< 0,1 nm, voire 0,003 nm), qui le rendent incontournable pour certaines applications. L'encombrement et le coût de ce système sont toutefois tels qu'il est intéressant de trouver une alternative à ce type de laser si on se restreint à 976 nm.

1.2 Sources à base de semiconducteurs

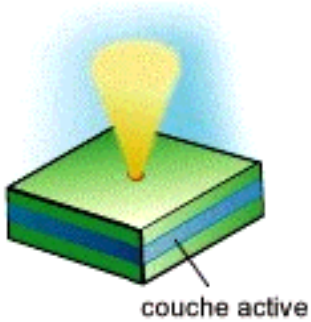
De nombreuses sources à base de semiconducteurs ont été développées pour l'émission autour de 976 nm. Elles ont bénéficié du développement des télécommunications, puisqu'elles sont nécessaires pour le pompage des EDFA. Plus récemment, l'augmentation de la puissance des lasers autour de 1 µm à base de matériaux dopés par des ions ytterbium, pompés autour de 976 nm, a aussi contribué à l'amélioration des performances des diodes laser dans ces gammes de longueurs d'onde.

Ces lasers sont obtenus par croissance cristalline de couches semiconductrices (de 0,5 à 500 nm typiquement) constituées de matériaux différents. La possibilité de choisir la composition et les dimensions de cette hétérostructure permet une ingénierie des niveaux d'énergie, afin d'obtenir la longueur d'onde d'émission voulue. Pour une émission vers 976 nm, les semiconducteurs III-V, tels que l'indium, le gallium ou l'arsenic, sont utilisés sous la forme d'alliages binaires, comme GaAs, ou ternaires, tels InGaAs, AlGaAs...

Dans la configuration la plus courante, l'émission de lumière se fait parallèlement aux couches. On parle alors de laser à émission par la tranche (figure I-1 (a)). Le faisceau émis est elliptique à cause de la géométrie du guide optique inscrit dans la couche active. Ces lasers sont pompés électriquement.



(a) Laser à émission par la tranche



(b) Laser à cavité verticale émettant par la surface

Figure I-1 : Deux types de lasers à semiconducteurs [Novalux].

Un autre type de structure a été développé, présentant une émission perpendiculaire aux couches. Il s'agit des lasers à cavité verticale émettant par la surface, ou VCSEL (Vertical Cavity Surface Emission Laser) (figure I-1 (b)). Ils ont l'avantage de présenter un faisceau monomode circulaire, et peuvent être pompés électriquement ou optiquement, et le désavantage d'émettre une puissance relativement faible.

1.2.1 - Diodes laser à émission par la tranche

Deux types de diodes laser émettant un rayonnement autour de 976 nm existent. Les diodes monomodes transverses sont des monoémetteurs de 1 x 3 μm^2. Les puissances délivrées à 976 nm sont limitées à environ 1,4 W [Lichtenstein 04] à cause de problèmes dus à des densités de puissances surfaciques trop importantes sur les faces. L'augmentation de la puissance des diodes laser monoémetteurs passe donc par l'augmentation de leur surface active (1 x 100 μm^2), entraînant une émission multimode transverse. Des puissances de l'ordre de 4 W peuvent être atteintes [JDS Uniphase]. Au-delà, des barrettes de monoémetteurs atteignent des puissances de l'ordre de 100 W, mais elles sont aussi fortement multimodes transverses [Coherent].

Dans l'optique du pompage d'amplificateurs à fibres monomodes ou d'obtenir une source bleue par doublement de fréquence, ces sources à semiconducteur émettant à 976 nm doivent être monomodes transverses, ce qui les limite en puissance. D'autre part, elles ont un spectre relativement large (de 1 à 5 nm), et très dépendant de la puissance d'émission, du courant de polarisation et de la température. Ceci constitue aussi un problème pour le doublement de fréquence de la source.

1.2.1.1 Diodes laser avec contrôle du spectre

Diverses solutions ont été proposées pour contrôler le spectre des diodes laser. Il existe ainsi des diodes DFB (Distributed FeedBack), ou DBR (Distributed Bragg Reflector), dont le spectre est fin (de l'ordre de 5 MHz), bien défini et stabilisé. Ces diodes sont commerciales pour des puissances faibles de l'ordre de 10 mW pour les diodes DFB, par exemple [Nanoplus].

Une autre possibilité est l'emploi de diodes laser en cavité étendue, qui sont dotées d'un réseau de diffraction externe à la diode renvoyant une partie de sa puissance émise dans le milieu à gain autour de la bande spectrale intéressante. Dans ce cas, le spectre de la diode est fin et commandé par le réseau de diffraction. Mais ces dispositifs sont sensibles à la stabilité mécanique de leur structure. Deux types de technologies existent. L'une utilise un réseau de

diffraction par réflexion, comme les diodes monomodes transverses en cavités externes commercialisées par Toptica, pouvant délivrer jusqu'à 300 mW à 976 nm [Toptica]. Une autre technique utilise un réseau de Bragg volumique, comme les diodes multimodes commercialisées par PD-LD, émettant jusqu'à 2 W pour une largeur spectrale de 0,5 nm [PD-LD]. Cette méthode est aussi employée avec un réseau de Bragg fibré, pour les applications des télécommunications [Ventrudo 94]. La longueur d'onde n'est alors pas accordable, puisque elle est fixée par le pas du réseau de Bragg. Cette technique est maintenant couramment utilisée pour les diodes laser permettant le pompage des amplificateurs à fibres dopées erbium. Des puissances de 300 mW pour un spectre stabilisé de largeur 1 nm sont disponibles commercialement [Avanex].

1.2.1.2 Diodes lasers "tapered"

Pour pallier le problème de la "faible" puissance des diodes laser monomodes transverses, des diodes laser "tapered", ou en entonnoir, sont développées. Elles sont conçues pour avoir de meilleures qualités de faisceaux que les diodes laser classiques. Elles présentent une zone de gain monomode transverse émettant vers une zone d'amplification en entonnoir, permettant à la fois l'amplification de l'émission et une meilleure qualité spatiale du faisceau émis (figure I-2).

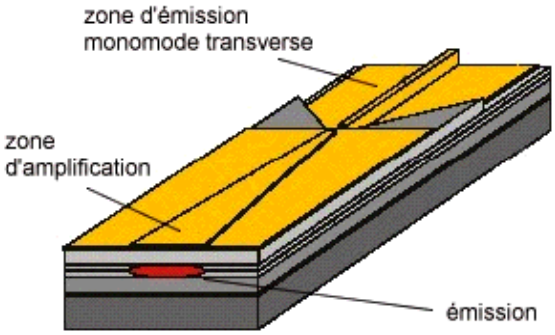


Figure I-2 : Schéma d'une diode laser en entonnoir [Paschke 04]

Ces diodes laser ont démontré de fortes puissances autour de 976 nm, comme une puissance de 6,7 W, avec un faisceau proche de la limite de diffraction (M^2 de l'ordre de 1,4), mais présentent de l'astigmatisme [Paschke 04]. Cette solution permet donc d'allier puissance et bonne qualité spatiale pour des lasers à émission par la tranche. La largeur spectrale de ces sources est néanmoins grande, de l'ordre de 4 nm.

Les diodes "tapered" peuvent elles aussi être mises en cavités étendues pour réduire la largeur de leur spectre. Avec un réseau de diffraction en configuration Littrow, des puissances supérieures à 2,5 W ont été obtenues récemment, pour une gamme d'émission entre 990 et 1040 nm [Kelemen 03]. Le faisceau a une bonne qualité spatiale à forte puissance bien que pas tout à fait monomode transverse ($M^2 < 2$), avec une largeur spectrale inférieure à 0,1 nm.

1.2.2 - Lasers à cavité verticale émettant par la surface

1.2.2.1 VCSEL

Un laser à cavité verticale émettant par la surface, ou Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers (VCSEL), est composé d'une cavité amplificatrice comprise entre deux miroirs de Bragg (figure I-3). La zone active est constituée de multiples puits quantiques, dont la composition et les épaisseurs sont déterminées en fonction de la longueur d'onde souhaitée. Les miroirs de

Bragg sont deux miroirs de haute réflectivité autour de la longueur d'onde d'émission. La structure est donc entièrement épitaxiée sur un substrat.

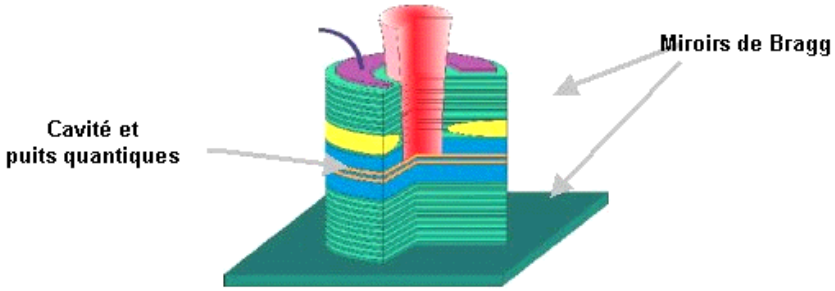


Figure I-3 : Schéma d'un VCSEL [LEOM].

Les VCSEL sont des structures relativement simples à fabriquer, leur croissance en couche ne nécessitant pas de reprise d'épitaxie. Elles peuvent être produites en série avec un coût de fabrication faible. D'autre part, la structure engendre un faisceau à symétrie de révolution sans astigmatisme, et leur émission peut être monomode longitudinale. Ces structures sont pompées électriquement. Des effets thermiques apparaissant dans la structure lors d'un pompage important limitent la puissance émise. Des puissances de l'ordre de 7 mW en faisceau monomode transverse ont été obtenues [Zhou 02].

1.2.2.2 VECSEL

Une façon de remédier à la limitation des VCSEL en puissance est de séparer l'un des miroirs de la cavité de la zone à gain. Ceci permet d'agrandir le diamètre du mode fondamental de la cavité, et donc d'extraire plus de puissance du laser tout en conservant une émission monomode transverse. On parle alors de laser à cavité verticale étendue émettant par la surface (VECSEL pour Vertical-Extended-Cavity Surface-Emitting Laser). On utilise un "demi-VCSEL", c'est-à-dire le milieu à gain et un miroir de Bragg, avec un miroir externe (figure I-4).

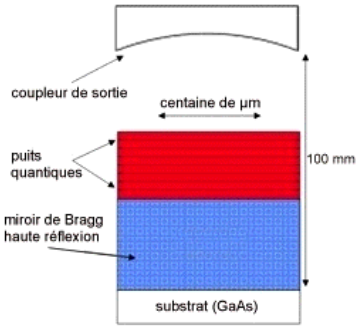


Figure I-4 : Schéma d'un VECSEL [Sandia].

Les VECSEL utilisent des miroirs concaves, ce qui permet d'augmenter la zone de gain jusqu'à un diamètre de l'ordre de 100 µm tout en conservant un faisceau monomode transverse, avec un pompage électrique [Hadley 93]. Une technologie commerciale est dérivée des VECSEL, et des systèmes produisant une puissance de 500 mW en faisceau monomode transverse ou de 1 W en faisceau multimode sont disponibles commercialement [Novalux].

Le pompage électrique n'étant pas une technique efficace pour la montée en puissance de l'émission de ces structures, le pompage optique est souvent utilisé [Kuznetsov 97]. En effet,

les structures peuvent être conçues pour être absorbantes aux longueurs d'onde où des diodes laser de puissance ont été développées. Une puissance de pompe importante permet alors d'augmenter la puissance émise par le VECSEL. D'autre part, la zone pompée optiquement peut être définie de façon à obtenir une émission monomode transverse en utilisant une diode laser de pompage multimode transverse, ce qui rend cette solution particulièrement intéressante, la structure se comportant comme un convertisseur de mode spatial (figure I-5).

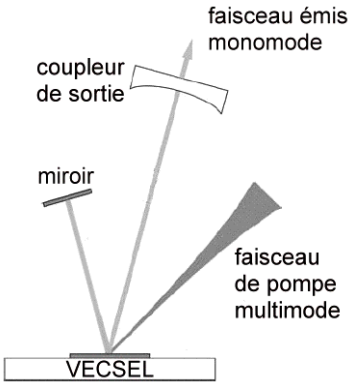


Figure I-5 : Pompage optique d'un VECSEL

Avec ce type de pompage, des structures épitaxiées sur des substrats fins ont permis d'atteindre récemment des puissances de 8 W autour de 1000 nm, pour une puissance de pompe de 16 W à 808 nm, avec une bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1,8$) [Lutgen 03]. Ces sources ont une largeur spectrale de l'ordre de 2 à 3 nm. L'inconvénient majeur de ces sources est la forte dépendance de leur spectre avec la température, et donc avec l'échauffement de la structure et la puissance de pompage. Il faut donc introduire un élément sélectif spectralement dans la cavité, tel un filtre de Lyot ou un étalon Fabry-Pérot. Une largeur de spectre de l'ordre de 0,1 nm a ainsi été obtenue pour une accordabilité de 970 à 995 nm, avec un filtre biréfringent placé dans la cavité [Abram 04], conduisant à une puissance maximale de 1 W autour de 976 nm, pour une puissance de pompe de 10 W à 808 nm. La montée en puissance via le pompage optique est une solution efficace, et une puissance de 30 W à 976 nm, émise dans un faisceau monomode, a récemment été démontrée avec l'utilisation d'une structure pompée avec une puissance de 80 W à 808 nm, nécessitant néanmoins le refroidissement de la structure vers 10 °C [Chilla 04].

Les VECSEL sont actuellement la meilleure solution proposée en lasers à semiconducteurs pour la réalisation de sources à 976 nm de forte puissance, et sont encore en cours d'étude aujourd'hui.

1.2.3 - Synthèse des performances en lasers à semiconducteurs

Le tableau suivant (tableau I-1) compare les diverses solutions proposées au cours de cet aperçu des lasers à semiconducteurs.

	Avantages	Inconvénients
Diode laser à émission par la tranche		
monomodes	qualité spatiale	puissance (≤ 600 mW), spectre large (1 à 3 nm)
multimodes	forte puissance (≤ 100 W)	qualité spatiale mauvaise, spectre large (2 à 5 nm)
cavités étendues	qualité spatiale (pour une diode monomode transverse), spectre contrôlé (< 1 nm)	puissance limitée en monomode transverse (≤ 300 mW)
tapered	qualité spatiale, puissances élevées (6 W possible)	complexe, astigmatisme, largeur spectrale (environ 4 nm)
tapered en cavité étendue	qualité spatiale, puissances élevées (environ 1 W), spectre contrôlé (environ 0,1 nm)	complexe, encore peu répandu, astigmatisme
Laser à cavité verticale émettant par la surface		
VCSEL	faisceau circulaire, monomode transverse possible	pompage électrique, faible puissance (≤ 10 mW)
VECSEL	pompage optique, puissance élevée (30 W possible), faisceau circulaire, monomode transverse possible	spectre large (environ 2 nm), limitation par les effets thermiques
VECSEL avec contrôle spectral	pompage optique faisceau circulaire, monomode transverse possible spectre contrôlé (0,1 nm environ)	limitation par les effets thermiques

Tableau I-1 : Récapitulatif des avantages et inconvénients des solutions à base de lasers à semiconducteurs.

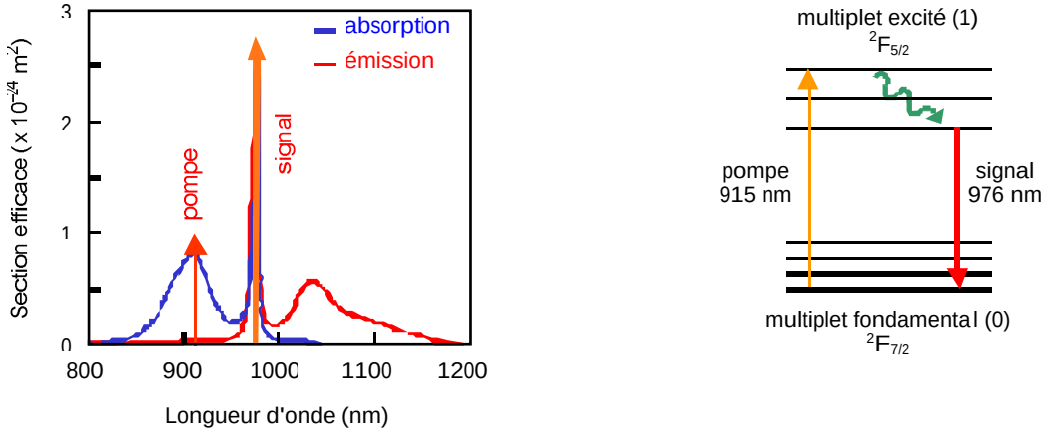
1.3 Les matériaux dopés par des ions Ytterbium

Les matériaux dopés par des ions de terres rares ou des ions métalliques sont couramment utilisés pour réaliser des sources laser. Parmi tous les ions utilisables, seuls les ions ytterbium, qui font partie des ions terre rares, ont une transition vers 976 nm. Nous avons donc choisi d'étudier une solution basée sur des matériaux dopés par des ions ytterbium, utilisant soit des cristaux, soit des fibres optiques.

Après une rapide description de la spectroscopie des ions ytterbium, les spécificités de la vraie transition à trois niveaux mise en jeu sont décrites, avec l'introduction de la notion de transparence du milieu dopé. Les solutions envisageables pour la réalisation d'une source laser émettant autour de 976 nm seront décrites, et un état de l'art des sources ainsi réalisées est présenté dans ce paragraphe.

1.3.1 - Spectroscopie des ions ytterbium

Comme le montrent les spectres d'absorption et d'émission des ions Yb^{3+} dans la silice (figure I-6 (a)), les matériaux dopés par des ions Yb^{3+} présentent une section efficace d'émission très importante vers 976 nm, associée à une bande d'absorption vers 915 nm.



(a) Spectres d'absorption et d'émission *(b) Niveaux d'énergie*

Figure I-6 : Spectroscopie des ions Yb^{3+} dans une matrice de silice.

Selon la matrice cristalline ou amorphe utilisée, les sections efficaces d'émission vers 976 nm et d'absorption vers 915 nm sont plus ou moins élevées. Avec une bande d'absorption d'une dizaine de nanomètres de largeur à mi-hauteur vers 915 nm, le pompage par diode pourra être envisagé. Néanmoins, cette forte émission autour de 976 nm est accompagnée d'une absorption toute aussi intense. Le pompage s'effectue entre le sous-niveau le plus bas du multiplet $^2F_{7/2}$ et le sous-niveau le plus haut du multiplet $^3F_{5/2}$ (figure I-6 (b)). L'émission a lieu entre le sous-niveau le plus bas du multiplet $^3F_{5/2}$ et le sous-niveau le plus bas du multiplet $^2F_{7/2}$. C'est donc une vraie transition à 3 niveaux, qui impose des contraintes importantes sur le pompage de ces matériaux afin d'obtenir l'émission autour de 976 nm.

1.3.2 - Un paramètre primordial : l'intensité de transparence

Le matériau dopé par des ions ytterbium absorbe tout rayonnement autour de 976 nm en l'absence de pompage. Pour obtenir une émission vers 976 nm, le pompage du matériau devra être suffisamment intense pour annuler l'absorption à cette longueur d'onde, et réaliser l'inversion de population dans le milieu dopé. Il faut donc que l'intensité de pompage autour de 915 nm soit suffisante pour atteindre la transparence du milieu dopé vers 976 nm. Cette intensité, correspondant à l'annulation de l'absorption dans le matériau, est appelée intensité de transparence dans toute la suite du manuscrit.

L'expression de l'intensité de transparence (I-1) se déduit des équations d'évolution des densités de population, qui seront détaillées dans le chapitre II-1 :

$$I_{trans} = \frac{hc}{\tau \lambda_p} \frac{\sigma_s^{abs}}{\sigma_s^{em} \sigma_p^{abs} - \sigma_s^{abs} \sigma_p^{em}} . \qquad \text{(I-1)}$$

Dans cette expression, τ est le temps de vie de l'état excité, et λ_p la longueur d'onde de la pompe. σ_p^{abs} et σ_p^{em} sont les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde

de la pompe. σ_s^{abs} et σ_s^{em} sont celles à la longueur d'onde du signal. La section efficace d'émission à 915 nm étant négligeable devant la section efficace d'absorption, l'intensité de transparence peut s'écrire (I-2) :

$$I_{trans} = \frac{hc}{\tau \lambda_p} \frac{\sigma_s^{abs}}{\sigma_s^{em} \sigma_p^{abs}} . \qquad \text{(I-2)}$$

En l'absence d'absorption à la longueur d'onde du signal, comme dans le cas des transitions à 4 niveaux, l'intensité de transparence est nulle et le milieu est toujours transparent à la longueur d'onde du signal. Par contre, cette intensité de transparence est non nulle pour les transitions à 3 niveaux. Elle est un facteur limitant pour l'utilisation de ces transitions. En effet, l'intensité de pompage doit être supérieure à cette intensité sur toute la longueur du milieu dopé pour que l'émission engendrée ne soit pas réabsorbée. Il faut donc que cette intensité de transparence ne soit pas trop élevée. Elle est alors un critère décisif pour le choix de la matrice hôte des ions ytterbium.

Il existe différents types de milieux dopés par des ions ytterbium. Nous pouvons utiliser des cristaux ou des fibres optiques. Nous allons voir ces différents types de matériaux ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients. Enfin, je présenterai les solutions que j'ai étudiées.

1.3.3 - Les cristaux dopés par des ions Yb^{3+} pour l'émission à 976 nm

Les cristaux dopés par des ions Yb^{3+} sont des matériaux intéressants pour leur diversité et leur disponibilité, et de nouveaux cristaux sont régulièrement mis au point pour des applications spécifiques. Ils permettent de réaliser des sources simples, compactes, et ont souvent été utilisés pour leur émission autour de 1030 nm, pour la réalisation de sources laser de puissance, ou de sources femtosecondes qui exploitent la grande largeur du spectre d'émission dans cette gamme de longueur d'onde. Néanmoins la transition à trois niveaux que nous allons étudier étant difficile à mettre en œuvre, il va falloir être soigneux sur le choix du cristal que nous allons utiliser.

Puisqu'il existe différents types de matrices dopées par des ions ytterbium susceptibles d'être utilisables pour notre projet, nous allons étudier leurs intensités de transparence afin d'établir un critère de choix judicieux. Le tableau I-2 présente les caractéristiques spectroscopiques des principaux cristaux envisagés pour notre application [Yiou 03-1]. Dans ce tableau, λ_p est la longueur d'onde de pompe et λ_s celle du laser. σ_p^{abs} (σ_s^{abs}) est la section efficace d'absorption et σ_p^{em} (σ_s^{em}) celle d'émission à la longueur d'onde de la pompe (respectivement du laser). I_{trans} est l'intensité de transparence, et g le gain petit signal calculé pour une intensité de pompe égale à 10 fois l'intensité de transparence (équation I-3).

Cristal	$Sr_5(PO_4)_3F$ (S-FAP)	$KY(WO_4)_2$ (KYW)	$KG(WO_4)_2$ (KGW)	$Y_3Al_5O_{12}$ (YAG)	Silice	YVO_4
λ_p (nm) σ_p^{abs} / σ_p^{em} (10^{-20} cm^2)	900 9 / 0	931 3 / 0,3	935 3 / 0,6	941 0,8 / 0,2	915 0,8 / 0	970 2 / 0,8
λ_s (nm) σ_s^{abs} / σ_s^{em} (10^{-20} cm^2)	985 10 / 10	981 13 / 16	981 12 / 15	981 0,7 / 1	977 2,5 / 3	985 7 / 4
τ (ms)	1,1	0,23 à 0,6	0,6	0,95	0,84	0,3
I_{trans} (kW/cm^2)	2	27 à 10	11	26	33	132
g @ 10 x I_{trans} (cm^{-1})	49	66	52	35	14	6

Tableau I-2 : Quelques cristaux et matrices présentant une émission autour de 976 nm. (références : S-FAP [DeLoach 94], KYW et KGW [Kuleshov 97-1], [Kisel 03], YAG [Sumida 94], silice [Pachotta 97], YVO_4 [Kränkel 04])

Le premier critère de choix que nous utilisons est l'intensité de transparence. D'après son expression (I-1), il faudrait maximiser le temps de vie, les sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde de la pompe et d'émission à celle du laser et minimiser la section efficace d'absorption du laser pour diminuer l'intensité de transparence. D'après le tableau I-2, le cristal de Yb:S-FAP de type fluoroapatite [DeLoach 94] présente à la fois le temps de vie le plus long et la plus forte section efficace d'absorption à la longueur d'onde de la pompe. Il a ainsi une intensité de transparence très faible.

Le deuxième critère de choix est le gain à la longueur d'onde d'émission. Plus ce gain est élevé, plus l'amplification à cette longueur d'onde sera forte, et le seuil laser faible. Nous avons donc comparé le gain linéique théorique des différentes matrices pour une intensité de pompe égale à 10 fois l'intensité de transparence (I-3), où N_{tot} est le dopage du cristal. Ce facteur 10 est un facteur arbitraire qui ne change pas la répartition relative des gains donnés dans le tableau I-2. Pour maximiser le gain, il faut maximiser les sections efficaces à la longueur d'onde du laser et diminuer la section efficace d'absorption σ_s^{abs} par rapport à celle d'émission σ_s^{em} .

$$\text{gain @ } 10 \times I_{trans} \approx N_{tot}\, \sigma_s^{em}\, \frac{9\,\sigma_s^{abs}}{10\,\sigma_s^{abs} + \sigma_s^{em}} \quad . \qquad \text{(I-3)}$$

Il s'avère que la famille cristalline présentant le gain le plus important est la famille des tungstates et principalement le cristal de Yb:KYW, puisqu'il présente la plus forte section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde du laser.

La comparaison des cristaux du tableau I-2 est récapitulée sur la figure I-7, où les deux critères de choix sont présentés.

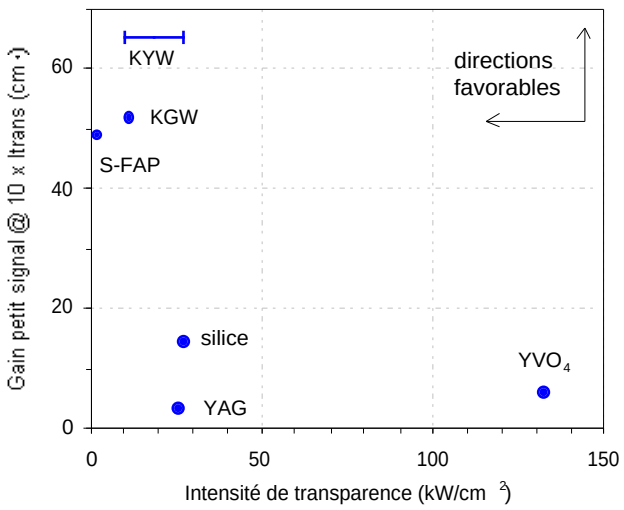


Figure I-7 : Comparaison du gain petit signal à 10 fois l'intensité de transparence des cristaux dopés ytterbium en fonction de leur intensité de transparence.

Les cristaux de Yb:S-FAP ont déjà été utilisés pour réaliser un laser à 3 niveaux [Yiou 03-2]. Leur émission à 985 nm a été démontrée avec un pompage par un laser Ti:Sa à 900 nm, limité par la diffraction. Un cristal de 4 mm de long, avec une concentration de $1{,}9.10^{19}$ ions Yb^{3+} par cm^3, a été inséré dans une cavité concave-concave. Une puissance de 250 mW à 985 nm a ainsi été obtenue pour un pompage de 1,5 W. La puissance de pompe incidente au seuil est de 200 mW, et l'efficacité du laser par rapport à la puissance de pompe incidente est de 20 %. A notre connaissance, cette publication est la seule démontrant un effet laser dans un cristal dopé par des ions Yb^{3+} sur cette transition trois niveaux.

Cependant, les cristaux de Yb:S-FAP ne sont pas disponibles commercialement, et il n'existe pas de diode laser de puissance suffisamment brillante à 900 nm pour permettre leur pompage par diode. Nous nous sommes donc intéressés aux tungstates (Yb:KYW et Yb:KGW), qui ont eux aussi des intensités de transparence raisonnables, et ont un gain plus important que les fluoroapatites.

Les performances de ces cristaux vont néanmoins être limitées par la nécessité de dépasser l'intensité de transparence sur toute la longueur du cristal. Il faudra donc que la longueur de Rayleigh Z_R du laser de pompe soit suffisamment grande pour que le cristal soit transparent à la longueur d'onde de l'émission, autrement dit, que la longueur du cristal soit inférieure à la longueur de Rayleigh de la source de pompage utilisée (figure I-8). Ou alors, il faut disposer d'une source très brillante, permettant d'obtenir une intensité suffisamment importante, même en dehors de la zone de Rayleigh.

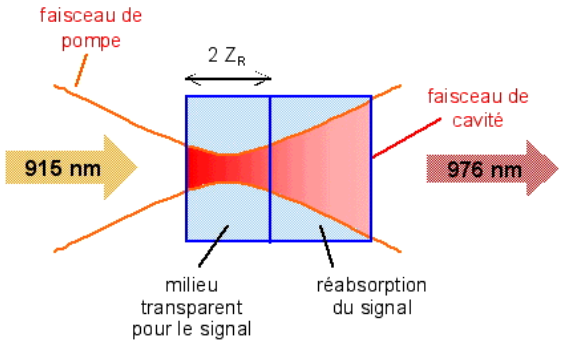


Figure I-8 : Propagation de la pompe dans un cristal de longueur supérieure à la distance de Rayleigh du laser de pompage.

1.3.4 - Les fibres dopées par des ions Yb^{3+} pour l'émission à 976 nm

Malgré un gain beaucoup plus faible dans la silice que dans les cristaux identifiés précédemment (à cause d'une section efficace d'émission à 976 nm réduite) et une intensité de transparence 15 fois plus élevée que celle du cristal de Yb:S-FAP (figure I-7), l'utilisation de fibres en silice dopée par des ions Yb^{3+} permet de confiner la pompe dans le milieu dopé, et d'atteindre facilement l'intensité de transparence sur la longueur de ce milieu dopé. Elles permettent de garantir une forte interaction du faisceau de pompe avec l'ion dopant, sur une grande longueur grâce au confinement de la lumière dans le cœur de la fibre.

Il existe deux types de fibres dopées à l'ytterbium utilisées pour cette transition : les fibres monomodes ou les fibres double-cœur, qui possèdent un cœur dopé monomode et un cœur non dopé multimode pour transporter l'onde de pompe.

1.3.4.1 Les fibres monomodes

Les fibres monomodes présentent un recouvrement entre la pompe et le milieu dopé très important, de 70 à 80 %, puisque la pompe se propage dans le cœur dopé de la fibre (figure I-9). Ceci permet d'obtenir une puissance de transparence très faible, typiquement de l'ordre de 10 mW pour une fibre de 5 µm de diamètre de cœur (I-4) :

$$P_{trans} = I_{trans} \frac{\pi\, b^2}{\Gamma_p}, \qquad \text{(I-4)}$$

où b est le rayon du cœur dopé de la fibre, et Γ_p le facteur de recouvrement du faisceau de pompe avec le cœur dopé de la fibre.

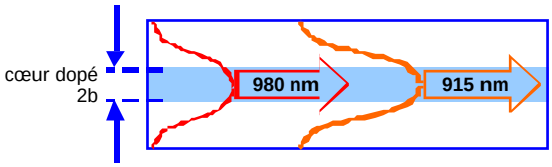


Figure I-9 : Principe d'une fibre monomode.

Ces fibres ont été les premières utilisées pour exploiter la transition autour de 976 nm, et réaliser une source laser à cette longueur d'onde[1]. La puissance émise par les lasers basés sur

[1] Des sources d'émission spontanée amplifiée autour de 976 nm ont aussi été réalisées. Leur état de l'art est donné en annexe B.

ces fibres monomodes est limitée par la source de pompage, qui doit être monomode transverse, afin d'être efficacement injectée dans la fibre. Il est en effet difficile d'avoir une puissance de pompe importante : les sources de pompage monomodes transverses vers 920 nm sont principalement des diodes lasers, dont la puissance est limitée à quelques centaines de mW [Fu 94]. D'autres sources de pompage ont été testées, comme le laser à saphir dopé au titane [Magne 94], des lasers à colorants [Armitage 89, Hanna 89], ou un laser Nd:YAG à 946 nm [Zenteno 00].

Le laser à fibre utilise la fibre dopée comme milieu à gain, entourée par une cavité. Celle-ci peut être simplement formée par les extrémités clivées de la fibre [Armitage 89], ou plus efficacement par un miroir de haute réflexion, l'autre extrémité de la fibre clivée droite constituant le coupleur de sortie. Une très bonne efficacité laser de 67 % par rapport à la pompe absorbée a ainsi été obtenue par une équipe de l'Optoelectronics Research Center (ORC), à Southampton, à partir d'une fibre monomode pompée par un laser à colorant [Hanna 90]. Cependant, le spectre d'émission est, dans ces cas, relativement large, typiquement de quelques nanomètres. Il peut être affiné en utilisant un réseau de diffraction massif [Magne 94], ou fibré [Fu 04] à la place d'un miroir. Les meilleurs résultats à cette longueur d'onde ont été décrits par Zenteno *et al.*, qui ont obtenu une puissance de 655 mW à 980 nm, pour une puissance de pompe incidente de 1,15 W issue d'un laser Nd:YAG émettant à 946 nm et pompé par diode [Zenteno 00].

Laboratoire [référence]	**Caractéristiques de la fibre**	**Laser de pompe**	**Caractéristiques du laser**	**Remarques**
BTRL [Armitage 89]	diamètre du cœur : 2,1 µm, dopage : 2.10^{20} Yb^{3+}/cm^3, longueur : 8,6 cm	laser à colorant (890 nm)	10 mW à 980 nm pour 48 mW à 890 nm (absorption de la pompe : 80 %), seuil : 16 mW, efficacité par rapport à la pompe incidente : 38%	fibre clivée droite
ORC [Hanna 90]	diamètre du cœur : 3,7 µm, dopage : 580 ppm Yb^{3+}, longueur : 50 cm	laser à colorant (900 nm)	9,3 mW à 974 nm pour 25 mW absorbés à 900 nm, seuil : 11,5 mW absorbés, efficacité par rapport à la pompe absorbée : 67 %	entrée : miroir R > 99 % de 930 à 1200 nm, sortie : fibre clivée droite.
LTSI [Magne 94]	diamètre du cœur : 4 µm, dopage : 85 ppm Yb^{3+}, longueur : 120 cm	laser Ti:Sa (900 nm)	efficacité : 10 %	utilisation d'un réseau de diffraction, largeur : 0,2 nm, accordabilité : 3 nm

Corning [Zenteno 00]	diamètre du cœur : 4 µm, dopage : 0,2 % wt Yb^{3+}, longueur : 50 cm	laser Nd:YAG (946 nm)	655 mW à 980 nm pour 1,15 W à 946 nm (absorption de la pompe : 85 %), seuil : 41 mW efficacité par rapport à la pompe incidente : 59 %	entrée : miroir de Bragg à 980 nm (largeur 0,5 nm, R > 99 %), sortie : miroir de Bragg à 946 nm et coupleur de Bragg à 980 nm (largeur 0,5 nm, T = 5 %) largeur de la raie laser : 0,15 nm
ORC [Fu 04]	dopage : 20000 ppm Yb^{3+}, longueur : 5,2 cm	diode laser monomode (910 nm)	38,2 mW à 977 nm pour 150 mW à 910 nm (absorption de la pompe : 74 %), seuil : 60 mW, efficacité par rapport à la pompe incidente : 61 %	réseau de Bragg le long de la fibre dopé (DFB)

Tableau I-3 : Etat de l'art des sources laser réalisées à partir de fibres monomodes.

1.3.4.2 Les fibres double-cœur

Pour permettre une montée en puissance du pompage en autorisant l'utilisation de diodes laser de pompe multimodes, le concept de fibres double-cœur (DC) a été développé. Ces fibres sont constituées par un cœur dopé dans lequel est amplifié le signal entouré d'un deuxième cœur non dopé plus large dans lequel est confinée l'onde de pompe. Ce cœur est ensuite entouré d'une gaine de confinement (figure I-10).

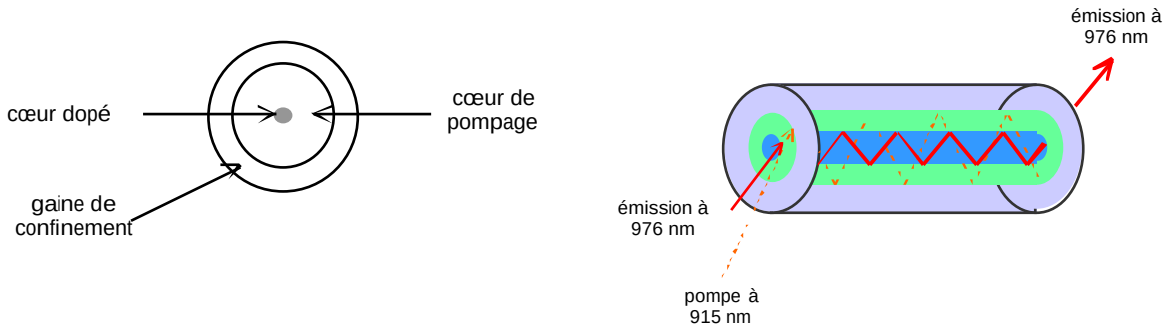


Figure I-10 : Principe de la fibre double-cœur.

Ces fibres ont initialement été développées pour l'amplification de la transition à 1030 nm de l'ytterbium. Le diamètre du cœur dopé, typiquement de 5 µm, est très inférieur à celui du cœur de pompage (de l'ordre de 125 µm). Le recouvrement entre le cœur dopé et la pompe est alors très faible (inférieur à 1 %), et la puissance de transparence pour notre transition très élevée. Pour une fibre double-cœur classique, avec les paramètres donnés dans le tableau I-5, une puissance minimale de 3 W est nécessaire pour éviter la réabsorption à 976 nm. Cette valeur est totalement rédhibitoire, les diodes laser multimodes de puissance commercialisées au début de ma thèse ne délivrant qu'une puissance maximale de l'ordre de 3 W pour une zone émettrice de 1 x 100 μm^2.

1.3.4.3 Les fibres double-cœur particulières

Quelques fibres spécifiques double-cœur pour l'émission à 976 nm de l'ytterbium ont été développées en laboratoire pour pallier cette puissance de transparence élevée, et permettre la réalisation de sources laser à cette longueur d'onde[2]. Le but des structures développées est d'augmenter le recouvrement entre le cœur dopé et le faisceau de pompe, d'autoriser le pompage par des diodes laser de puissance multimodes, tout en maintenant le cœur dopé monomode. Il faut donc réduire la taille du cœur de pompe, et, si possible, augmenter son ouverture numérique (ON) pour coupler efficacement la puissance de ces diodes laser.

L'ORC [Nilsson 98] a proposé une fibre ayant un cœur monomode circulaire et non dopé, entouré par un milieu à gain en anneau, et un cœur de pompage rectangulaire (figure I-11) pour augmenter l'efficacité à 976 nm, et diminuer l'influence de l'émission autour de 1030 nm. Mais cette méthode augmente le seuil de l'effet laser.

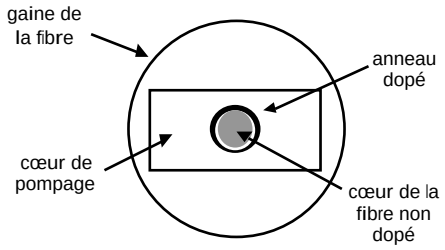


Figure I-11 : Géométrie de la fibre proposée par l'ORC [Nilsson 98]

Une autre géométrie a été proposée par une équipe de Corning (figure I-12). Le cœur dopé est circulaire, mais le cœur de pompage est elliptique [Zenteno 01]. Ils ont ainsi obtenu une source efficace de 1 W de puissance à 974 nm, avec une efficacité de 48 % par rapport à la puissance de pompe incidente.

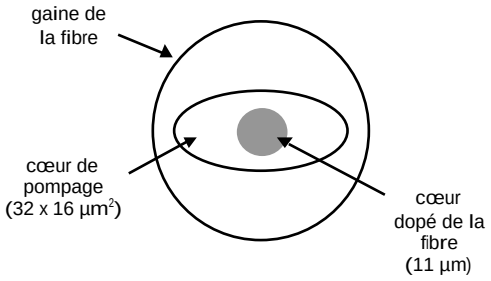


Figure I-12 : Géométrie de la fibre utilisée par Corning [Zenteno 01]

Des fibres microstructurées ont été étudiées par l'ORC. Dans ces fibres, la pompe se propage dans un cœur non dopé entouré d'une gaine formée d'une structure de trous d'air permettant un confinement par réflexion totale interne (figure I-13). Le confinement de la pompe et l'ouverture numérique du cœur de pompage (de l'ordre de 0,5) étant très importants, le diamètre du cœur de pompe peut être diminué. Ainsi le rapport entre le diamètre de cœur et celui de pompe augmente, ce qui augmente le recouvrement (environ 20 %) et diminue la puissance de transparence. Elle reste néanmoins élevée, de l'ordre de 700 mW. Généralement, ces fibres utilisent un dopage en anneau, selon le principe proposé par [Nilsson 98].

[2] Des sources d'émission spontanée amplifiée à 976 nm sont aussi réalisées avec ces fibres (cf. annexe B).

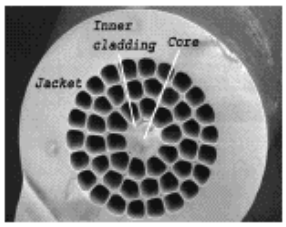


Figure I-13 : Fibre double-cœur microstructurée [Yla-Jarkko 03].

Laboratoire [référence]	**Caractéristiques de la fibre**	**Laser de pompe**	**Puissance du laser**	**Remarques**
Fiber Optics Research Center [Kurkov 01]	diamètre du cœur dopé : 6 µm, diamètre du cœur de pompage : 25 µm, ON : 0,22	source SuperFocus [Rayteq]	800 mW à 978 nm pour 2,2 W de pompe (absorption de la pompe : 73 %), seuil : 800 mW, efficacité par rapport à la pompe incidente : 53 %	réseaux de diffraction fibrés, réflexion : 99 % (entrée) et 70 % (sortie)
Corning [Zenteno 01]	diamètre du cœur dopé : 11 µm, taille du cœur de pompage : 32 x 16 μm^2 (gaine elliptique), ON : 0,5, dopage : 0,45 wt% Yb^{3+} longueur : 30 cm	diode laser (915 nm)	1 W à 974 nm pour 2,5 W à 915 nm, seuil : 330 mW, efficacité par rapport à la pompe incidente : 48 %	miroir HR à 915 et 980 nm, HT de 1010 à 1050 nm, face de la fibre clivée à 0,5°
ORC [Renaud 01]	diamètre du cœur dopé : 14 µm, diamètre du cœur de pompage : 42 µm, ON : 0,2, longueur : 40 cm	barrette de diodes laser	120 mW pour 1,3 W de pompe (absorption de la pompe : 40 %), seuil : 730 mW, efficacité par rapport à la pompe incidente : 31 %	simple passage de la pompe
ORC [Yla-Jarkko 03]	diamètre du cœur dopé : 10 µm, diamètre du cœur de pompage : 28 µm, ON : 0,5, fibre microstructurée, longueur : 40 cm	2 diodes laser (915 nm)	3,5 W à 977 nm pour 9,4 W à 915 nm (absorption de la pompe : 65 %), seuil : 0,41 W (0,26 W absorbés), efficacités : 42 % / pompe incidente 65 % / pompe absorbée	face de la fibre clivée droite (R ~ 4 %) miroir HR à 915 et 977 nm largeur spectrale : 0,2 nm

Tableau I-4 : Etat de l'art des sources laser réalisées à partir de fibres double-cœur pour l'émission à 976 nm.

Les fibres double-cœur microstructurées de l'ORC (figure I-13) donnent actuellement les meilleures performances en terme de puissance émise à 976 nm grâce au pompage direct par

des diodes laser multimodes à 915 nm. Elles ont été utilisées pour réaliser, entre autres, une source laser [Yla-Jarkko 03] et l'amplification d'une diode laser en régime continu avec un gain de 11,6 dB permettant d'accéder à une puissance de 4,3 W, pour une puissance de pompe de 11 W [Soh 04-1]. Ces fibres sont pompées par deux diodes laser à 915 nm combinées par polarisation. La puissance totale délivrée par ces diodes est de 18 W. Un couplage de 50 % dans la fibre dopée leur permet de disposer d'une puissance de pompe de 9 W environ [Yla-Jarkko 03]. Une autre source utilisée par l'ORC est constituée d'un module comprenant deux diodes à émetteur large (1x100 µm^2) délivrant chacune une puissance de 4 W, injectée dans une fibre de 30 µm de diamètre de cœur et d'ouverture numérique 0,3. La puissance couplée dans la fibre dopée est alors de 5 W [Selvas 03]. Ces fibres, qui utilisent des systèmes de pompage complexes, restent toutefois de fabrication difficile, et ne sont pas commercialisées.

1.3.4.4 Récapitulatif

Le tableau I-5 récapitule les différentes géométries de fibres dopées à l'ytterbium possibles pour une émission à 976 nm, avec des valeurs typiques publiées dans la littérature.

	monomode	**DC standard**	**DC spécifique [Yla-Jarkko 03]**
diamètre de cœur	5 µm	5 µm	10 µm
diamètre de pompe	5 µm	120 µm	28 µm
recouvrement	77 %	0,2 %	20 %
puissance de transparence	7 mW	3 W	100 mW

Tableau I-5 : Comparaison des trois types de fibres.

Les fibres double-cœur ont l'avantage de permettre un pompage avec des diodes laser de puissance multimodes, mais elles ont une puissance de transparence élevée, voire rédhibitoire pour les fibres double-cœur classiques, et les fibres microstructurées ne sont développées que par l'ORC, et donc pas commercialisées. Seules les fibres dopées monomodes constituent une solution simple et utilisant des composants commerciaux pour la réalisation d'une source laser autour de 976 nm.

Cette partie nous a donc permis de faire un tour d'horizon des différentes solutions possibles pour réaliser une source laser émettant autour de 976 nm. La partie suivante présente un bref état de l'art des sources émettant autour de 488 nm, principalement des sources lasers à solides.

2 - Etat de l'art des sources en régime continu émettant autour de 488 nm

Cet état de l'art expose des exemples de solutions possibles pour réaliser une source à 488 nm, et ne se veut pas exhaustif. Il présente principalement des sources basées sur le doublement de fréquence de lasers émettant autour de 976 nm.

2.1 Sources à émission directe autour de 488 nm

Il existe trois types de sources émettant directement vers 488 nm : les lasers à argon ionisé, les diodes lasers bleues et les lasers à upconversion.

2.1.1 - Laser à argon ionisé

Les sources bleues les plus utilisées actuellement sont les lasers à argon ionisé. Ils existent dans deux gammes de puissance. Les sources émettant des puissances de l'ordre de 8 W à 488 nm [Coherent] sont refroidies par eau. Les sources de faible puissance, de 200 mW environ [Melles Griot], sont refroidies par air. La stabilité du faisceau émis par le laser est limitée par les vibrations générées par ces systèmes de refroidissement. D'autre part, ces sources ont une efficacité électrique / optique faible, et donc une consommation électrique importante. Pour pallier ces inconvénients, des alternatives au laser à argon ionisé de faible puissance sont proposées.

2.1.2 - Diodes laser émettant autour dans le bleu

Les diodes laser émettant directement dans le bleu constituent une solution très attrayante, alliant compacité et une relative facilité de fabrication. Elles sont basées sur les semiconducteurs III-V qui permettent l'obtention de structures à gap direct dans cette gamme de longueur d'onde. Les premières diodes laser émettant autour de 450 nm sont apparues en 1991. Basées sur une structure à base de ZnSe, elles fonctionnaient à très basse température [Haase 91], [Jeon 91]. Les diodes laser à base de GaN sont apparues vers 1993 [Nakamura 00]. Actuellement, elles sont principalement basées sur des alliages de GaN et de InGaN. Des diodes laser sont commercialisées de 400 à 478 nm avec des puissances de 50 mW autour de 400 nm et de 5 mW autour de 478 nm [Nichia]. Cette solution ne permet pas encore d'obtenir des puissances très importantes dans le bleu vers 488 nm.

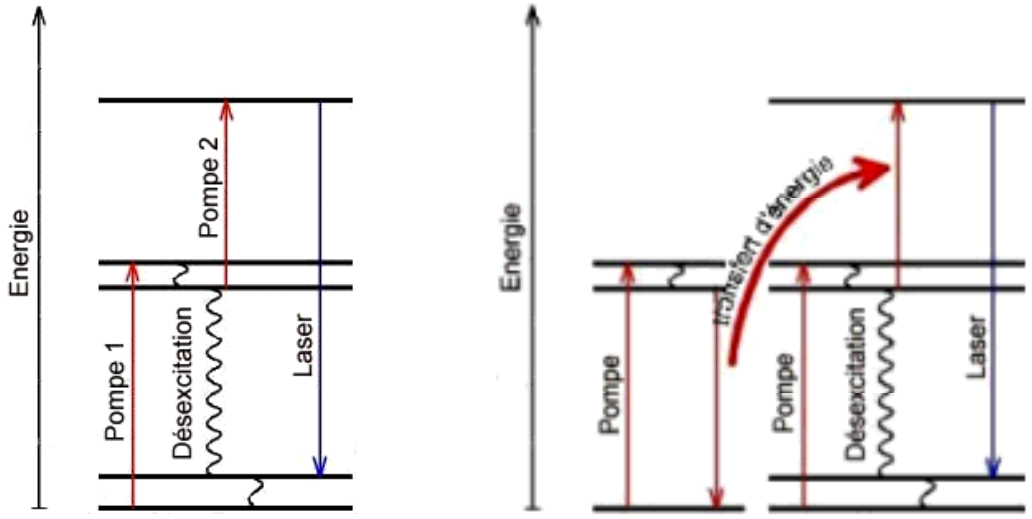
2.1.3 - Matériaux ayant une raie d'émission vers 488 nm

Quelques ions des terres rares ont aussi une émission dans le bleu. Par exemple, le cristal de $LiYF_4$ (YLF) dopé par des ions praséodymes est utilisable sur une transition à quasi-trois niveaux émettant à 488 nm, et pompée à 444 nm [Richter 04]. Mais cette solution nécessite des diodes de pompage dans le bleu à basse longueur d'onde, et comme nous l'avons vu précédemment, elles ne délivrent pas des puissances suffisantes pour obtenir cet effet laser.

2.1.4 - Upconversion dans les matériaux dopés par des ions terres rares

L'upconversion est un processus lié à l'absorption de photons multiples par des ions dopants, principalement des ions terres rares. Le matériau peut être dopé par un seul type d'ions, ou faire l'objet d'un codopage. Dans le cas d'une espèce dopante unique, deux longueurs d'onde de pompage peuvent être nécessaires. Un premier photon de pompe est absorbé, et excite un ion sur un niveau d'énergie, susceptible de se désexciter (figure I-14 (a)). Si un second photon de pompe est absorbé avant que cette désexcitation n'ait eu lieu, un niveau d'énergie plus élevée est occupé. La désexcitation engendre un photon d'énergie plus grande que celle des photons de pompage, donc de plus faible longueur d'onde.

Les matériaux codopés permettent l'utilisation d'une seule longueur d'onde de pompage. Dans ce cas, le processus est initié par l'absorption d'un photon de pompe par l'ion codopant (figure I-14 (b)). L'énergie est transférée à l'ion actif dans l'état excité par un processus non radiatif. L'ion codopant est à nouveau dans l'état fondamental, et l'ion actif est excité à un niveau d'énergie plus élevé. Il se désexcite alors en émettant un photon de longueur d'onde plus courte que la longueur d'onde de pompage. L'occupation de niveaux d'énergie très élevée permet un transfert direct des photons de pompe infrarouge vers une émission visible.



(a) Dopage par une espèce unique *(b) Codopage du matériau*

Figure I-14 : Principe de l'upconversion dans le cas d'un matériau dopé par une espèce (a), ou dans le cas d'un codopage (b) [IAP].

Différents matériaux ont été utilisés, comme des cristaux de YAG dopés par des ions Tm^{3+} émettant ainsi à 486 nm [Scott 93]. Cette solution n'est malheureusement pas très efficace, et nécessite de travailler à de très faibles températures (10 K dans ce cas). Une puissance de 70 µW dans le bleu a été obtenue pour une puissance de pompe de 340 mW à 785 nm, issue d'un laser Ti:Sa et de 100 mW à 638 nm, émise par un laser à colorant.

La solution actuellement la plus efficace utilise les fibres optiques dopées, qui confinent le faisceau de pompe dans le cœur dopé, et permettent d'obtenir une conversion plus efficace. Il s'agit généralement de fibres de type ZBLAN (fluorure de zircon, baryum, lanthane, aluminium et sodium), dopées par des ions terres rares. L'émission autour de 488 nm est obtenue avec des fibres dopées thulium, pompées à 1108 nm par un laser à fibre dopée ytterbium [Faucher 04]. Pour une puissance de 3 W absorbée à 1108 nm, une puissance de 240 mW à 480 nm est émise. Des fibres codopées thulium et ytterbium, ou praséodyme et ytterbium [Zellmer 99] sont aussi utilisées. Dans ce dernier cas, une puissance de 165 mW à

491 nm a été obtenue pour une puissance de pompe de 1,6 W à 840 nm, émise par un laser Ti:Sa.

2.2 Sources émettant autour de 488 nm basées sur des conversions non linéaires

L'optique non linéaire permet l'obtention de sources émettant autour de 488 nm à partir de sources plus facilement réalisables dans l'infrarouge. Différents phénomènes non linéaires sont alors utilisés, comme la somme ou le doublement de fréquence.

2.2.1 - Somme de fréquence dans un cristal non linéaire

La somme de fréquence est une possibilité envisagée pour obtenir une source autour de 488 nm. Un cristal non linéaire fait la somme de deux longueurs d'onde judicieusement choisies dans l'infrarouge. Cette solution a été démontrée avec la réalisation d'un laser orange [Chen 00], et ce principe est actuellement étudié dans notre équipe dans le cadre de la thèse de Emilie Hérault pour produire un rayonnement à 488 nm [Hérault 05]. Une même diode laser de pompage à 808 nm pompe deux cristaux de $Nd:GdVO_4$ et $Nd:YLiF_4$ (Nd:YLF). Le premier émet à 912 nm et le second à 1047 nm. Un cristal non linéaire de $BiBO_3$ (BiBO) permet de réaliser la somme de fréquences intracavité. Une puissance de 300 mW à 491 nm a ainsi été obtenue pour une puissance de pompage de 10 W à 808 nm. Un laser commercial basé sur ce même principe est commercialisé par Cobolt [Cobolt]. Il utilise d'autres cristaux laser, et un cristal de phosphate de potassium titanyl polarisé périodiquement (PPKTP) pour réaliser la somme de fréquence, et émet 50 mW à 491 nm. Cette solution efficace nécessite néanmoins l'emploi de plusieurs cristaux lasers. Une solution plus simple est basée sur le doublement de fréquence de sources émettant autour de 976 nm.

2.2.2 - Doublement de fréquence de lasers à semiconducteurs

Les lasers à semiconducteurs sont des solutions intéressantes pour l'émission autour de 976 nm. Ils ont donc été utilisés pour le doublement de fréquence et la réalisation de sources autour de 488 nm. Le doublement de ces lasers a été fait en extra ou en intracavité, avec différents types de cristaux.

2.2.2.1 - Doublement de fréquence de diodes laser à émission par la tranche

Les diodes laser à 976 nm peuvent être directement doublées en fréquence pour obtenir une source très simple à 488 nm. La faible puissance de ces sources implique l'utilisation de matériaux non linéaires très efficaces, tels que le niobate de potassium ($KNbO_3$), le niobate de lithium polarisé périodiquement ($PP:LiNbO_3$ ou PPLN), le tantale de lithium polarisé périodiquement ($PP:LiTaO_3$ ou PPLT), ou le phosphate de potassium titanyl polarisé périodiquement ($PP:KTiOPO_4$ ou PPKTP). Le rayonnement issu d'une diode laser à 976 nm a ainsi été doublé en fréquence dans un cristal de PPLN [Birkin 00]. La faible puissance obtenue (0,15 mW), comparée à celle obtenue avec le même cristal doublant un laser Ti:Sa (3 mW), illustre la limitation du doublement de fréquence due à une largeur spectrale de l'émission des diodes laser supérieure à l'acceptance spectrale du PPLN utilisé. Il faut donc faire attention à l'adéquation de la source et du matériau non linéaire utilisé. Néanmoins, des puissances plus élevées (quelques dizaines de milliwatts) ont été atteintes en augmentant la

puissance dans l'infrarouge (de l'ordre de 1 W), et une puissance de 10 mW à 488 nm a été obtenue en doublant, dans un cristal de $KNbO_3$, le faisceau issu d'une diode laser amplifiée [Fluck 96], ou une puissance de 35 mW a aussi été démontrée avec trois cristaux non linéaires de $KNbO_3$ en cascade [Fluck 98].

Des puissances à 488 nm plus élevées sont obtenues en utilisant des diodes laser en cavité externe permettant d'avoir un contrôle et une réduction de la largeur spectrale de la source. Un produit commercial, basé sur le doublement extracavité d'une diode laser en cavité externe (figure I-15), est disponible avec une puissance de 40 mW à 488 nm [Picarro].

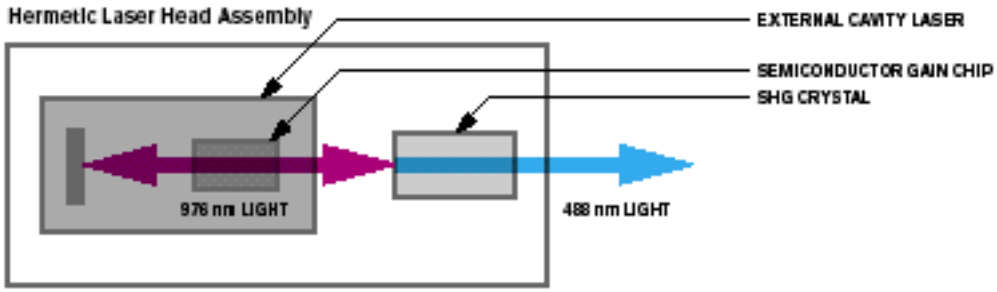


Figure I-15 : Schéma de principe du laser Cyan de Picarro [Picarro].

2.2.2.2 - Doublement de fréquence de lasers à cavité verticale émettant par la surface

Différents types de VECSEL ont été doublés en fréquence en configuration de conversion intracavité, qui permet l'accès à des puissances dans l'infrarouge plus importantes que la configuration extracavité, et donc d'avoir plus de choix sur le cristal non linéaire utilisé. Des cristaux tels que le triborate de lithium (LiB_3O_5 ou LBO) ou le β-borate de baryum (β-BaB_2O_4 ou BBO) seront ainsi utilisables. Une puissance de 40 mW à 490 nm a été obtenue avec un VECSEL pompé électriquement et de largeur spectrale inférieure à 0,2 nm, doublé en fréquence en configuration intracavité par un cristal de PPKTP [Rafailov 03]. Les systèmes basés sur des VECSEL fabriqués par Novalux, dont la structure réalise un affinement du spectre, sont aussi doublés en fréquence en configuration intracavité [McInerney 03], et sont proposés commercialement avec une puissance de l'ordre de 40 mW [Novalux].

Des puissances bien supérieures (15 W à 488 nm) ont été démontrées avec un VECSEL pompé optiquement, doublé en configuration intracavité dans un cristal de LBO [Chilla 04]. Cette source comprend un contrôle du spectre intracavité par un filtre biréfringent (figure I-16). Ce système est commercialisé avec une puissance beaucoup moins importante de 200 mW [Coherent].

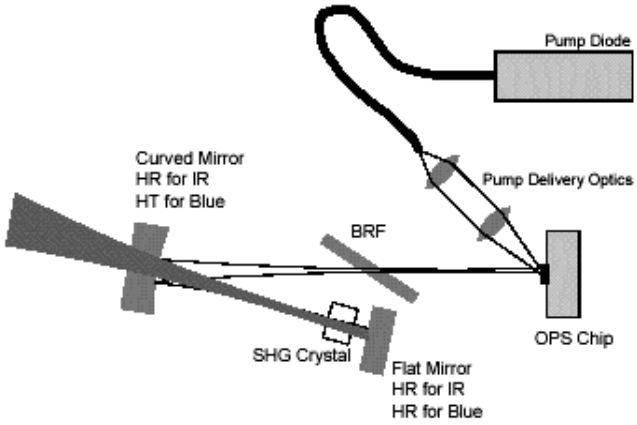


Figure I-16 : Schéma de la source de puissance à 488 nm proposée par Coherent [Chilla 04].

2.2.3 - Doublement de fréquence de sources basées sur les matériaux dopés par des ions terres rares

Les ions des terres rares permettent l'accès à des longueurs d'onde proches de 488 nm via leur émission dans l'infrarouge. Les ions Nd^{3+} peuvent émettre vers 946 nm dans une matrice de YAG. Avec un étage de doublement de fréquence, une source laser émettant à 473 nm peut être réalisée. Ainsi, une puissance de 2,8 W à 473 nm a été démontrée en doublement de fréquence intracavité avec un cristal de LBO, pour une puissance de pompe de 21 W à 808 nm issue d'une diode laser [Czeranowsky 03]. Les ions ytterbium permettraient de s'approcher davantage de 488 nm. Mais à ma connaissance, il n'y a pas de source émettant à 488 nm basées sur le doublement de fréquence d'une source réalisée à partir de cristaux dopés par des ions Yb^{3+}. Si on s'éloigne un peu de cette longueur d'onde, une source émettant à 502 nm a été réalisée par doublement de fréquence intracavité dans un cristal de $KNbO_3$ dans le cadre de la thèse de Mathieu Jacquemet dans notre équipe [Jacquemet 05]. Le laser émettant à 1003 nm est basé sur un cristal de Y_2SiO_5 dopé ytterbium (Yb:YSO) pompé par 3,2 W à 976 nm. Une puissance de 54 mW à 503 nm a ainsi été obtenue.

Par contre, le doublement de sources émettant autour de 976 nm réalisées à partir des fibres dopées par des ions Yb^{3+} a été proposé après le début de ma thèse. Ces sources sont doublées en fréquence dans une configuration extracavité, puisque le doublement en configuration intracavité est difficile à mettre en œuvre. Ceci nécessite un cristal non linéaire efficace, tels que les cristaux à quasi-accord de phase.

Deux équipes ont proposé des solutions avec un doublement de fréquence avec un cristal de PPKTP. Dans le cas de l'équipe de Rayteq Photonic Solution, le laser délivre une puissance de 1 W vers 976 nm. Dans le cas de l'ORC, le laser à 976 nm est affiné spectralement et amplifié dans une autre fibre dopée par des ions ytterbium, et la puissance continue émise atteint 2,7 W. Avec le même type de cristal, un PPKTP, ces deux équipes ont obtenu des performances très similaires avec une puissance de l'ordre de 20 mW à 488 nm (tableau IV-6).

Equipe	Fibre	Source à 976 nm	Cristal non linéaire	Source bleue
Rayteq Photonic Solution [Prosentov 03]	fibre double-cœur microstructurée à cœur dopé monomode	laser : 1 W seuil : 285 mW efficacité : 30 %	PPKTP	19 mW à 490 nm efficacité : 1,9 %
ORC [Soh 04-2]	fibre double-cœur microstructurée à cœur dopé monomode	laser accordable de 975 à 982 nm : 183 mW efficacité : 33 % largeur spectrale : 0,6 nm après amplification : 2,7 W à 976 nm (gain de 20 dB)	PPKTP longueur : 9 mm pas : 6,8 µm	18 mW à 488,7 nm efficacité : 0,9 %

Tableau I-6 : Etat de l'art des sources bleues basées sur des fibres dopées par des ions ytterbium

2.3 Récapitulatif des sources émettant autour de 488 nm

Le tableau I-7 propose un aperçu des principales sources alternatives au laser à argon ionisé présentées dans cet état de l'art autour de 488 nm. Ces sources sont soit des sources à émission directe dans le bleu, soit des sources obtenues par un étage de conversion de fréquence.

Infrarouge		Conversion ou milieu laser		Bleu
Source [référence]	**Puissance et longueur d'onde**	**Type de conversion**	**Matériau**	**Puissance et efficacité optique /optique (sauf mention contraire)**
Upconversion				
laser Ti:Sa [Zellmer 99]	1,6 W (840 nm)	upconversion	fibre Pr^{3+} / Yb^{3+} ZBLAN	165 mW 12 %
laser à fibre dopée Yb [Faucher 04]	3 W (1108 nm)	upconversion	fibre Tm^{3+} ZBLAN	240 mW 11 %
Somme de fréquence				
Nd:GdVO4 Nd:YLF [Hérault 05]	10 W (808 nm)	somme intracavité	$BiBO_3$	300 mW

Doublement de diodes laser à émission par la tranche				
diode laser [Birkin 00]	108 mW (976 nm)	doublement extracavité	PPLN (longueur : 5 mm pas : 5,06 µm)	150 µW $1,5.10^{-3}$
MOPA [Fluck 96]	760 mW (976 nm)	doublement extracavité	$KNbO_3$ (17 mm)	10 mW 1,3 %
MOPA [Fluck 98]	1 W (976 nm)	doublement extracavité	3 $KNbO_3$ (17, 9 et 7 mm)	35 mW 3,5 %
diode laser en cavité externe [Picarro]	(976 nm)	doublement extracavité	PPKTP (probablement[1])	20 mW
Doublement de lasers à cavité verticale émettant par la surface				
VECSEL pompé électriquement [Rafailov 03]	500 mW (976 nm)	doublement intracavité	PPKTP longueur: 10 mm pas : 6,8 µm	42 mW (1,3 % électrique / optique)
VECSEL pompé optiquement [Chilla 04]	30 W (976 nm) (sans cristal non linéaire)	doublement intracavité	LBO	15 W (27 % par rapport à la puissance à 808 nm)
NECSEL [McInerney 03]	500 mW (976 nm) (sans cristal non linéaire)	doublement intracavité	$KNbO_3$ (probablement[1])	40 mW (8 %)
Doublement de matériaux dopés par des ions terres rares				
fibre DC microstructurée [Prosentsov 03]	1 W (976 nm)	doublement extracavité	PPKTP	19 mW (14%)
fibre DC microstructurée [Soh 04-2]	2,7 W (976 nm)	doublement extracavité	PPKTP	18 mW (0,9 %)

Tableau I-7 : Différentes possibilités pour obtenir un laser bleu autour de 488 nm.[3]

3 - Conclusion

Au vu de cet état de l'art des sources autour de 976 et 488 nm, nous pouvons constater que la demande de sources de puissance monomodes transverses à ces deux longueurs d'onde a suscité le développement de nouvelles solutions dans les laboratoires de

[3] La nature du cristal n'est pas donnée par le fabricant, mais est supposée [Marshall 04].

recherches et dans l'industrie. La puissance des systèmes conçus a considérablement augmenté au cours de ces dernières années.

Les solutions basées sur les lasers à semiconducteurs sont actuellement très prometteuses. Mais au début de ma thèse, elles n'étaient pas encore très développées. De plus, un des challenges proposé était de réaliser une source émettant à 976 nm basée uniquement sur des composants commerciaux. Dans cette optique, les matériaux dopés par des ions ytterbium sont une solution très intéressante, que nous avons choisi d'exploiter. Au vu de l'état de l'art des sources basées sur des matériaux dopés par des ions ytterbium, l'utilisation des cristaux semble délicate à mettre en œuvre, et peu d'études de la transition autour de 976 nm ont été réalisées. En effet, cette transition est une vraie transition à trois niveaux qui nécessite des conditions de pompage particulières. Il faut assurer que le matériau soit intégralement transparent à la longueur d'onde d'émission pour que la source soit efficace. Cette contrainte est susceptible de limiter les performances des cristaux, mais ils permettent potentiellement d'obtenir un gain très élevé quand cette transparence est obtenue. L'étude du choix des cristaux nous a permis d'identifier le cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions ytterbium comme étant un candidat intéressant pour réaliser une source émettant autour de 976 nm. Il présente en effet un gain très important, et une intensité de transparence qui semble pouvoir être dépassée avec un pompage par un laser à saphir dopé au titane ou une diode laser émettant vers 935 nm (figure I-17). Nous avons donc étudié ce cristal, qui a aussi l'avantage d'être commercialisé par plusieurs compagnies. Les résultats de cette étude sont présentés dans le chapitre V.

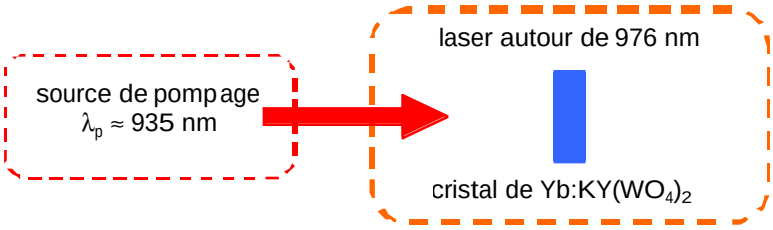


Figure I-17 : Solution choisie pour la réalisation d'une source à 976 nm à base de cristaux dopés par des ions ytterbium.

Une autre solution, qui apparaît comme étant particulièrement intéressante au vu de l'état de l'art, est l'utilisation des fibres dopées par des ions ytterbium. Bien que la silice présente un gain beaucoup plus faible que les cristaux, le confinement de la pompe dans le milieu dopé permet de diminuer considérablement les puissances de transparence du milieu. Il sera donc plus facile d'obtenir la transparence du milieu dopé. Le choix du type de fibre est aussi critique pour notre étude. Les fibres monomodes présentent des puissances de transparence très faibles, de l'ordre de 10 mW pour un pompage vers 915 nm, mais nécessitent l'emploi d'une source de pompage monomode transverse. C'est d'ailleurs ce point qui a limité les performances des travaux cités dans cet état de l'art. Au contraire, les fibres double-cœur autorisent l'utilisation de diodes laser de pompe multimodes, mais les puissances de transparence nécessaires sont plus élevées. Dans le cas des fibres double-cœur classiques, cette puissance de transparence, typiquement de l'ordre de 3 W, est rédhibitoire. Ces deux types de fibres étaient les seuls disponibles commercialement au début de ma thèse. Les fibres double-cœur microstructurées (avec un petit cœur multimode) ont été principalement développées pendant ces trois dernières années. Les diodes laser multimodes à 915 nm étaient limitées à une puissance de l'ordre de 2 à 3 W au début de ma thèse, et ne permettaient pas l'emploi des fibres double-cœur classiques. Quelques fibres double-cœur particulières, présentant un rapport plus élevé entre le diamètre du cœur dopé et le diamètre du cœur de

pompage que les fibres classiques, étaient disponibles commercialement. Les puissances de transparence de ces fibres restent toutefois suffisamment élevées pour qu'il soit plus favorable de développer une source de pompage monomode transverse pour utiliser des fibres monomodes, que d'utiliser ces fibres double-cœur spéciales. Les avantages des fibres monomodes étant leur disponibilité et leur très faible puissance de transparence, nous avons donc adopté cette solution, qui semblait prometteuse d'après les travaux déjà réalisés par d'autres équipes. Elle nous oblige en contrepartie à mettre au point une source de pompage autour de 915 nm monomode transverse puissante (figure I-18), comme nous le verrons dans le chapitre III.

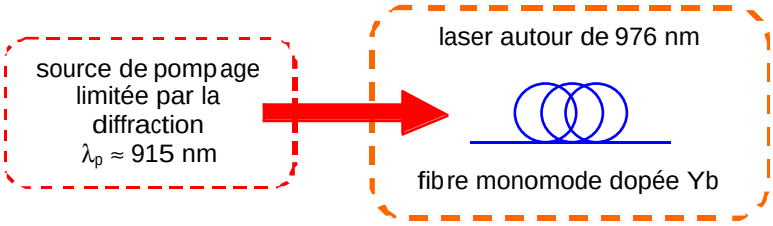


Figure I-18 : Solution choisie pour la réalisation d'une source à 976 nm à base de fibres dopées par des ions ytterbium.

Chapitre II

Etude théorique de l'émission à 976 nm dans des fibres monomodes dopées par des ions Ytterbium et validation expérimentale du modèle.

INTRODUCTION _____ **37**

1 - INTRODUCTION À LA SIMULATION DES FIBRES DOPEES À L'YTTERBIUM _____ **39**

1.1 Rappels sur la propagation des faisceaux dans les fibres dopées..... 39

1.2 Description du modèle de la propagation des faisceaux dans la fibre dopée sans prise en compte des émissions spontanées amplifiées à 976 et 1030 nm..... 42

1.2.1 - Equations des populations 42
1.2.2 - Equations de propagation des faisceaux 43
1.2.3 - Expressions analytiques déduites de ce modèle..... 44
1.2.4 - Données expérimentales utiles pour les simulations 45

1.3 Description du modèle en prenant en compte l'émission spontanée amplifiée. 46

1.3.1 - Spectre expérimental de l'ASE 47
1.3.2 - Prise en compte de l'ASE à 976 nm dans la modélisation. 47

2 - ETUDE D'UNE SOURCE D'EMISSION SPONTANEE AMPLIFIEE _____ **49**

2.1 Ajustement des paramètres de la simulation de l'ASE à 976 nm 50

2.2 Influence d'une réflexion parasite..... 51

2.3 Optimisation de la longueur de la fibre..... 54

2.4 Comparaison du modèle avec un logiciel commercial 57

2.4.1 - Simulation de l'efficacité de la source d'ASE..... 58
2.4.2 - Influence de la longueur de la fibre 59

2.5 Influence du dopage de la fibre pour une source d'ASE à 976 nm..... 60

3 - SIMULATION DE L'AMPLIFICATEUR_____62

3.1 Deux régimes d'amplification..... 63

3.1.1 - Régime d'extraction de la puissance (forte puissance moyenne injectée)..... 63
3.1.2 - Régime d'amplification (faible puissance moyenne injectée)..... 64

3.2 Choix de la configuration de pompage..... 65

3.2.1 - Evolution du gain et du rapport "signal à bruit" avec la configuration de pompage..... 66
3.2.2 - Détermination de la longueur optimale de la fibre..... 68
3.2.3 - Discussion relative à la configuration de pompage..... 68

4 - CONCLUSION_____70

Chapitre II

Etude théorique de l'émission à 976 nm dans des fibres monomodes dopées par des ions Ytterbium et validation expérimentale du modèle.

La transition à 976 nm dans les fibres dopées par des ions ytterbium a rarement été étudiée. Il est donc intéressant de déterminer quelles sont les contraintes réelles de son exploitation avant de concevoir une source à cette longueur d'onde, dans l'optique de réaliser le doublement de sa fréquence afin d'obtenir une source bleue émettant vers 488 nm. Ce chapitre présente la modélisation que nous avons utilisée pour appréhender les caractéristiques de la transition à 976 nm. Plusieurs types de sources ont été proposés dans cette thèse, soit en régime continu, par exemple un laser de spectre affiné (chapitre III), soit en régime impulsionnel (chapitre IV). L'intérêt du régime impulsionnel pour notre application de doublement de fréquence est d'atteindre des puissances crêtes élevées tout en conservant une puissance moyenne modérée. La source impulsionnelle proposée dans cette thèse est constituée d'une diode laser monomode, émettant en régime impulsionnel, amplifiée dans une fibre dopée (figure II-1).

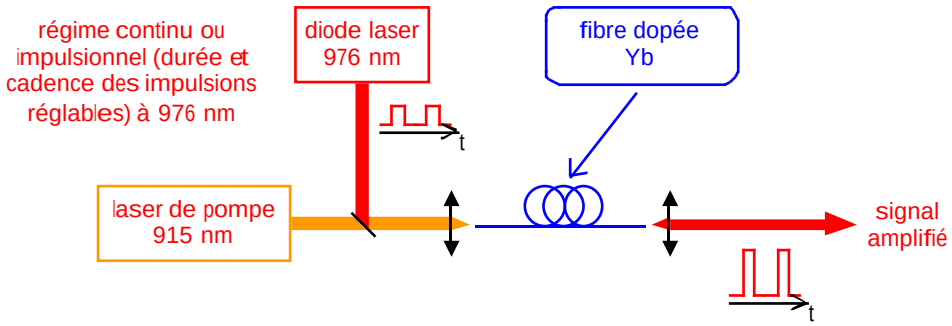


Figure II-1 : Principe de l'amplification d'une diode laser à 976 nm en régime continu ou impulsionnel.

Ces deux utilisations en régime continu et impulsionnel de la transition à 976 nm nécessitent des conditions de mise en œuvre précises puisqu'il s'agit d'une vraie transition à trois niveaux. Il faut effectivement assurer la transparence du milieu sur toute sa longueur (paragraphe I-1.3.2), ce qui oblige à adapter la longueur de la fibre à la puissance de pompe disponible. Si la fibre est trop courte, tout le gain disponible ne sera pas exploité. Si, au contraire, elle est trop longue, l'émission autour de 976 nm sera réabsorbée sur une partie de la fibre. D'autre part, quand une fibre dopée est pompée à 915 nm, elle émet spontanément autour de 976 nm. Cette émission isotrope est en partie guidée dans la fibre, et amplifiée par le milieu à gain, tant qu'il est transparent à cette longueur d'onde. Cette émission spontanée amplifiée, ou ASE (Amplified Spontaneous Emission), se propage dans les deux directions de

la fibre (figure II-2), soit dans le même sens que le sens de propagation de la pompe (ASE copropagative), soit dans le sens opposé (ASE contrapropagative).

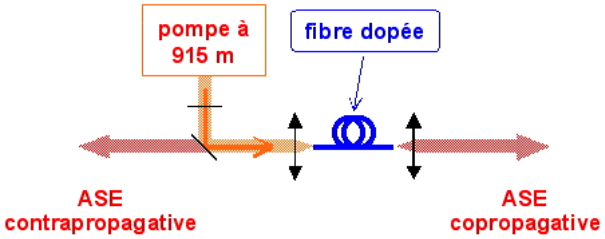


Figure II-2 : Principe de la source d'ASE à 976 nm.

L'ASE est à l'origine des sources laser et peut elle même servir de source efficace, mais se révèle être un handicap pour amplifier un signal injecté dans la fibre, puisqu'elle est en compétition avec le signal à amplifier. Quand la fibre est trop longue pour la puissance de pompe utilisée, la réabsorption à 976 nm entraîne l'apparition et l'amplification dans la fibre de l'émission autour de 1030 nm. Dans ce cas, l'efficacité de la source à 976 nm n'est pas maximale. Il est donc nécessaire de pouvoir prévoir les gains disponibles dans la fibre, ainsi que la longueur de la fibre optimale pour éviter la réabsorption et maximiser le gain pour une puissance de pompage donnée, et de connaître l'influence de l'émission spontanée amplifiée autour de 976 et 1030 nm sur l'efficacité des sources étudiées. Nous avons donc développé un outil de simulation. Il est basé sur la résolution des équations des populations et de la propagation des faisceaux dans la fibre dopée.

Dans un premier temps, nous avons utilisé l'approche analytique proposée par C.Barnard [Barnard 94] qui néglige les ASE à 976 et 1030 nm. Cela nous a permis de déterminer expérimentalement les paramètres spectroscopiques les plus importants des fibres tels que leur absorption aux longueurs d'onde de la pompe et du signal, leurs puissances de saturation, et d'en déduire les sections efficaces à ces longueurs d'onde. Cette étude expérimentale est exposée dans l'annexe A. Les paramètres obtenus ont ensuite été utilisés dans toutes les simulations. Ces mêmes expressions analytiques constituent la base d'une modélisation destinée à simuler le laser que nous avons développé expérimentalement. Elle sera utilisée dans le chapitre III qui décrit le laser à fibre.

L'ASE à 976 nm est prise en compte dans une deuxième étape, l'ASE autour de 1030 nm étant négligée. Une modification des équations de propagation est nécessaire, puisqu'il faut prendre en compte les évolutions des ASE co et contrapropagatives dans la fibre dopée. Cette modélisation sera validée et complétée par comparaison avec une source d'ASE expérimentale. Nous verrons aussi l'influence de la longueur de la fibre sur l'efficacité d'une telle source pour une puissance de pompe donnée.

Dans le cas où les fibres sont trop longues pour la puissance de pompe disponible, l'ASE autour de 1030 nm ne pourra plus être négligée. Cette dernière ASE sera prise en compte au travers de l'utilisation d'un logiciel commercial de simulation des amplificateurs à fibres dopées erbium ou ytterbium. Les résultats de notre modélisation seront comparés à ceux de ce logiciel afin de déterminer son domaine de validité.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'utilisation de notre modèle pour prévoir le gain disponible lors de l'amplification en régime continu d'une diode laser à 976 nm. Il permettra aussi d'évaluer la contribution des différentes ASE, selon le modèle utilisé, et de la configuration du pompage. La longueur optimale de la fibre sera aussi déterminée à cette occasion.

Les simulations ne prennent pas à compte l'évolution temporelle du signal. Elles permettent néanmoins de prévoir le gain en régime impulsionnel. En effet, tant que la durée des impulsions reste courte devant le temps de vie de l'état excité ($\tau \approx 840$ µs), l'inversion de

population n'est pas modifiée par les puissances crêtes du signal, et le gain de l'amplification est géré par la puissance moyenne du signal. En fait, cette approximation surestime beaucoup la limitation de la durée des impulsions, puisqu'il faut tenir compte du taux d'émission stimulée quand il devient important. Comme nous le verrons dans le chapitre IV, c'est en effet environ $\tau / 10000$ qui limite la durée des impulsions [Desurvire 94]. Aussi il ne sera pas nécessaire de faire les simulations en régime impulsionnel, puisque les simulations réalisées en régime continu seront valables pour ces durées d'impulsions.

1 - Introduction à la simulation des fibres dopées à l'ytterbium

Ce premier paragraphe décrit le modèle développé à partir des équations d'évolution des populations, et des équations de propagation des faisceaux dans les fibres monomodes dopées. La première étape de modélisation ne prend pas en compte l'ASE autour de 976 et 1030 nm. Ce modèle est utilisé pour déterminer précisément les caractéristiques de nos fibres dopées. L'ASE à 976 nm est ensuite prise en compte dans ce modèle.

1.1 Rappels sur la propagation des faisceaux dans les fibres dopées

La transition à 3 niveaux utilisée est une transition laser entre le sous-niveau le plus bas du multiplet $^2F_{5/2}$ et le sous-niveau le plus bas du multiplet $^2F_{7/2}$ (figure II-3). Elle est pompée de ce sous-niveau vers le sous-niveau le plus haut du multiplet $^2F_{5/2}$. Le temps de désexcitation de ce sous-niveau est très court, inférieur à la nanoseconde. Les ions ytterbium dans une matrice de silice, ou de silice codopée par des ions aluminium, phosphore, fluor ou germanium, classiquement utilisée pour les fibres, voient un environnement désordonné. Les multiplets d'énergie sont alors proches de continuums d'énergie. Ce système est classiquement modélisé par un système à deux niveaux (figure II-3). La propagation des faisceaux dans les fibres est associée à ce modèle. Nous utilisons la modélisation présentée par E.Desurvire dans son livre concernant les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium [Desurvire 94], et exposée par C.Barnard dans un article [Barnard 94].

Notations pour la simulation de la transition étudiée.

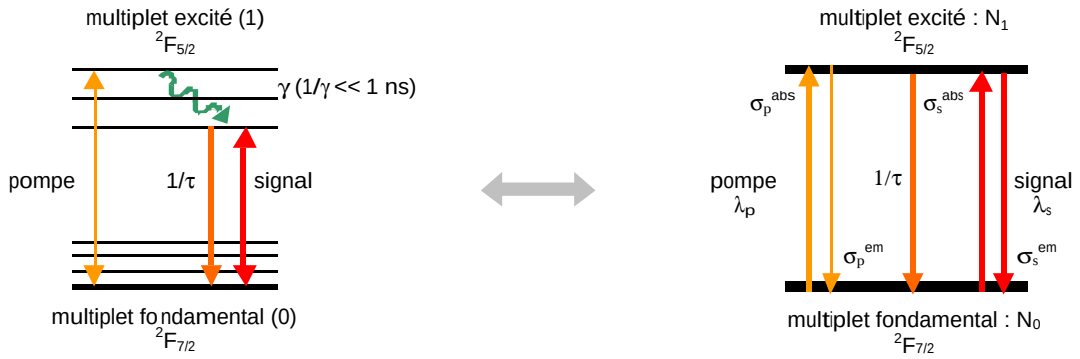


Figure II-3 : Schéma des niveaux d'énergie de la transition étudiée pour la modélisation.

λ_p longueur d'onde de la pompe, en nm,
σ_p^{abs} section efficace d'absorption à la longueur d'onde de la pompe, en m^2,
σ_p^{em} section efficace d'émission à la longueur d'onde de la pompe, en m^2,
I_p intensité de pompe, en W/m^2,
ν_p fréquence de la pompe, en Hz,

λ_s longueur d'onde du signal, en nm,
σ_s^{abs} section efficace d'absorption à la longueur d'onde du signal, en m^2,
σ_s^{em} section efficace d'émission à la longueur d'onde du signal, en m^2,
I_s intensité signal, en W/m^2,
ν_s fréquence du signal, en Hz,

τ temps de vie du niveau métastable, en s,
N_{tot} dopage, en ions/m^3,
N_0 densité de population du multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ (0), en ions/m^3,
N_1 densité de population du multiplet excité $^2F_{5/2}$ (1), en ions/m^3,

h constante de Planck, en J.s,
c vitesse de la lumière, en m/s.

Les notations spécifiques à l'utilisation d'une fibre, dopée dans notre cas, sont introduites dans l'encadré suivant.

Notations et expressions pour les fibres dopées.

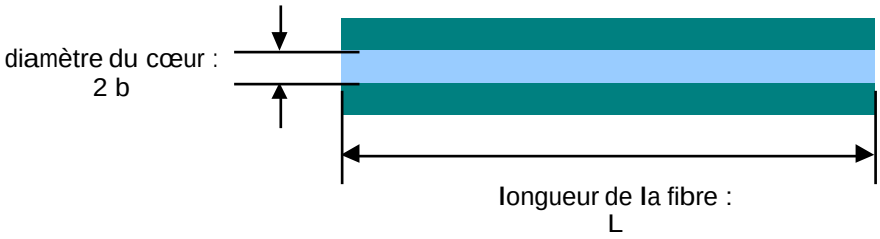


Figure II-4 : Schéma d'une fibre monomode.

b rayon du cœur de la fibre, en m,
ON ouverture numérique,
A_{eff} aire effective, en m^2 :

$$A_{eff} = \iint \frac{N_{tot}(r,\theta,z)}{N_{tot}} \, r \, dr \, d\theta . \qquad \text{(II-1)}$$

Pour une fibre uniformément dopée, l'aire effective se réduit à :

$$A_{eff} = \pi \, b^2 . \qquad \text{(II-2)}$$

V fréquence normalisée à la longueur d'onde λ :

$$V = \frac{2\pi \, b \, ON}{\lambda} . \qquad \text{(II-3)}$$

Une fibre est monomode à la longueur d'onde λ si $V < 2{,}405$.

Le mode fondamental transverse LP_{01} en tout point de la fibre est approché par un mode gaussien. L'intensité **I** de l'onde au point $M(r,\theta,z)$ s'écrit :

$$I(r,\theta,z) = \frac{2P(z)}{\pi \, w^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right), \qquad \text{(II-4)}$$

avec w la largeur à $1/e^2$, appelée aussi waist des faisceaux ou rayon de mode.
Avec cette approximation, le facteur de recouvrement Γ, défini en équation (II-9), devient :

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{2b^2}{w^2}\right), \qquad \text{(II-5)}$$

si le rayon du mode gaussien est supérieur ou égal au rayon du cœur de la fibre, avec un dopage uniforme de la fibre.

Le waist du faisceau gaussien présente des expressions approchées différentes selon le type de modélisation utilisée [Marcuse 77], [Desurvire 94] ou [Myslinski 96]. En utilisant la formule empirique de Marcuse [Marcuse 77], qui permet de bien décrire l'enveloppe du mode LP_{01} avec un mode gaussien à 976 nm [Desurvire 94], w s'écrit :
w rayon de mode, en m,

$$w = b\left(0{,}65 + \frac{1{,}619}{V^{3/2}} + \frac{2{,}879}{V^6}\right). \qquad \text{(II-6)}$$

1.2 Description du modèle de la propagation des faisceaux dans la fibre dopée sans prise en compte des émissions spontanées amplifiées à 976 et 1030 nm

Je vais maintenant introduire la modélisation de la propagation des faisceaux dans la fibre monomode en l'absence d'ASE. Cette modélisation peut être résolue de façon numérique afin de prévoir le gain disponible dans le milieu dopé lorsque l'ASE peut être négligée. Mais, sous certaines conditions, ce modèle peut aussi avoir une résolution analytique. Deux applications de cette résolution analytique sont possibles, avec d'une part l'étude de l'absorption des fibres à une longueur d'onde donnée, et d'autre part la simulation d'un laser à fibre. Cette dernière application sera développée dans le chapitre III-3.

Toutes les grandeurs utiles pour notre modélisation sont intégrées sur la section de la fibre. On définit alors la puissance le long de la fibre, sur une section située en z, en fonction de l'intensité locale I_i en un point M(r,θ,z) :

$$P_i(z) = \iint I_i\,(r,\theta,z)\; r dr\, d\theta\,, \tag{II-7}$$

où i désigne soit la pompe (i=p), soit le signal (i=s).

La densité moyenne d'ions intégrée sur la section de la fibre, est, avec j=0 pour l'état fondamental et j=1 pour l'état excité :

$$\overline{N}_j(z) = \frac{1}{A_{eff}} \iint N_j\,(r,\theta,z)\; r dr\, d\theta\,. \tag{II-8}$$

Le facteur de recouvrement des faisceaux avec le cœur dopé est défini par (II-9) [Desurvire 94] :

$$\Gamma_{i,j}(z) = \frac{A_{eff} \iint I_i\,(r,\theta,z)\, N_j\,(r,\theta,z)\; r dr\, d\theta}{P_i(z) \iint N_j\,(r,\theta,z)\; r dr\, d\theta}\,. \tag{II-9}$$

On néglige par la suite les différences éventuelles de profil spatial entre $N_0(r,\theta,z)$ et $N_1(r,\theta,z)$. Le facteur de recouvrement sera donc supposé identique pour les deux niveaux d'énergie, et $\Gamma_{i,j}$ sera assimilé à Γ_i. Lors de la propagation dans la fibre, on néglige aussi les variations du facteur de recouvrement avec la position longitudinale z et la puissance.

1.2.1 - Equations des populations

Pour la transition modélisée à l'aide d'un système à deux niveaux, l'équation d'évolution temporelle des densités d'ions dans le niveau excité s'écrit, en un point quelconque M(r,θ,z) de la fibre :

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I_p}{h\nu_p}\left(\sigma_p^{abs} N_0 - \sigma_p^{em} N_1\right) + \frac{I_s}{h\nu_s}\left(\sigma_s^{abs} N_0 - \sigma_s^{em} N_1\right) - \frac{N_1}{\tau}\,. \tag{II-10}$$

Cette relation est intégrée dans le plan transverse (r,θ), en régime stationnaire :

$$\iint \left(\frac{I_p}{h\nu_p}\left(\sigma_p^{abs} N_0 - \sigma_p^{em} N_1\right) + \frac{I_s}{h\nu_s}\left(\sigma_s^{abs} N_0 - \sigma_s^{em} N_1\right) - \frac{N_1}{\tau} \right) r dr\, d\theta = 0\;. \tag{II-11}$$

Dans ces deux équations (II-10) et (II-11), N_0, N_1, I_p et I_s dépendent des coordonnées (r,θ,z).

Dans la suite du chapitre, les notations seront simplifiées : $\overline{N}_0 = \overline{N}_0(z)$, $\overline{N}_1 = \overline{N}_1(z)$, $P_p = P_p(z)$ *et* $P_s = P_s(z)$.

Sachant que la densité d'ions totale sur les deux niveaux d'énergie est égale au dopage (II-12),

$$\overline{N}_{tot} = \overline{N}_0 + \overline{N}_1 , \qquad \text{(II-12)}$$

l'expression de la densité moyenne d'ions de l'état excité (II-13) est déduite de l'équation (II-11) :

$$\boxed{\overline{N}_1 = \overline{N}_{tot} \frac{\Gamma_p P_p \sigma_p^{abs} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \Gamma_s P_s \sigma_s^{abs}}{\Gamma_p P_p \left(\sigma_p^{abs} + \sigma_p^{em}\right) + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \Gamma_s P_s \left(\sigma_s^{abs} + \sigma_s^{em}\right) + \frac{hc}{\lambda_p} \frac{A_{eff}}{\tau}} . \qquad \text{(II-13)}}$$

On introduit les puissances de saturation de la pompe :

$$P_p^{sat} = \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{A_{eff}}{\Gamma_p} \frac{1}{\left(\sigma_p^{abs} + \sigma_p^{em}\right)} , \qquad \text{(II-14)}$$

et du signal :

$$P_s^{sat} = \frac{h\nu_s}{\tau} \frac{A_{eff}}{\Gamma_s} \frac{1}{\left(\sigma_s^{abs} + \sigma_s^{em}\right)} . \qquad \text{(II-15)}$$

Elles caractérisent la saturation de l'absorption de la pompe ou du signal par la fibre dopée.

On rappelle aussi l'expression de la puissance de transparence définie dans le paragraphe I-1.3.2 :

$$P_{trans} = \frac{h\nu_p}{\tau} \frac{\pi b^2}{\Gamma_p} \frac{\sigma_s^{abs}}{\sigma_s^{em} \sigma_p^{abs} - \sigma_s^{abs} \sigma_p^{em}} . \qquad \text{(II-16)}$$

Avec ces expressions, $\overline{N}_1$, donnée par II-13, peut se réécrire sous la forme :

$$\overline{N}_1 = \overline{N}_{tot} \frac{\frac{\sigma_p^{abs}}{\left(\sigma_p^{abs} + \sigma_p^{em}\right)} \frac{P_p}{P_p^{sat}} + \frac{\sigma_s^{abs}}{\left(\sigma_s^{abs} + \sigma_s^{em}\right)} \frac{P_s}{P_s^{sat}}}{1 + \frac{P_p}{P_p^{sat}} + \frac{P_s}{P_s^{sat}}} . \qquad \text{(II-17)}$$

1.2.2 - Equations de propagation des faisceaux

D'autre part, les équations d'évolution longitudinale de la pompe et du signal dans la fibre s'écrivent :

$$\frac{dP_p}{dz} = u_p \iint \left(\left(\sigma_p^{em} N_1 - \sigma_p^{abs} N_0\right) I_p\left(r,\theta,z\right)\right) r dr \, d\theta , \qquad \text{(II-18)}$$

pour la pompe, et :

$$\frac{dP_s}{dz} = u_s \iint \left(\left(\sigma_s^{em} N_1 - \sigma_s^{abs} N_0\right) I_s\left(r,\theta,z\right)\right) r dr \, d\theta , \qquad \text{(II-19)}$$

pour le signal.

Le facteur u_i désigne le sens de propagation du faisceau : $u_i = +1$ pour une propagation dans le sens des z positifs, $u_i = -1$ dans le sens des z négatifs.

Avec les expressions (II-7,8,9) et la densité d'ions totale $\overline{N}_{tot}$ (II-12), ces équations de propagation se réécrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{dP_p}{dz} = u_p \left(\left(\sigma_p^{em} + \sigma_p^{abs} \right) \overline{N}_1 - \sigma_p^{abs} \overline{N}_{tot} \right) \Gamma_p P_p \\ \dfrac{dP_s}{dz} = u_s \left(\left(\sigma_s^{em} + \sigma_s^{abs} \right) \overline{N}_1 - \sigma_s^{abs} \overline{N}_{tot} \right) \Gamma_s P_s \end{cases}, \qquad \text{(II-20)}$$

avec l'expression de la densité de population de l'état excité $\overline{N}_1$ (II-13).

C'est donc ce système d'équations (II-13,20) que nous devons intégrer numériquement pour étudier la propagation des faisceaux dans la fibre dopée, et le gain que nous pourrons espérer obtenir. Ce système d'équations différentielles couplées, avec conditions initiales, peut être résolu avec la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4 sous Mathematica [Numerical Recipes 1].

Une autre approche est possible avec la résolution analytique de ce système d'équations.

1.2.3 - Expressions analytiques déduites de ce modèle

A partir de cette modélisation, une résolution analytique des équations de population dans la fibre, a été proposée par C.Barnard [Barnard 94] tant que les ASE à 976 et 1030 nm sont négligeables.

Le système d'équations (II-20) peut être réécrit sous la forme (II-21) :

$$\begin{cases} \dfrac{dP_p}{dz} = P_p \left[-\dfrac{1}{P_p^{sat}} \dfrac{dP_p}{dz} - \dfrac{1}{P_s^{sat}} \dfrac{dP_s}{dz} - \alpha_p \right] \\ \dfrac{dP_s}{dz} = P_s \left[-\dfrac{1}{P_s^{sat}} \dfrac{dP_s}{dz} - \dfrac{1}{P_p^{sat}} \dfrac{dP_p}{dz} - \alpha_s \right] \end{cases}, \qquad \text{(II-21)}$$

avec $u_i = +1$, et où le coefficient d'absorption petit signal α_i s'écrit en fonction du dopage de la fibre N_{tot}, du facteur de recouvrement et de la section efficace d'absorption :

$$\alpha_i = \sigma_i^{abs} N_{tot} \Gamma_i . \qquad \text{(II-22)}$$

En intégrant ce système sur la longueur de la fibre, on obtient deux équations couplées décrivant les variations des puissances de la pompe et du signal, dépendant des puissances absorbées par la fibre aux deux longueurs d'onde. La puissance à la longueur d'onde du signal est décrite par :

$$P_s(L) = P_s(0) \ \exp\left(-\alpha_s L + \frac{P_s(0) - P_s(L)}{P_s^{sat}} + \frac{P_p(0) - P_p(L)}{P_s^{sat}} \right), \qquad \text{(II-23)}$$

avec $P_s(0)$ et $P_s(L)$ les puissances du signal, $P_P(0)$ et $P_P(L)$ les puissances de la pompe respectivement en entrée et en sortie de la fibre dopée.

Une équation équivalente est obtenue pour la pompe :

$$P_p(L) = P_p(0) \ \exp\left(-\alpha_p L + \frac{P_p(0) - P_p(L)}{P_p^{sat}} + \frac{P_s(0) - P_s(L)}{P_p^{sat}} \right). \qquad \text{(II-24)}$$

Bien que ces équations ne donnent pas explicitement accès au gain dont bénéficie le signal ou à l'absorption de la pompe, elles permettent d'utiliser des grandeurs mesurables expérimentalement pour accéder aux paramètres physiques (dopage, sections efficaces) de la fibre pour chaque longueur d'onde utilisée à l'aide d'une mesure d'absorption de la pompe ou du signal (voir annexe A). Ces mesures d'absorption sont réalisées soit à la longueur d'onde de la pompe en l'absence de signal, soit à la longueur d'onde du signal en l'absence de la pompe. Ainsi, l'équation II-23 ou II-24 se simplifie et devient :

$$P_i(L) = P_i(0)\exp\left(-\alpha_i L + \frac{P_i(0) - P_i(L)}{P_i^{sat}}\right), \qquad \text{(II-25)}$$

pour la pompe (i=p) ou le signal (i=s).

A partir de cette équation, nous pouvons tracer $\ln(P_i(L) / P_i(0))$ en fonction de $P_i(0) - P_i(L)$. C'est une droite de coefficient directeur P_i^{sat} et d'ordonnée à l'origine $-\alpha_i L$.

$$\ln\left(\frac{P_i(L)}{P_i(0)}\right) = \frac{P_i(0) - P_i(L)}{P_i^{sat}} - \alpha_i L \ . \qquad \text{(II-26)}$$

Nous aurons donc accès aux paramètres P_i^{sat} et α_i, et avec certaines hypothèses, aux sections efficaces qu'ils contiennent, et ce tant que les ASE autour de 976 et 1030 nm sont négligeables.

1.2.4 - Données expérimentales utiles pour les simulations

Les fibres dopées utilisées sont des fibres monomodes à 976 nm, fabriquées par l'Institut National d'Optique (INO) au Canada (fibres Yb152). Le tableau II-1 présente leurs caractéristiques géométriques. On vérifie que la fréquence normalisée des fibres est bien inférieure à 2,405 aux deux longueurs d'onde, et donc qu'elles sont bien monomodes.

	Pompe	**Signal**
Longueur d'onde (nm)	915 ± 5	976
Diamètre de cœur 2b (µm)	5,0	
Ouverture numérique ON	0,13	
Fréquence normalisée V	2,2	2,1
Diamètre de mode 2w (µm)	5,8	6,1
Facteur de recouvrement Γ	0,77	0,74

Tableau II-1 :Données géométriques des fibres dopées.

La caractérisation complète des fibres, présentée dans l'annexe A, nous a permis d'obtenir les paramètres utiles pour simuler les fibres, notamment les sections efficaces aux deux longueurs d'onde, en supposant que la section efficace d'émission à la longueur d'onde de la pompe peut être négligée. Les résultats obtenus lors de cette étude sont récapitulés dans le tableau II-2.

	Pompe	Signal
Longueur d'onde (nm)	915 ± 5	976
Puissance de saturation (mW)	8,9 ± 0,1	1,9 ± 0,2
Coefficient d'absorption (m^{-1})	27 ± 1	53 ± 3
Section efficace d'absorption (10^{-24} m^2)	0,74 ± 0,01	1,5 ± 0,1
Section efficace d'émission (10^{-24} m^2)	0	1,9 ± 0,3
Dopage (10^{25} m^{-3})	4,8 ± 0,2	
Temps de vie de fluorescence τ (ms) [Paschotta 97]	0,84	

Tableau II-2 : Récapitulatif des résultats des mesures effectuées sur les fibres (le temps de vie de l'état excité est une valeur théorique).

La section efficace d'absorption à la longueur d'onde de la pompe a été mesurée à 910 nm. Mais le spectre des ions Yb^{3+} dans cette gamme de longueur d'onde est relativement plat. Il est donc possible de transposer ce résultat sur une plage de 5 nm autour de 915 nm, qui sera la longueur d'onde de notre laser de pompe. Ces valeurs ont permis de calculer les puissances caractéristiques de ces fibres (tableau II-3).

Puissance de transparence à 915 nm pour une émission à 976 nm (mW)	6,9 ± 0,8
Puissance de saturation à 915 nm (mW)	8,9 ± 0,1
Puissance de saturation à 976 nm (mW)	1,9 ± 0,2

Tableau II-3 : Puissances caractéristiques des fibres étudiées.

Cette caractérisation expérimentale des propriétés spectroscopiques et du dopage des fibres dopées a donné des valeurs de sections efficaces d'absorption et d'émission très proches de celles que nous pouvons attendre. En effet, les valeurs données dans la littérature sont des sections efficaces à la longueur d'onde de la pompe de $0{,}8.10^{-24}$ m^2 pour l'absorption et de $0{,}025.10^{-24}$ m^2 pour l'émission.

Par contre, les valeurs expérimentales à la longueur d'onde du signal sont plus faibles que les valeurs attendues de $2{,}7.10^{-24}$ m^2 pour l'absorption et l'émission [Paschotta 97]. Ces valeurs théoriques sont celles obtenues au maximum du pic d'absorption et d'émission à 974 nm. La diode laser à 976 nm que nous avons utilisé pour faire cette étude a une largeur spectrale de l'ordre de 0,3 nm, ce qui explique que les valeurs des sections efficaces mesurées soient un peu plus faibles que les valeurs prévues. De plus, en étudiant l'absorption de la fibre dopée autour de 976 nm, nous ne sommes pas exactement sur le pic d'absorption et d'émission, ce qui diminue aussi les valeurs obtenues puisque le pic est très fin. D'autre part, si la fibre que nous utilisons est codopée, une modification des sections efficaces peut être attendue [Lu 02], ce qui pourrait expliquer ces différences de sections efficaces. Enfin, les sections efficaces d'absorption et d'émission sont un peu différentes, puisque nous travaillons sur le flanc des pics d'absorption et d'émission, et qu'ils ne sont pas exactement superposés.

1.3 Description du modèle en prenant en compte l'émission spontanée amplifiée

La description précédente ne prend pas en compte les émissions spontanées amplifiées à 976 nm et à 1030 nm. L'ASE à 976 nm s'est révélée non négligeable lors de la caractérisation expérimentale des fibres (annexe A), même pour de faibles puissances de pompe. En dehors

de l'utilisation du modèle précédent à la caractérisation des absorptions et à la simulation de l'émission laser à 976 nm dans la fibre, il est nécessaire de prendre en compte les ASE, qui vont limiter le gain disponible pour amplifier un signal source, l'amplification du signal et celle de l'émission spontanée étant en compétition.

Il faut quelques paramètres supplémentaires pour pouvoir prendre en compte les émissions spontanées amplifiées autour de 976 nm et 1030 nm : les longueurs d'onde centrales et les largeurs à mi-hauteur de ces ASE. Une étude de l'ASE nous a permis de savoir si nous devions prendre en compte ces deux ASE, ou seulement celle à 976 nm qui aura le plus d'influence sur l'amplification d'un signal à cette même longueur d'onde.

1.3.1 - Spectre expérimental de l'ASE

Les fibres que nous utilisons sont courtes, de 10 à 40 cm pour les puissances de pompe disponibles. Le spectre d'émission spontanée mesuré dans ces conditions est centré vers 977 nm (figure II-5). Il est lisse et relativement large, avec une largeur à mi-hauteur de 3 nm à mi-hauteur. Tant que la fibre est courte, le niveau de cette ASE est 30 à 40 dB plus élevé que celui de l'ASE vers 1030 nm. Celle-ci sera donc, a priori, négligée dans notre modèle.

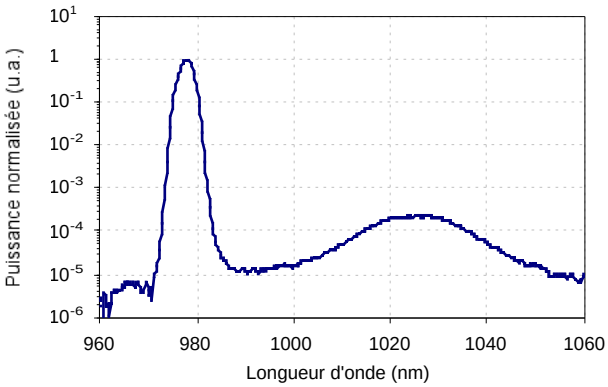


Figure II-5 : Spectre expérimental d'ASE pour une fibre de 25 cm et une puissance de pompe de 600 mW.

Le spectre obtenu est centré sur 977 nm, alors que pour une fibre de silice dopée par des ions ytterbium, on s'attendrait à voir un spectre centré plutôt vers 974 nm [Lu 02].Or la fibre est censée être une fibre avec un cœur en silice, mais la gaine a été codopée en phosphore et en fluor. Si ces codopants ont migré vers le cœur de la fibre pendant son tirage, il peut y avoir une influence sur le spectre d'émission de la fibre, et notamment sur la longueur d'onde centrale d'émission autour de 976 nm. En effet, il a été montré que l'émission spontanée dans une fibre de silice codopée par des ions phosphore est décalée vers 977 nm [Lu 02]. Il est donc possible que nous puissions voir l'influence d'un codopage involontaire du cœur de notre fibre.

1.3.2 - Prise en compte de l'ASE à 976 nm dans la modélisation.

Nous avons vu que nous pouvons négliger l'ASE autour de 1030 nm. L'ASE à 976 nm est quant à elle modélisée par une bande spectrale de largeur $\Delta\lambda_{ASE}$ centrée sur λ_{ASE} avec des sections efficaces d'absorption σ_{ASE}^{abs} et d'émission σ_{ASE}^{em} constantes sur cette bande, ce qui est bien sûr une approximation qui ne tient pas compte de la forme du spectre des sections efficaces. Les sections efficaces que nous allons utiliser pour l'ASE seront donc des valeurs moyennes qui permettront de compenser cette approximation. Elles seront alors différentes des sections efficaces mesurées précédemment à 976 nm. Les équations (II-20), présentées

dans le paragraphe 1.2.2, décrivent la propagation de la pompe ou du signal dans la fibre. On peut rajouter deux équations similaires pour la propagation de l'ASE copropagative et de l'ASE contrapropagative. L'ASE est introduite dans les équations par un terme source p_{ase} [Desurvire 94] :

$$p_{ase} = \frac{2\,h\,c\,\Delta\lambda_{ASE}}{\lambda_{ASE}^3}. \qquad \text{(II-27)}$$

Ce terme est une puissance équivalente de bruit en entrée de fibre correspondant à la présence d'un photon par mode sur les deux polarisations dans une plage $\Delta\lambda_{ASE}$ autour de λ_{ASE}.

L'équation de propagation relative à l'ASE co ou contrapropagative est alors :

$$\frac{dP_{ASE\,k}}{dz} = u_{ASE\,k}\left(\left(\sigma_{ASE}^{em}+\sigma_{ASE}^{abs}\right)\overline{N}_1 - \sigma_{ASE}^{abs}\,\overline{N}_{tot}\right)\Gamma_{ASE}\,P_{ASE\,k} + \sigma_{ASE}^{em}\,\overline{N}_1\,\Gamma_{ASE}\,\frac{2\,h\,c^2\,\Delta\lambda_{ASE}}{\lambda_{ASE}^3}, \qquad \text{(II-28)}$$

où k correspond soit au mode copropagatif ($u_{ASE\ co}$ = +1) soit au mode contrapropagatif ($u_{ASE\ contra}$ = -1), par rapport à la pompe supposée se propager dans le sens des z positifs (u_p = +1). La densité moyenne d'ions excités $\overline{N}_1$ (II-13) est modifiée par l'amplification de l'émission spontanée. Elle est alors définie par la relation (II-29) dans toutes les équations de propagation.

$$\overline{N}_1 = \overline{N}_{tot}\,\frac{\Gamma_p P_p \sigma_p^{abs} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\Gamma_s P_s \sigma_s^{abs} + \frac{\lambda_p}{\lambda_{ASE}}\Gamma_{ASE} P_{ASE}\sigma_{ASE}^{abs}}{\Gamma_p P_p\left(\sigma_p^{abs}+\sigma_p^{em}\right) + \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\Gamma_s P_s\left(\sigma_s^{abs}+\sigma_s^{em}\right) + \frac{\lambda_p}{\lambda_{ASE}}\Gamma_{ASE} P_{ASE}\left(\sigma_{ASE}^{abs}+\sigma_{ASE}^{em}\right) + \frac{h\,c}{\lambda_p}\,\frac{A_{eff}}{\tau}} \qquad \text{(II-29)}$$

où P_{ASE} est la somme des puissances d'ASE co et contrapropagatives :

$$P_{ASE} = P_{ASE\,co} + P_{ASE\,contra}. \qquad \text{(II-30)}$$

Nous obtenons donc un système de 4 équations différentielles à résoudre :

$$\begin{cases} \dfrac{dP_p}{dz} = u_p\left(\left(\sigma_p^{em}+\sigma_p^{abs}\right)\overline{N}_1 - \sigma_p^{abs}\,\overline{N}_{tot}\right)\Gamma_p\,P_p \\ \dfrac{dP_s}{dz} = u_s\left(\left(\sigma_s^{em}+\sigma_s^{abs}\right)\overline{N}_1 - \sigma_s^{abs}\,\overline{N}_{tot}\right)\Gamma_s\,P_s \\ \dfrac{dP_{ASE\,co}}{dz} = u_{ASE\,co}\left(\left(\sigma_{ASE}^{em}+\sigma_{ASE}^{abs}\right)\overline{N}_1 - \sigma_{ASE}^{abs}\,\overline{N}_{tot}\right)\Gamma_{ASE}\,P_{ASE\,co} + \sigma_{ASE}^{em}\,\overline{N}_1\,\Gamma_{ASE}\,\dfrac{2\,h\,c^2\,\Delta\lambda_{ASE}}{\lambda_{ASE}^3} \\ \dfrac{dP_{ASE\,contra}}{dz} = u_{ASE\,contra}\left(\left(\sigma_{ASE}^{em}+\sigma_{ASE}^{abs}\right)\overline{N}_1 - \sigma_{ASE}^{abs}\,\overline{N}_{tot}\right)\Gamma_{ASE}\,P_{ASE\,contra} + \sigma_{ASE}^{em}\,\overline{N}_1\,\Gamma_{ASE}\,\dfrac{2\,h\,c^2\,\Delta\lambda_{ASE}}{\lambda_{ASE}^3} \end{cases} \qquad \text{(II-31)}$$

avec $\overline{N}_1$ donné par l'équation (II-29)[4].

Les équations de la propagation des faisceaux contrapropagatifs (ASE ou signal) ont des conditions aux limites précisées sur la figure II-6 dans le cas d'un pompage copropagatif (pompe et signal dans le même sens).

[4] Rappel : Les densités moyennes d'ions et les puissances dépendent de la position longitudinale dans la fibre.

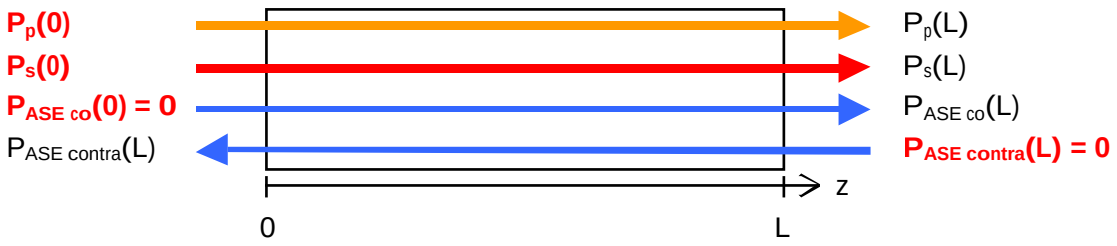


Figure II-6 : Puissances en entrée et sortie de fibre en présence d'ASE pour un pompage copropagatif par rapport au signal (valeurs connues en gras).

La résolution de ce système d'équations différentielles couplées ne peut se faire que numériquement et elle est réalisée avec la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4. Mais le logiciel Mathematica utilisé ne résout pas directement les systèmes d'équations différentielles couplées avec des conditions aux limites. Une procédure déterminant la valeur en entrée de la fibre permettant d'obtenir, après propagation dans la fibre, la valeur attendue en sortie de fibre, a été introduite dans le programme ne prenant pas en compte l'ASE à 1030 nm. Elle utilise la méthode de Newton-Raphson [Numerical Recipes 2] employée pour la recherche des racines d'une équation.

Maintenant que nous avons introduit l'ASE à 976 nm dans notre modélisation, nous allons pouvoir vérifier que les résultats obtenus en simulation sont bien cohérents avec les résultats expérimentaux, avant de l'utiliser pour simuler le gain de l'amplificateur à fibre, et dimensionner les fibres. Pour cela, nous avons comparé la simulation avec une source expérimentale d'ASE à 976 nm.

2 - Etude d'une source d'émission spontanée amplifiée

La source d'émission spontanée amplifiée est la source la plus simple à réaliser expérimentalement, puisqu'il suffit d'injecter la pompe dans la fibre dopée (figure II-7). Cette source présente deux sorties, l'une copropagative et l'autre contrapropagative par rapport à la pompe. La source de pompage est un laser Nd:YVO_4 émettant à 914 nm en continu. Il sera présenté dans le chapitre III.

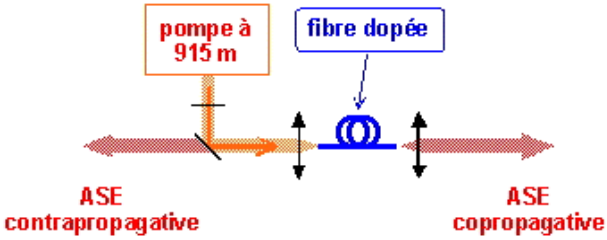


Figure II-7 : Principe de la source d'ASE à 976 nm.

Cette source va nous servir à ajuster les paramètres permettant de prendre en compte l'ASE à 976 nm, et à valider notre modélisation.

2.1 Ajustement des paramètres de la simulation de l'ASE à 976 nm

Avec le spectre présenté en figure II-5, nous connaissons la longueur d'onde centrale de l'ASE (λ_{ASE} = 977 nm) et sa largeur spectrale ($\Delta\lambda_{ASE}$ = 3 nm). Les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ASE vont être proches de celles obtenues pour le signal à 976 nm, mais ne seront pas forcément identiques. Ce sont donc des paramètres d'ajustement qui ont été déterminés à partir de la simulation de la source d'ASE. Pour cela, la somme des puissances d'ASE (co et contrapropagatives) ainsi que la puissance de pompe résiduelle ont été simulées et comparées à la source d'ASE expérimentale (figure II-8), réalisée avec une fibre de 30 cm, et pour une puissance de pompe maximale de 630 mW, qui était disponible au moment de cette étude.

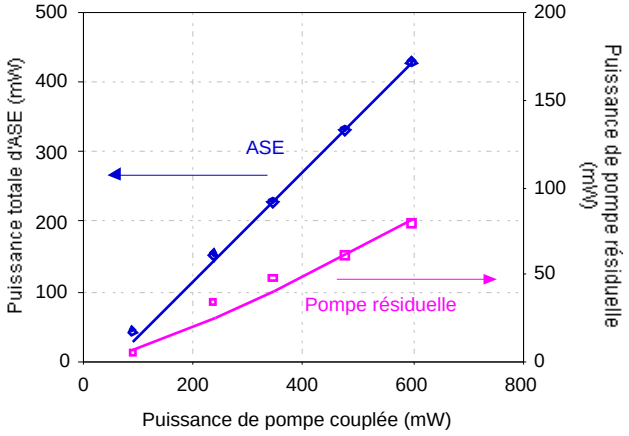


Figure II-8 : Comparaison de l'ASE et de la pompe résiduelle entre la simulation (traits pleins) et l'expérience (points) pour une fibre de 30 cm.

Les simulations de la puissance de pompe résiduelle et de la somme des ASE sont bien cohérentes avec les points expérimentaux quand on utilise les sections efficaces d'absorption et d'émission pour l'ASE à 976 nm suivantes :

section efficace d'absorption : $\sigma_{ASE}^{abs} = (1{,}7 \pm 0{,}2).10^{-24}\ m^2$,

section efficace d'émission : $\sigma_{ASE}^{em} = (2{,}1 \pm 0{,}2).10^{-24}\ m^2$.

Ces sections efficaces restent proches de celles mesurées à 976 nm pour le signal (tableau II-2). Ces différences de valeurs sont liées à la modélisation de l'ASE, qui est assimilée à un rectangle de largeur $\Delta\lambda_{ASE}$ sur lequel la section efficace reste constante.

Les paramètres de l'ASE ayant été ajustés sur la somme des puissances des ASE copropagative en z = L et contrapropagative en z = 0, il faut vérifier que la simulation donne bien le comportement des ASE indépendamment l'une de l'autre.

Pour la source d'ASE précédente, les ASE co et contrapropagatives sont comparées avec les valeurs obtenues en simulation sur la figure II-9, qui présente l'évolution des puissances des ASE et de la pompe résiduelle en fonction de la puissance de pompe.

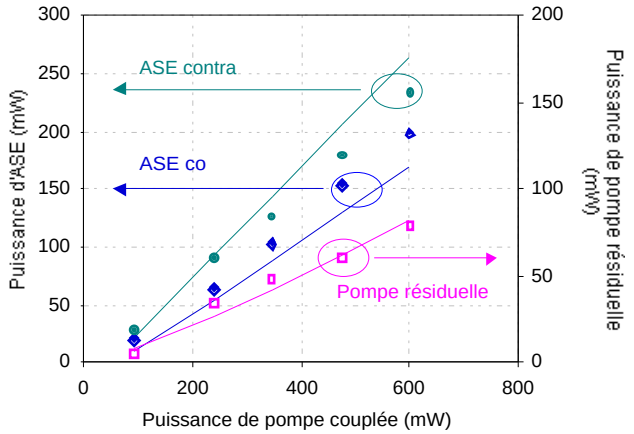


Figure II-9 : Comparaison entre les puissances mesurées (points) et les puissances simulées (traits) pour une fibre de 30 cm.

Sur cette comparaison (figure II-9), on peut voir que, théoriquement et expérimentalement, l'ASE contrapropagative est plus intense que l'ASE copropagative. La puissance de pompe est en effet plus forte à l'entrée de la fibre (en z=0) et le gain est plus important à cet endroit. L'amplification de l'émission spontanée est alors plus efficace pour l'ASE contrapropagative que pour l'ASE copropagative, cette dernière ayant une puissance très faible en entrée de fibre (z=0) par rapport à l'ASE contrapropagative. Par contre, expérimentalement, le rapport entre les puissances d'ASE co et contrapropagatives est différent : la puissance d'ASE copropagative est trop importante par rapport à l'ASE contrapropagative. Nous montrerons dans la suite (II-2.2) que cette différence s'explique simplement par la prise en compte d'une réflexion parasite.

Des puissances de sortie de 200 mW pour l'ASE copropagative et de 234 mW pour l'ASE contrapropagative ont été obtenues expérimentalement. Elles correspondent à des efficacités de conversion respectives de 36 % et 40 % par rapport à la puissance de pompe incidente. L'absorption de la pompe est de 87 %. Ces valeurs de puissance et d'efficacités sont plus importantes que celles observées dans la littérature pour les fibres dopées monomodes (cf. annexe B). De plus, l'absorption de la pompe étant beaucoup plus élevée que dans le cas des fibres double-cœur microstructurées [Selvas 03], cette source d'ASE a une meilleure efficacité intrinsèque, bien qu'elle soit bidirectionnelle. Elle est donc prometteuse pour une éventuelle utilisation en source unidirectionnelle.

2.2 Influence d'une réflexion parasite

La différence des rapports de puissance entre les ASE co et contrapropagatives expérimentales et théoriques, que nous venons de mettre en évidence, montre qu'il existe un paramètre expérimental supplémentaire qui n'est pas pris en compte dans nos modélisations. Effectivement, la pompe est injectée dans une fibre non dopée, connectée à notre fibre dopée (figure II-10). L'intérêt de cette fibre non dopée est de pouvoir injecter le faisceau de pompe dans une fibre monomode indépendante de la fibre dopée et donc de connaître la puissance de pompe réellement injectée dans la fibre dopée. De plus, elle nous permet de changer facilement de fibre dopée lors d'études de l'influence de la longueur de la fibre par exemple. D'autre part, nous pouvons mettre un contrôleur de polarisation fibré sur cette fibre, pour régler la polarisation de la source à 976 nm quand nous en aurons l'utilité.

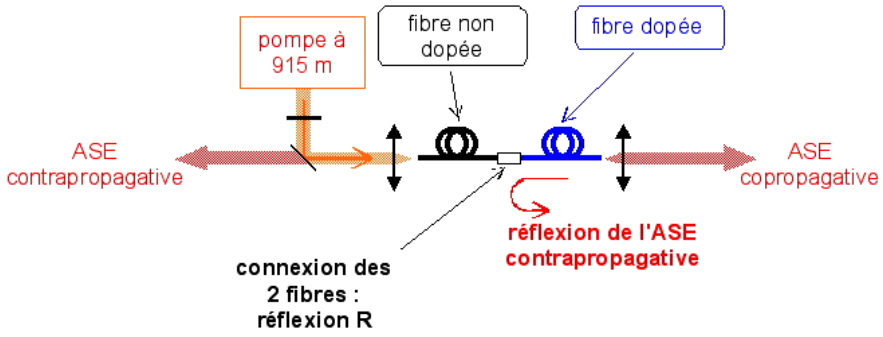


Figure II-10 : Réflexion de l'ASE contrapropagative par le connecteur entre la fibre non dopée d'injection de la pompe et la fibre dopée.

Le fait que les deux fibres ne soient pas exactement identiques entraîne un désaccord de mode. Ce désaccord conduit à une réflexion peu intense de l'ASE contrapropagative, mais qui peut suffire à changer le rapport des puissances d'ASE. Cette sensibilité de l'ASE aux réflexions parasites a déjà été signalée par l'ORC pour des fibres monomodes [Hanna 89].

On introduit donc une réflexion sur l'ASE copropagative ou contrapropagative dans les simulations (figure II-10). Elle ajoute une contribution à l'ASE copropagative en entrée de fibre, qui dépend du coefficient de réflexion R et de la valeur en entrée de fibre de l'ASE contrapropagative $P_{ASE\ contra}(0)$ (figure II-11). Il faut donc déterminer la valeur en z = 0 de l'ASE contrapropagative permettant d'obtenir une ASE contrapropagative nulle en z = L. Elle est ensuite multipliée par le coefficient de réflexion en z = 0, afin de calculer la valeur de l'ASE copropagative en z = L.

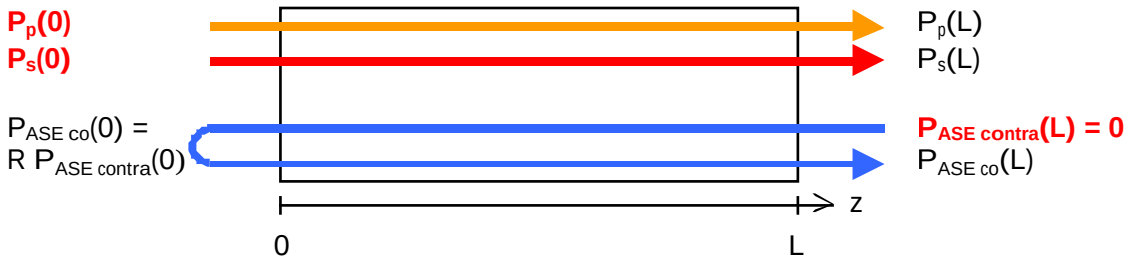


Figure II-11 : Notation de puissances en entrée et sortie de fibre pour une réflexion de l'ASE contrapropagative en l'absence de signal dans la fibre dans le cas général (valeurs connues en gras).

Si l'on veut simuler une réflexion sur l'ASE copropagative, il faut utiliser la méthode de Newton-Raphson [Numerical Recipes 2] pour déterminer, en z = 0, la valeur de l'ASE contrapropagative liée à la réflexion de l'ASE copropagative en z = L (figure II-12).

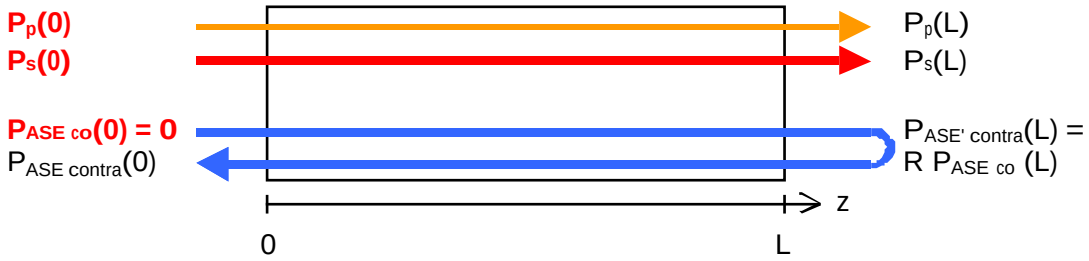


Figure II-12 : Notations des puissances en entrée et sortie de fibre pour une réflexion de l'ASE copropagative en l'absence de signal dans la fibre dans le cas général (valeurs connues en gras).

Ces calculs nous ont permis d'étudier l'influence des réflexions sur les rapports d'ASE co et contrapropagatives (figure II-13).

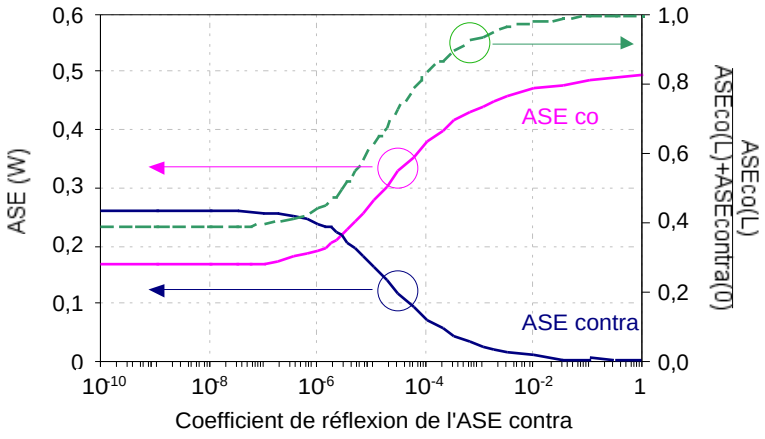


Figure II-13 : Influence simulée d'une réflexion de l'ASE contrapropagative en z=0, pour une fibre de 30 cm et une puissance de pompe de 600 mW.

La figure II-13 a été obtenue pour une puissance de pompe de 600 mW et une fibre de 30 cm. Pour une réflexion de l'ASE contrapropagative en z = 0 inférieure à $R = 2.10^{-6}$, l'ASE contrapropagative est supérieure à l'ASE copropagative, comme on s'y attendait, avec typiquement une puissance de 260 mW d'ASE contrapropagative contre 170 mW d'ASE copropagative. Quand la réflexion augmente, l'ASE contrapropagative devient plus faible que l'ASE copropagative. Au-delà de 1 % de réflexion, 98 % de l'ASE totale est copropagative avec une puissance de 470 mW pour une puissance totale de 480 mW. L'ASE est ainsi unidirectionnelle. Cette valeur de l'ASE totale ($P_{ASE\ co}$ (L) + $P_{ASE\ contra}$ (0)) reste quasiment constante quelle que soit la valeur de la réflexion parasite. Ceci nous a permis de déterminer les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ASE sans prendre en compte cette réflexion parasite (paragraphe 2.1).

Proposons une explication intuitive de cette forte sensibilité de l'ASE à une réflexion. L'ASE contrapropagative réfléchie en z = 0 est réinjectée dans la fibre. Elle devient équivalente à un signal source (figure II-11), et est donc amplifiée par la fibre dopée lors de sa propagation de z = 0 vers z = L. Le gain est alors utilisé pour l'amplification de cette ASE réfléchie (R ASEcontra(0)), au détriment de l'amplification de l'émission spontanée contrapropagative, qui se propage de z = L vers z = 0. La source devient ainsi unidirectionnelle si la réflexion de l'ASE contrapropagative en z = 0 est suffisamment élevée.

Pour la fibre de 30 cm avec une puissance de pompe de 600 mW, l'égalisation de l'ASE copropagative en z = L et de l'ASE contrapropagative en z = 0 est obtenue théoriquement pour une réflexion de $R = 2.10^{-6}$, qui correspond à une puissance d'ASE contrapropagative réfléchie (R ASEcontra(0)) d'environ 5.10^{-7} W. Pour la même longueur de fibre, avec une puissance de pompe différente (mais suffisamment importante pour que la transparence à 976 nm soit garantie tout au long de la fibre), l'égalité entre les deux ASE (ASE co(L) = ASE contra(0)) est obtenue pour une valeur de coefficient de réflexion R différente, mais pour une même valeur d'ASE contrapropagative réfléchie (R ASEcontra(0)). C'est donc bien la puissance de l'ASE réfléchie qui détermine le comportement de la source. Un phénomène similaire est visible avec une réflexion de l'ASE copropagative.

Ce comportement est une difficulté non négligeable puisqu'il va perturber les sources que nous voulons réaliser, en introduisant des variations de puissance entre les composantes co et contrapropagatives des sources, et est susceptible d'engendrer un effet laser parasite. Mais il

montre aussi qu'il est possible de réaliser une source d'ASE unidirectionnelle simple. Nous l'avons mis à profit pour réaliser une source d'ASE simple et efficace à 976 nm, qui sera présentée dans le chapitre III. Tout dépend de l'utilisation de la fibre. En pratique, pour limiter les réflexions parasites sur les extrémités de la fibre, des connecteurs clivés en biais avec un angle, de 8° par exemple pour les connecteurs FC/APC (Angled Physical Contact ou Angle-Polished Connector) que nous utilisons, peuvent être installés aux extrémités de la fibre. Le taux de réflexion typique de ces connecteurs est de -60 dB, soit $R \approx 1.10^{-6}$, ce qui est inférieur à la valeur pour laquelle les ASE co et contrapropagatives s'égalisent.

Une réflexion parasite joue donc un rôle très important dans nos simulations, et nous sommes obligés de la prendre en compte si l'on veut décrire séparément les contributions des ASE co et contrapropagatives. Dans le cas de la source étudiée précédemment, c'est une réflexion extrêmement faible de $1{,}4.10^{-6}$, qui permet de simuler une évolution du rapport des ASE co et contrapropagatives proche des résultats expérimentaux. Il est difficile d'après ces simulations d'obtenir une source d'ASE exempte de l'influence d'une réflexion, puisque le coefficient de réflexion du connecteur est suffisant pour influencer les proportions d'ASE co et contrapropagatives.

Avec cette réflexion de $1{,}4.10^{-6}$, la comparaison des simulations et des points expérimentaux est présentée sur la figure II-14.

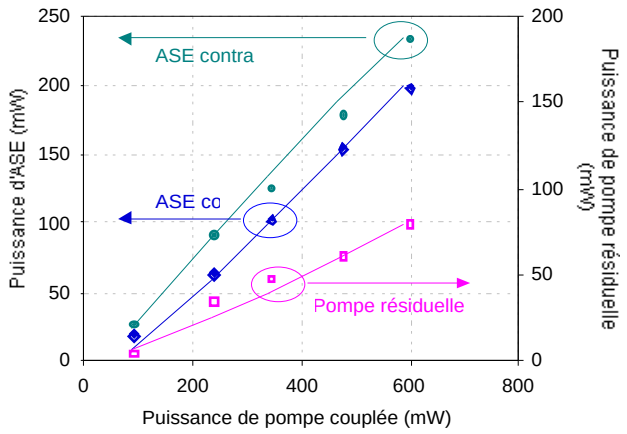


Figure II-14 : Comparaison entre la simulation (traits pleins) et les points expérimentaux en tenant compte de la réflexion parasite ($R=1{,}4.10^{-6}$) pour la fibre de 30 cm.

Dans ce cas, il y a une bonne adéquation entre les simulations et les points expérimentaux pour les puissances d'ASE et la puissance de pompe résiduelle.

2.3 Optimisation de la longueur de la fibre

L'ajustement de la longueur de la fibre est un paramètre très important pour optimiser les performances des sources à 976 nm. En effet, le choix de la longueur de la fibre permettra d'éviter la réabsorption à 976 nm et l'apparition d'une émission autour de 1030 nm. L'étude de l'influence de la longueur de la fibre, en l'absence de réflexion sur l'ASE co ou contrapropagative, pour une puissance de pompe de 600 mW, montre bien l'existence d'une longueur optimale pour l'ASE copropagative et pour la somme des ASE (ASE co(L) + ASE contra(0)) (figure II-15). Pour optimiser l'ASE copropagative, la longueur optimale est de 31 cm, alors qu'elle est de l'ordre de 45 cm si on veut augmenter la puissance totale d'ASE. Dans ce cas, la longueur optimale n'est pas critique, grâce à l'évolution

continûment croissante de la puissance de l'ASE contrapropagative, et admet une tolérance de 10 cm autour de 45 cm.

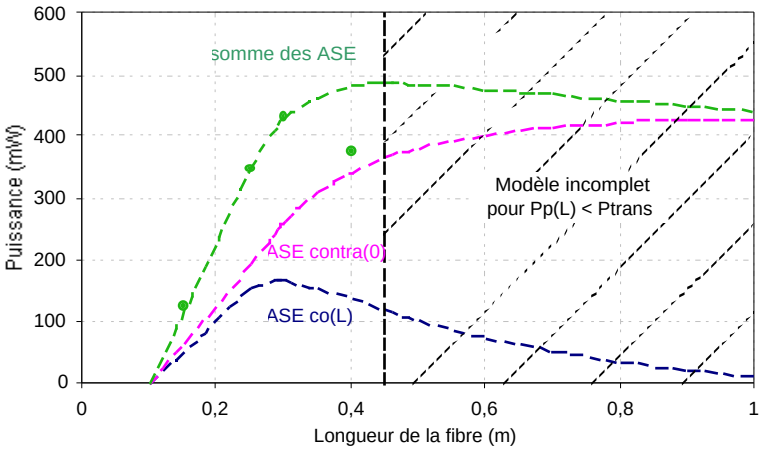
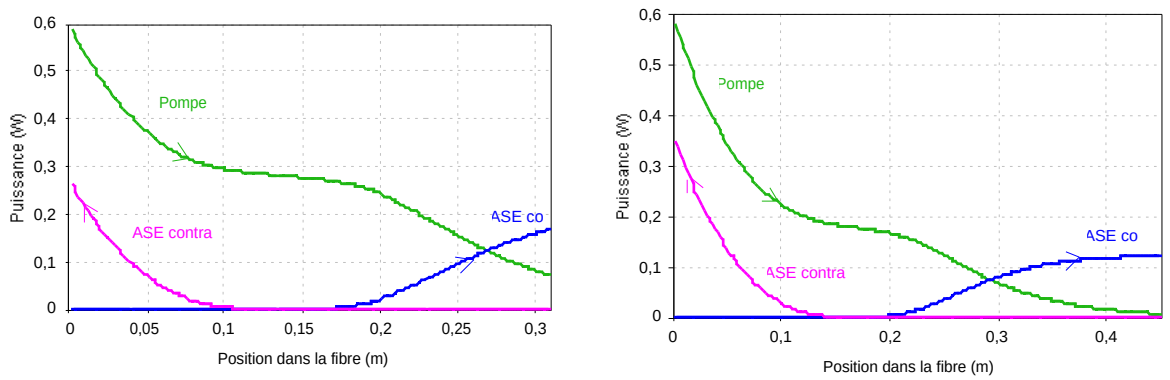


Figure II-15 : Simulation (traits) de l'influence de la longueur de la fibre sur l'ASE à 976 nm (ASE copropagative en z = 0, et contrapropagative en z = L) pour une puissance de pompe de 600 mW, et comparaison de la somme des ASE simulée avec l'expérience (points).

Pour une puissance de pompe donnée, l'ASE copropagative en z = L augmente avec la longueur de la fibre, jusqu'à ce que celle-ci devienne trop longue, puis elle diminue. Ceci intervient alors que la puissance de pompe résiduelle en z = L, P_p (L), est encore supérieure à la puissance de transparence P_{trans}. Au contraire, l'ASE contrapropagative en z = 0 augmente toujours avec la longueur de la fibre. Quand la puissance de pompe résiduelle P_p (L) devient inférieure à la puissance de transparence, l'ASE contrapropagative n'est pas, ou peu, amplifiée au début de sa propagation, vers z = L, tant que la puissance de pompe est inférieure à la puissance de transparence. A partir de la position dans la fibre pour laquelle la puissance de pompe devient supérieure à la puissance de transparence, cette ASE contrapropagative commence à être amplifiée, et voit le gain maximal à la fin de sa propagation, vers z = 0, là où la puissance de pompe est maximale. Elle augmente donc avec la longueur de la fibre, mais de façon moins rapide que dans les cas où la puissance de transparence est atteinte sur toute la longueur de la fibre.

La puissance totale d'ASE (ASE co(L) + ASE contra(0)) reflète ces deux comportements. Elle atteint un maximum quand la puissance de pompe résiduelle P_p (L) est égale à la puissance de transparence. Au-delà, la décroissance de la puissance de l'ASE copropagative est suffisamment rapide pour que la somme des ASE diminue.



(a) Fibre de 31 cm optimisée pour l'ASE copropagative.

(b) Fibre de 45 cm optimisée pour la somme des ASE.

Figure II-16 : Evolution des puissances des ASE à 976 nm le long de la fibre pour une puissance de pompe de 600 mW, pour la fibre optimisée pour l'ASE copropagative (a), ou la somme des ASE (b).

Cette différence des longueurs optimales pour l'ASE copropagative ou la somme des ASE est visible avec les évolutions des puissances de pompe et d'ASE le long de la fibre (figure II-16). Pour une fibre optimisée pour l'ASE copropagative (figure II-16 (a)), la puissance de cette ASE augmente le long de la fibre. Elle augmente lentement au début de la fibre (z proche de 0), et gagne en puissance surtout vers la fin de la fibre (z = L), puisque le gain est utilisé par l'ASE contrapropagative en début de fibre (z = 0). Pour une fibre optimisée sur la somme des ASE (ASE co (L) + ASE contra (0)) (figure II-16 (b)), l'ASE contrapropagative augmente toujours vers le début de la fibre (z = 0), mais la plus grande longueur de fibre qu'elle a parcourue lui permet d'être plus puissante quand elle est proche de l'extrémité z=0. Comme elle utilise le gain disponible en début de fibre (z = 0), la puissance de pompe diminue plus vite que dans le cas précédent. L'ASE copropagative sera donc peu amplifiée, et moins puissante en z = L que pour la configuration (a) puisqu'elle voit une puissance de pompe inférieure à celle de cette configuration. L'optimum de longueur ne peut donc pas être obtenu à la fois pour l'ASE copropagative et la somme des ASE.

Expérimentalement, l'influence de la longueur de la fibre a été étudiée pour 4 fibres de 15, 25, 30 et 40 cm (figure II-17).

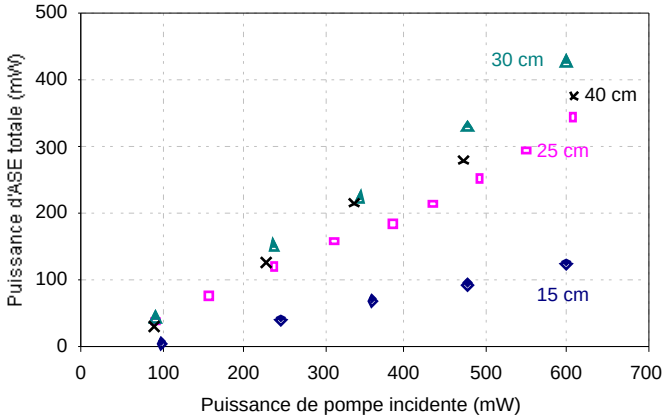


Figure II-17 : Etude expérimentale de l'influence de la longueur de la fibre sur la puissance totale d'ASE.

Pour les longueurs de fibre inférieures à 30 cm, il y a une bonne adéquation entre la puissance de la somme des ASE obtenue par simulation et par l'expérience, comme le montre la figure II-15. En dessous de cette longueur optimale, déterminée expérimentalement à 30 cm

(figure II-15 et II-17), l'absorption de la pompe est insuffisante, la puissance délivrée et l'efficacité de la source sont plus faibles.

La longueur optimale obtenue expérimentalement est inférieure à celle prévue par le modèle (de 40 à 50 cm). En effet, expérimentalement, pour la fibre de 40 cm, la puissance à 976 nm est déjà réabsorbée, et l'ASE autour de 1030 nm devient non négligeable, comme le montre la comparaison des spectres d'ASE pour les fibres de 30 et 40 cm (figure II-18). La puissance à 976 nm diminue donc plus vite que ce que prévoit notre modèle qui ne prend pas l'émission autour de 1030 nm en compte.

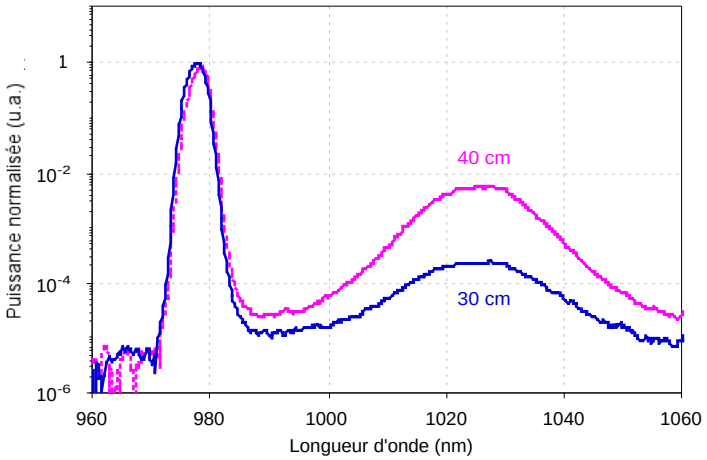


Figure II-18 : Comparaison expérimentale des spectres pour des fibres de 30 cm et de 40 cm et une puissance de pompe de 600 mW.

Ce phénomène doit donc être pris en compte par le modèle pour être valable quelle que soit la longueur de la fibre. Notre modélisation reste valable tant que la puissance de pompe résiduelle en sortie de fibre est supérieure typiquement à la puissance de transparence, c'est-à-dire pour des longueurs de fibre inférieures à 40 cm. C'est donc une limitation de nos simulations dont il faut rester conscients. Pour les fibres plus longues, il est indispensable de tenir compte de l'ASE vers 1030 nm. Nous avons donc étudié l'influence de l'ASE autour de 1030 nm à l'aide d'un logiciel commercial qui utilise les spectres complets d'émission et d'absorption des ions ytterbium.

2.4 Comparaison du modèle avec un logiciel commercial

J'ai eu l'occasion, dans les derniers mois de ma thèse, d'utiliser un logiciel commercial (OptiSystem, de la société Optiwave) pour comparer la modélisation simple que nous avons employée avec un modèle plus complet. Il prend en compte les sections efficaces d'absorption et d'émission sur tout le spectre des ions Yb^{3+} dans une matrice de silice (figure II-19), donc les ASE autour de 976 et 1030 nm. Je l'ai donc utilisé pour étudier l'influence de l'émission autour de 1030 nm.

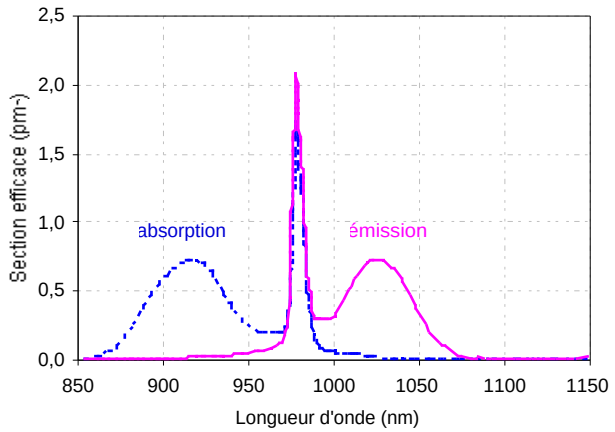
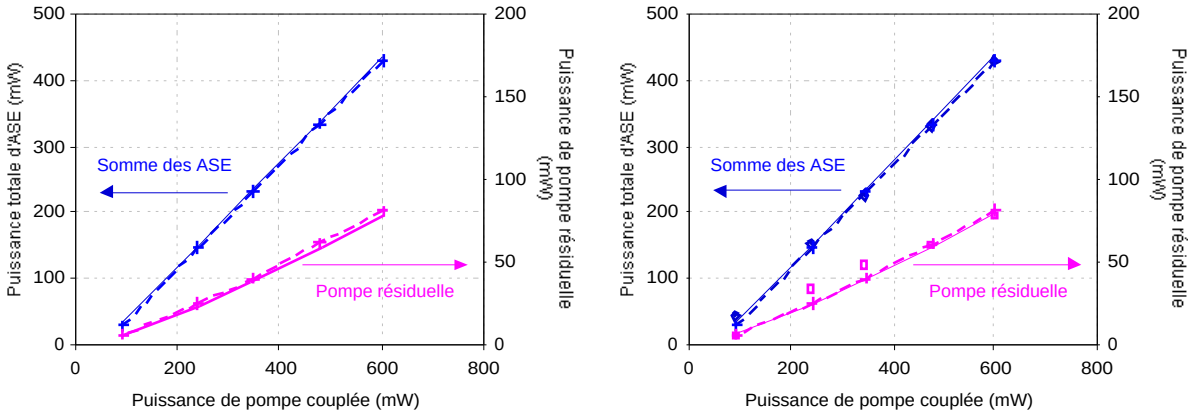


Figure II-19 : Sections efficaces d'absorption (pointillé) et d'émission (trait plein) prises en compte dans le logiciel.

Dans le logiciel OptiSystem, les sections efficaces d'absorption et d'émission à 915 et autour de 976 nm peuvent être ajustées de façon à être cohérentes avec les valeurs mesurées expérimentalement. Ceci va nous permettre de comparer directement les deux modèles pour voir l'influence de l'ASE autour de 1030 nm.

2.4.1 - Simulation de l'efficacité de la source d'ASE

L'ajustement des paramètres et la vérification de la pertinence des sections efficaces d'absorption et d'émission utilisées vers 976 nm sont réalisés au travers de la comparaison entre la simulation et la courbe d'efficacité expérimentale de la source d'ASE présentée précédemment. La comparaison est réalisée sur la somme des puissances d'ASE co et contrapropagatives en sortie de fibre (figure II-20) pour s'affranchir du problème de la réflexion parasite qui change le rapport des ASE co et contrapropagatives, qui ne peut être prise en compte par le logiciel OptiSystem.



(a) Comparaison entre le logiciel OptiSystem (trait plein) et notre modélisation (trait pointillé et croix).

(b) Comparaison entre le logiciel OptiSystem (trait plein), notre modélisation (trait pointillé et croix) et l'expérience (losanges pleins et carrés vides).

Figure II-20 : Comparaison des modèles (traits) avec les points expérimentaux (losanges pleins et carrés vides) pour la fibre de 30 cm.

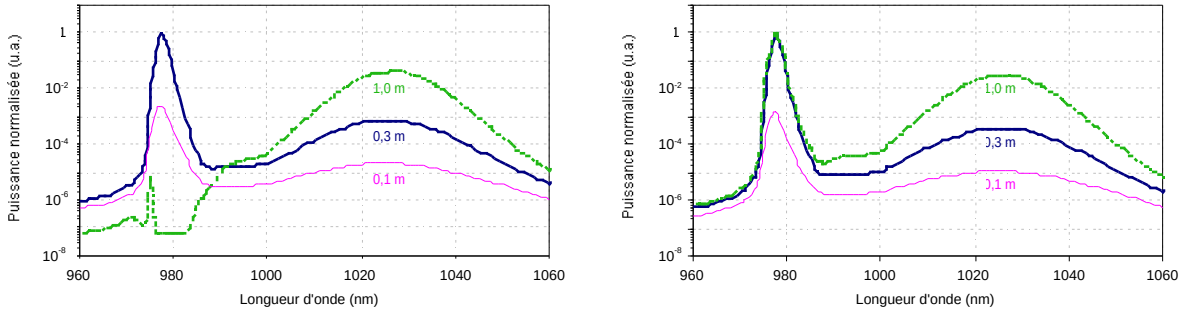
Nous pouvons donc constater que notre modèle simple est cohérent avec une modélisation plus complète du système (figure II-20 (a)) puisque les résultats sont similaires

dans les deux cas aux résultats expérimentaux. Il est donc suffisant pour simuler correctement les courbes d'ASE vers 976 nm pour des longueurs de fibres inférieures ou proches de la longueur optimale. Ceci est vrai dans ce cas puisque l'ASE est négligeable autour de 1030 nm.

2.4.2 - Influence de la longueur de la fibre

Nous devrions voir une différence entre les deux programmes lorsqu'il est nécessaire de prendre en compte l'ASE autour de 1030 nm. Pour cela, l'évolution de la puissance de l'ASE avec la longueur de la fibre est un bon test. Si la fibre est trop longue, nous devrions voir une augmentation de l'ASE vers 1030 nm et une diminution plus rapide de celle vers 976 nm par rapport à nos simulations.

Le logiciel commercial permet d'obtenir les spectres des ASE co et contrapropagatives, et de suivre leur évolution en fonction de la longueur de la fibre (figure II-21). Les sections efficaces autour de 1030 nm ont été ajustées en utilisant le spectre expérimental obtenu pour une fibre de 40 cm, et le spectre simulé pour cette longueur de fibre.



(a) Spectres d'ASE copropagative. *(b) Spectres d'ASE contrapropagative.*

Figure II-21 : Evolution simulée du spectre d'ASE pour trois longueurs de fibre pour une puissance de pompe de 600 mW avec le logiciel OptiSystem.

Sur les spectres simulés (figure II-21), nous pouvons voir que l'ASE vers 976 nm augmente quand la fibre passe de 10 à 30 cm. L'ASE vers 1030 nm augmente aussi, mais de façon moins rapide (a). Au-delà de 30 cm, la longueur de la fibre est trop grande pour l'ASE copropagative à 976 nm, et sa puissance diminue (figure II-16 (b)). Lorsque la puissance de pompe n'est plus suffisante pour garantir la transparence du milieu à 976 nm, l'ASE vers 1030 nm prend le dessus. Le spectre copropagatif (figure II-21 (a)) pour une fibre de 1 m montre bien la réabsorption de l'ASE à 976 nm et une très forte émission autour de 1030 nm.[5]

[5] Le pic restant est un artefact dû aux courbes des sections efficaces d'absorption et d'émission utilisées pour la simulation autour de 976 nm.

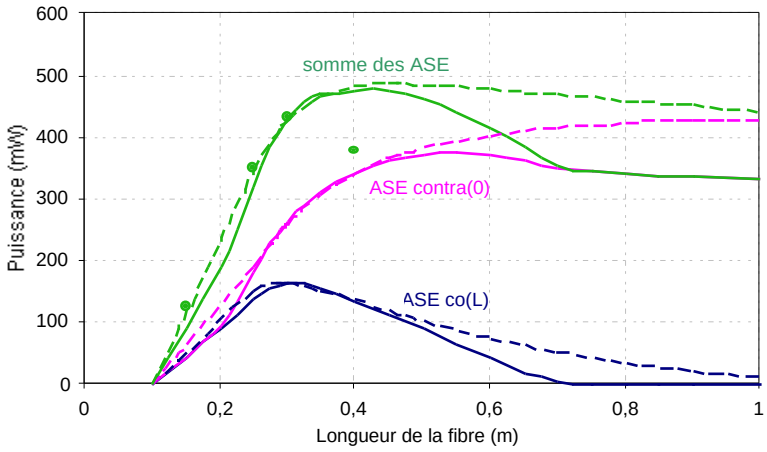


Figure II-22 : Evolution de l'ASE autour de 976 nm en fonction de la longueur de la fibre pour notre modélisation (trait pointillé) et le logiciel OptiSystem (trait plein) pour une puissance de pompe de 600 mW et comparaison avec les points expérimentaux.

Pour une puissance de pompe de 600 mW, le logiciel OptiSystem donne une longueur optimale de la fibre pour la somme des ASE de 42 cm au lieu des 45 cm obtenus avec notre modélisation. L'ASE autour de 1030 nm diminue donc un peu la puissance totale de l'ASE obtenue et la longueur optimale de la fibre. Néanmoins, le logiciel OptiSystem ne suffit pas à expliquer la grande différence de puissance obtenue pour la fibre de 40 cm. Il peut y avoir des réflexions parasites à la connexion de la fibre qui perturberaient l'ASE autour de 976 nm, ou des défauts à l'intérieur de la fibre, ce qui diminuerait aussi l'efficacité de la source en introduisant des pertes.

Pour les longueurs supérieures à la longueur optimale, l'influence de l'ASE autour de 1030 nm est très visible, avec une diminution conséquente de la puissance émise autour de 976 nm (figure II-22). En dessous de la longueur optimale expérimentale, elle n'est pas suffisamment influente pour qu'il soit nécessaire de la prendre en compte.

Notre modélisation est donc suffisante pour permettre de bien estimer la longueur des fibres et de prévoir les puissances obtenues, pour des longueurs de fibres proches de la longueur optimale.

2.5 Influence du dopage de la fibre pour une source d'ASE à 976 nm

Notre modèle peut être utilisé pour choisir d'autres paramètres de la fibre afin d'optimiser la puissance maximale sur les deux sorties de l'ASE. Nous étudions ici le dopage de la fibre.

Pour un dopage de la fibre donné, la longueur optimale L_{opt} pour la somme des ASE est obtenue quand la puissance de pompe résiduelle en $z = L$ est égale à la puissance de transparence (figure II-15). Dans ce cas, pour une puissance de pompe incidente donnée, l'absorption de la pompe A est fixée. On peut alors faire le lien entre la longueur et le dopage de la fibre avec l'absorption petit signal α_p (II-22) via l'absorption A :

$$A = \frac{P_p(0) - P_p(L_{opt})}{P_p(0)} = 1 - \exp\left(-\sigma_p^{abs}\, N_{tot}\, \Gamma_p\, L_{opt}\right) . \qquad \text{(II-32)}$$

Il existe donc une infinité de couples "dopage - longueur" qui peuvent permettre d'obtenir une source unidirectionnelle optimale. Pour ces couples, puisque l'absorption A est fixée, la

puissance à 976 nm émise par la source est identique. Pour une puissance de pompe de 600 mW, l'absorption de la pompe à la longueur optimale est de 99 %, la puissance de pompe résiduelle étant de 7 mW environ. Dans ce cas, la puissance totale d'ASE (ASE co(L) + ASE contra(0)) est de 500 mW, indépendamment du couple "longueur optimale - dopage" choisi. Puisque la longueur de la fibre est optimale et que la puissance de pompe est toujours supérieure à la puissance de transparence, il n'y a pas d'ASE autour de 1030 nm, et l'évolution de la longueur optimale de la fibre en fonction du dopage peut être vérifiée avec le modèle simple. La fibre que nous étudions est indiquée par la droite en pointillé sur la figure II-23.

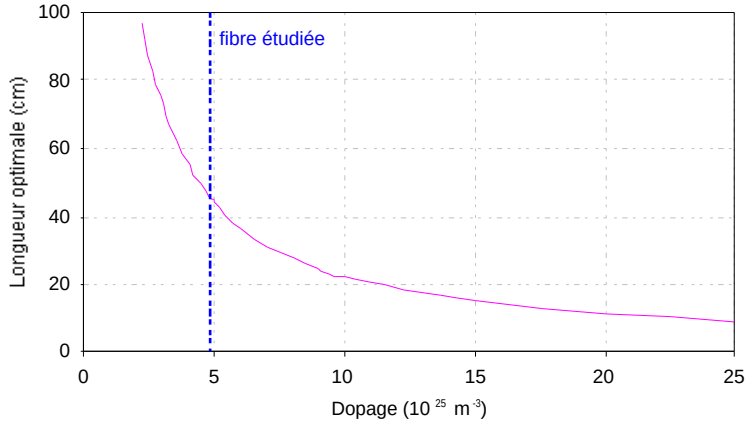


Figure II-23 : Simulation de l'évolution de la longueur optimale en fonction du dopage de la fibre avec notre modélisation, pour une puissance de pompe de 600 mW.

Si le dopage est relativement faible, la fibre devra être longue puisque l'absorption linéique est peu importante. La longueur optimale sera alors peu critique, mais les atténuations typiques de ces fibre étant de l'ordre de 0,1 dB/m, il n'est pas judicieux de travailler avec des fibres trop longues. Quand le dopage est élevé, l'absorption linéique est grande et la longueur de la fibre petite. Néanmoins, une fibre trop courte ne sera pas pratique d'utilisation. Pour éviter les réflexions parasites aux extrémités de la fibre, nous utilisons des connecteurs clivés en biais (FC/APC) soudés sur la fibre. Compte-tenu de la taille de ces connecteurs, il est difficile d'envisager d'en installer sur une fibre de longueur inférieure à 10 cm. De plus, la longueur optimale devient plus critique, et la fibre est susceptible de s'échauffer, puisque la longueur de diffusion thermique sera plus courte, ce qui risque d'être nuisible si les puissances de pompe deviennent très élevées. La fibre que nous utilisons est donc un bon compromis entre ces deux situations.

Au cours de cette étude théorique de l'ASE à 976 nm dans les fibres monomodes dopées par des ions ytterbium, nous avons pu voir qu'il est possible d'ajuster les différents paramètres de la modélisation afin de décrire correctement l'émission spontanée amplifiée à 976 nm dans les fibres dopées. Certains de ces paramètres sont déterminés expérimentalement, ce qui permet de ne conserver que quelques paramètres d'ajustement sur les expériences, et de simplifier les simulations. Cette étude permet aussi de se rendre compte des limitations d'une source basée sur l'ASE à 976 nm, qui est une source simple et efficace, mais est très sensible aux réflexions parasites. Nous avons aussi vu qu'il faut être soigneux pour choisir la longueur de la fibre pour éviter la réabsorption à 976 nm ainsi que l'émission à 1030 nm Cette dernière est un facteur limitant notre modélisation, qui ne la prend pas en

compte, ce dont il faut se souvenir dans les simulations. Lorsque les fibres sont trop longues, cette ASE ne sera plus négligeable, faussant les résultats de nos simulations, qui surestiment alors les puissances d'ASE attendues. Dans ce cas, il faudra utiliser le logiciel OptiSystem.

Nous allons maintenant nous intéresser au cas de l'amplification d'une diode laser à 976 nm dans une fibre dopée par des ions ytterbium. Cette diode laser fonctionnera soit en régime continu, soit en régime impulsionnel. La modélisation que nous avons développée ne prend pas en compte les évolutions temporelles proprement dites du signal injecté. Néanmoins, comme il l'a été dit dans l'introduction de ce chapitre, les simulations en régime continu seront valables aussi pour ce régime sous certaines conditions de durée et de cadence des impulsions. Cette partie décrit donc l'évaluation théorique du gain total que nous pourrons atteindre dans la fibre. Ce gain dépend de la puissance de pompe disponible et de la puissance moyenne du signal injecté. Ces valeurs étant fixées, la longueur de la fibre devra être optimisée. L'influence de l'ASE à 976 et 1030 nm sera aussi étudiée, afin de connaître le domaine de validité de notre modélisation pour cette situation. D'autre part, il existe deux configurations possibles de l'amplification, le signal pouvant être injecté de façon co ou contrapropagative avec la pompe. Nous verrons avec les simulations quelle solution choisir pour notre application.

3 - Simulation de l'amplificateur

Le signal à amplifier sera issu d'une diode laser émettant vers 976 nm, dont les caractéristiques seront présentées dans le chapitre IV. Le signal émis par la diode sera soit continu, soit impulsionnel, avec des durées d'impulsions de l'ordre de 10 ns et des cadences de l'ordre de 10 MHz. Ces durées et cadences sont réglables, ce qui permet de faire varier la puissance moyenne du signal, entre 100 µW et 10 mW typiquement. La fibre sera pompée par une puissance injectée d'environ 3 W à 915 nm (le système de pompage à 915 nm sera décrit dans le chapitre III). Les simulations seront donc principalement réalisées avec cette puissance de pompe. Le principe de l'amplification de la diode laser à 976 nm est schématisé en figure II-24.

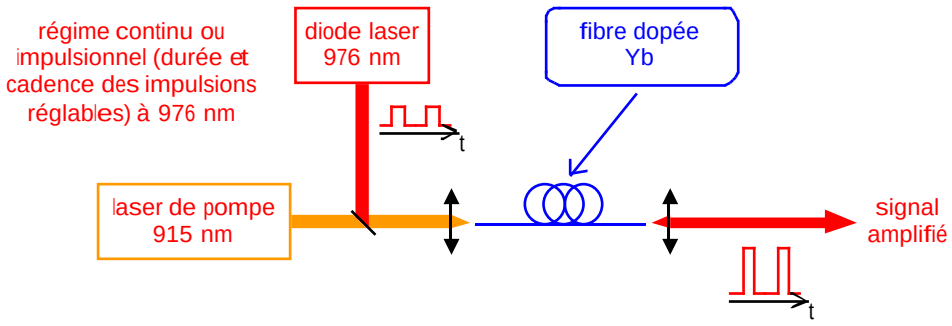


Figure II-24 : Dispositif expérimental pour l'amplification d'une diode laser à 976 nm en régime continu ou impulsionnel.

3.1 Deux régimes d'amplification

Nous disposerons expérimentalement de puissances de signal incident comprises entre 100 µW et 10 mW. L'émission spontanée à 976 nm et le signal sont en compétition pour le gain, et les simulations précédentes (paragraphe II-2) ont montré que l'amplification de l'émission spontanée peut ne pas être négligeable. Nous allons donc voir dans quelle mesure l'ASE peut modifier le gain disponible dans l'amplificateur à fibre dans le cas d'une forte injection (signal incident de l'ordre de 10 mW), ou d'une faible injection (signal incident de l'ordre de 100 µW).

3.1.1 - Régime d'extraction de la puissance (forte puissance moyenne injectée)

Dans le cas d'une forte injection, c'est-à-dire quand le signal incident est déjà important, l'émission spontanée à cette longueur d'onde est négligeable devant ce signal et n'est pas amplifiée. On peut donc négliger l'influence de l'ASE sur le gain à 976 nm, comme le montre la figure II-25, qui montre que la courbe de gain, en fonction de la longueur de la fibre, simulée en tenant en compte ou non de l'ASE à 976 nm (celle autour de 1030 nm étant négligée) sont confondues. L'ASE autour de 1030 nm a de l'influence sur l'amplification du signal dans le cas où les fibres sont longues (> 60 cm), comme le montre la simulation réalisée avec le logiciel OptiSystem (figure II-25). Lorsque le signal incident est fort (10 mW par exemple), le gain de l'amplificateur est relativement faible, la fibre travaillant en régime d'extraction d'énergie, et l'ASE aux deux longueurs d'onde est inexistante pour des longueurs de fibre inférieures à 60 cm.

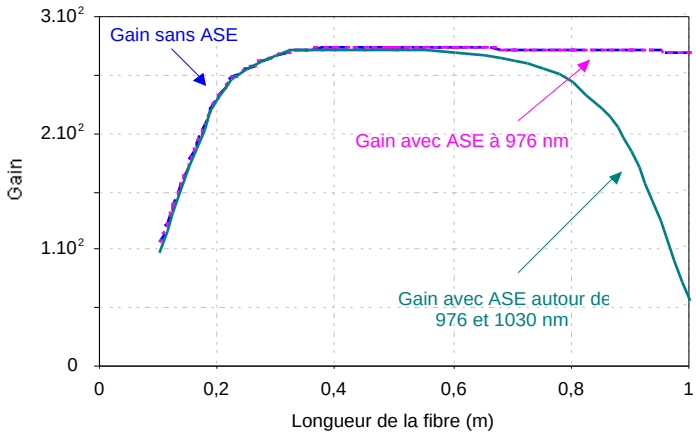


Figure II-25 : Influence de la longueur de la fibre sur le gain avec prise en compte ou non des ASE à 976 et 1030 nm pour une puissance de pompe copropagative de 3 W et une puissance de signal incident de 10 mW.

Le modèle simple donne ici une bonne évaluation des gains et des longueurs optimales. Effectivement, la longueur optimale prévue par le logiciel OptiSystem est de 47 cm pour un gain de 274, et notre modélisation prévoit une longueur optimale de 48 cm avec un gain de 275, ce qui est tout à fait comparable. Si la fibre est trop longue, l'ASE autour de 1030 nm joue un rôle sur le gain, et un écart entre les modèles (simple et OptiSystem) est visible. Dans l'exemple présenté en figure II-25, c'est-à-dire une puissance de pompe de 3 W et une puissance de signal incident de 10 mW, le choix de la longueur de la fibre n'est pas critique autour de la longueur optimale, et pour une longueur de fibre proche de celle-ci (entre 30 et 60 cm), le gain est de l'ordre de 275 (24,4 dB). Ce gain permettrait d'obtenir une puissance de 2,75 W en sortie de la fibre. La source serait donc très efficace.

3.1.2 - Régime d'amplification (faible puissance moyenne injectée)

Lorsque la puissance du signal incident est faible, l'amplification de l'émission spontanée entre en concurrence avec celle du signal, puisque les deux "signaux" à amplifier sont du même ordre de grandeur, le terme source d'ASE (équation II-27) étant de l'ordre de 0,4 µW. L'ASE à 976 nm a donc une plus grande influence sur la détermination de la longueur optimale, et sur le gain maximal que l'on peut attendre que dans le cas précédent. Ceci est visible sur la figure II-26, comparant le gain simulé avec les trois modèles en fonction de la longueur de la fibre.

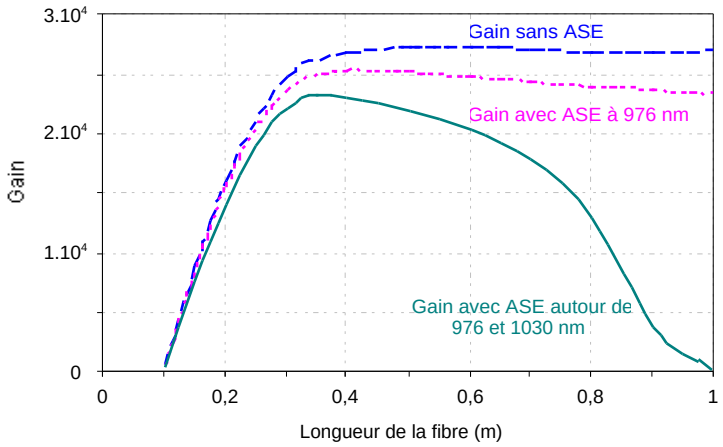


Figure II-26 : Influence de la longueur de la fibre sur le gain avec prise en compte ou non des ASE à 976 et 1030 nm pour une puissance de pompe copropagative de 3 W, et une puissance de signal incident de 100 µW.

Si l'ASE autour de 976 nm n'est pas prise en compte dans les modélisations, la longueur optimale de la fibre serait de 53 cm, pour un gain maximal de $2{,}7.10^4$ (44,4 dB). La présence de l'ASE à 976 nm diminue la longueur optimale à 43 cm, et le gain maximal à $2{,}5.10^4$ (44,0 dB). Cette baisse du gain n'est pas trop importante, mais quand l'ASE autour de 1030 nm est prise en compte, le gain prévu est de $2{,}3.10^4$ (43,7 dB) pour 37 cm de fibre. Au-delà de la longueur optimale, notre modélisation surestime clairement le gain disponible car l'ASE autour de 1030 nm devient non négligeable.

Les deux régimes d'amplification sont observables sur la figure II-27, qui présente l'évolution continue du gain en fonction de la puissance de signal incident pour une puissance de pompe copropagative de 3 W et une longueur de fibre de 40 cm. Cette longueur de fibre est proche de la longueur optimale dans les deux cas étudiés précédemment. L'influence des ASE à 976 et 1030 nm sur le gain et la longueur optimale est d'autant plus critique que le signal à amplifier est faible. Nous pourrons utiliser notre modèle simplifié pour des puissances de signal incident supérieures à 100 µW. En dessous de cette valeur, il sera indispensable d'utiliser le logiciel commercial.

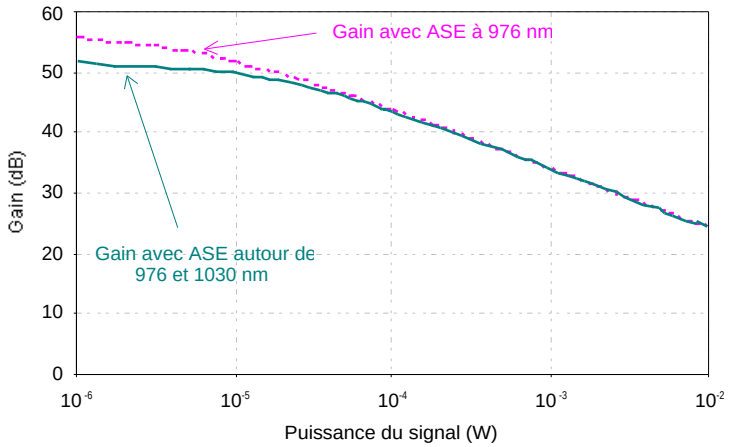
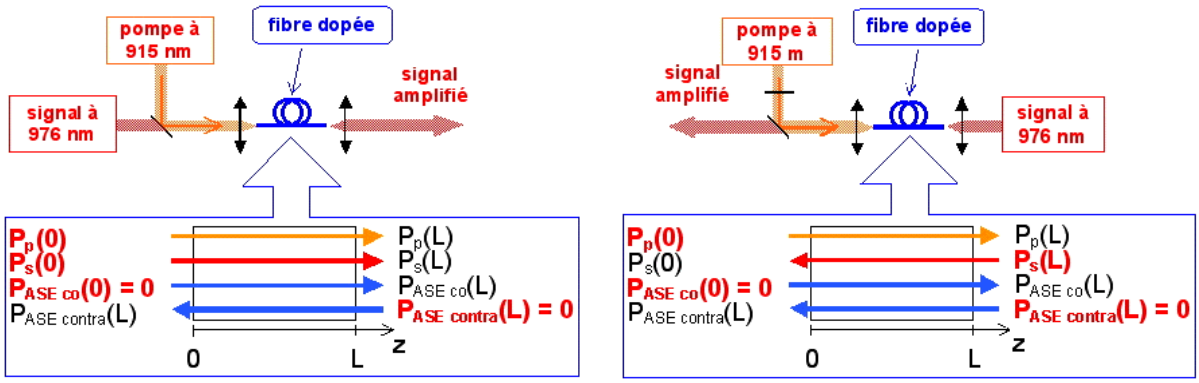


Figure II-27 : Evolution du gain en fonction de la puissance de signal incident pour une fibre de 40 cm, et une puissance de pompe de 3 W, et comparaison du modèle simple (trait pointillé) et du logiciel OptiSystem (trait plein).

3.2 Choix de la configuration de pompage

Le gain d'un amplificateur à fibre dépend de la configuration de pompage utilisée. Le signal peut être injecté de façon copropagative (pompage copropagatif) ou contrapropagative (pompage contrapropagatif) par rapport au sens de propagation de la pompe (figure II-28). Dans ce paragraphe, les notions de co ou contrapropagation sont définies par rapport à l'onde de pompe qui se propage de z = 0 vers z = L.



Configuration (a) : pompe et signal copropagatifs. *Configuration (b) : pompe et signal contrapropagatifs.*

Figure II-28 : Deux configurations possibles pour l'amplification d'un signal dans la fibre.

Dans le cas du pompage copropagatif (figure II-28 (a)), la puissance du signal est faible au début de la fibre (z = 0), là où la puissance de pompe est maximale. Le gain sera donc élevé dans cette zone. La puissance de pompe décroît au fur et à mesure de la propagation dans la fibre (vers z = L), et le signal augmente. Le gain sera donc de plus en plus faible.

Au contraire, pour le pompage contrapropagatif (figure II-28 (b)), la puissance du signal est faible là où la puissance de pompe est faible, en z = L. La pompe sera maximale là où le signal sera élevé (z = 0), ce qui permet de garantir un gain important en début de fibre (z = 0). Il n'est donc pas évident de prévoir quelle configuration sera la plus efficace. La simulation nous permet de choisir la configuration la plus avantageuse.

3.2.1 - Evolution du gain et du rapport "signal à bruit" avec la configuration de pompage

Avec le logiciel OptiSystem, l'évolution du gain en fonction de la puissance de signal est comparée pour ces deux configurations, avec une puissance de pompe de 3 W et une longueur de fibre de 40 cm (figure II-29), qui est proche de la longueur optimale observée précédemment pour les gammes de puissances étudiées.

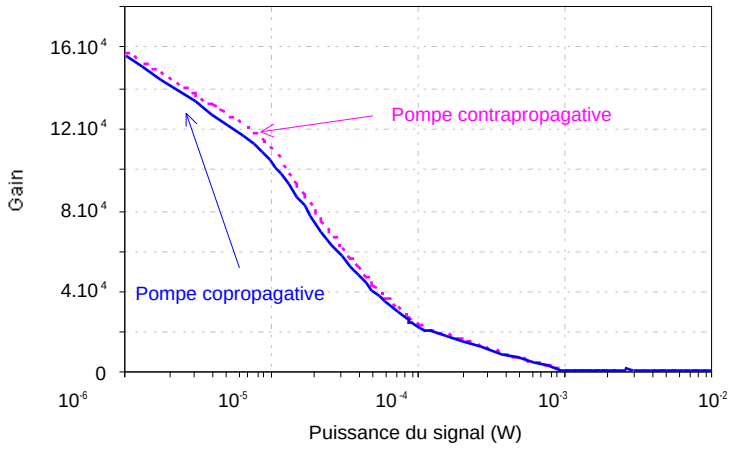


Figure II-29 : Comparaison de l'évolution du gain en fonction de la puissance de signal incident pour les deux configurations de pompage, pour une fibre de 40 cm et une puissance de pompe de 3 W, avec le logiciel OptiSystem.

D'après cette simulation, les deux configurations donnent accès à des gains équivalents, le gain en pompage copropagatif étant toujours égal à au moins 95 % du gain en pompage contrapropagatif.

Le gain n'est donc pas forcément un critère de choix de la configuration de pompage. Les puissances d'ASE en sortie de la fibre dépendent aussi de la configuration de pompage. Le rapport de la puissance du signal amplifié sur l'ASE peut donc être un critère de choix de la configuration. Ce rapport "signal à bruit", représenté en fonction de la puissance de signal incident sur la figure II-30, est défini ici comme étant, en pompage copropagatif, le rapport de la puissance du signal amplifié sur la puissance de l'ASE copropagative en $z = L$, et en pompage contrapropagatif, le rapport de la puissance du signal amplifié sur la puissance de l'ASE contrapropagative en $z = 0$. Le gain étant légèrement plus élevé en pompage contrapropagatif, l'ASE copropagative du pompage copropagatif sera plus faible que l'ASE contrapropagative du pompage contrapropagatif, conduisant potentiellement à un rapport "signal à bruit" plus faible en pompage copropagatif.

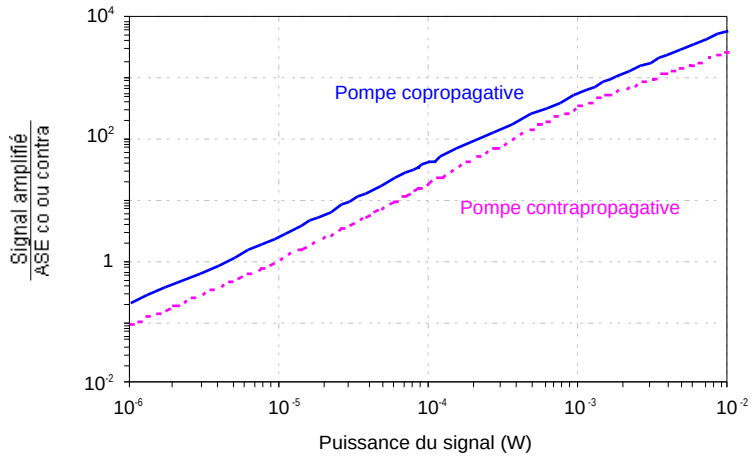


Figure II-30 : Rapport entre la puissance de signal amplifié et la puissance d'ASE à 976 nm se propageant copropagativement par rapport au signal pour les deux configurations. La fibre mesure 40 cm et la puissance de pompe est de 3 W. Ces simulations sont réalisées avec le logiciel OptiSystem.

Au vu de la figure II-30, qui compare les deux configurations avec le logiciel commercial, la configuration copropagative semble effectivement préférable à la configuration contrapropagative pour ce "rapport signal à bruit". La différence entre les valeurs n'est cependant pas très grande. Le rapport "signal amplifié / ASE co(L)" en pompage copropagatif est au plus 1,5 fois plus grand que le rapport "signal amplifié / ASE contra(0)" en pompage contrapropagatif pour un signal incident de 10 µW.

Pour un signal incident de forte puissance, 10 mW par exemple, nous avons vu que l'ASE autour de 976 nm est négligeable devant la puissance du signal amplifié. Ceci conduit à des rapports "signal à bruit" élevés, mais aussi à une grande différence entre les deux configurations, alors que la puissance d'ASE n'est vraiment pas significative (0,4 mW en pompage copropagatif, et 0,9 mW en pompage contrapropagatif ici, pour une puissance de signal amplifié de 2,7 W dans les deux cas).

Nous tenterons d'éclairer les différences entre les deux configurations dans le cas de faibles puissances de signal incident dans la discussion du paragraphe 3.2.3.

Pour notre application de doublement de fréquence, le gain est le critère le plus pertinent pour le choix de la configuration de pompage, l'ASE pouvant être discriminée. En effet, le doublement de fréquence nécessite un signal polarisé. Les fibres sont très courtes, de 30 à 40 cm d'après les simulations pour une puissance de pompe de 3 W, et nous utilisons un contrôleur de polarisation fibré. La polarisation du signal incident sera conservée après amplification. Par contre, l'ASE étant liée à l'émission spontanée, elle n'est pas polarisée et pourra être filtrée, si nécessaire. De plus sa largeur spectrale est grande devant l'acceptance spectrale du cristal non linéaire utilisé, et elle ne sera pas doublée de façon efficace. Elle ne sera donc pas très gênante pour le doublement de fréquence. C'est pourquoi nous privilégierons un gain maximal et non un "rapport signal à bruit" maximal, bien que la différence entre les deux configurations soit subtile. Le dernier critère de choix est purement expérimental. Il est en effet plus facile de travailler de façon indépendante sur les faisceaux de pompe et de signal et de les séparer pour les injecter dans la fibre dopée. Ceci est possible en pompage contrapropagatif, où la pompe et le signal seront injectées dans la fibre dopée par deux fibres non dopées distinctes. Ce sera donc la configuration que nous utiliserons.

3.2.2 - Détermination de la longueur optimale de la fibre

La longueur optimale varie avec la puissance de pompe pour une valeur de puissance de signal incident donnée. Nous allons donc regarder l'évolution de la longueur optimale de la fibre en fonction de la puissance de pompe pour les puissances de signal que nous utiliserons, de 100 µW et 10 mW et l'influence de la configuration de pompage sur cette longueur optimale.

La figure II-31 montre l'évolution de la longueur optimale de la fibre, pour un pompage co ou contrapropagatif. Lorsque le signal incident est fort (10 mW par exemple), l'ASE est négligeable. A la longueur optimale de la fibre, la puissance de pompe résiduelle est proche de la puissance de transparence, de l'ordre de quelques milliwatts. La longueur optimale de la fibre augmente donc quand la puissance de pompe augmente, puisqu'il faut une longueur plus grande pour absorber la pompe.

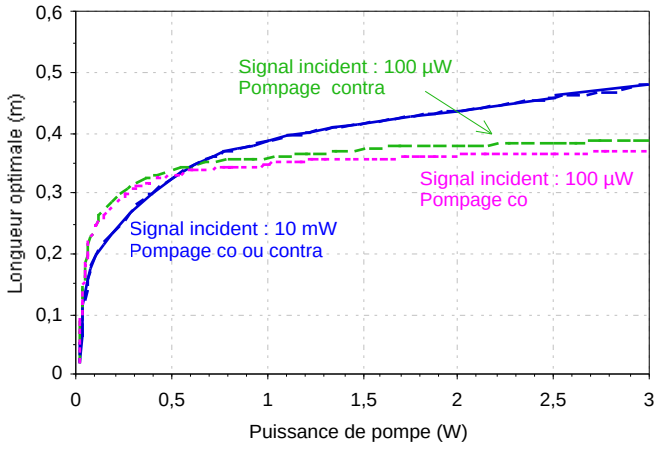


Figure II-31 : Evolution de la longueur optimale en fonction de la puissance de pompe pour deux puissances incidentes de signal en configuration de pompage co ou contrapropagatif, en prenant en compte l'ASE à 976 nm avec le logiciel OptiSystem.

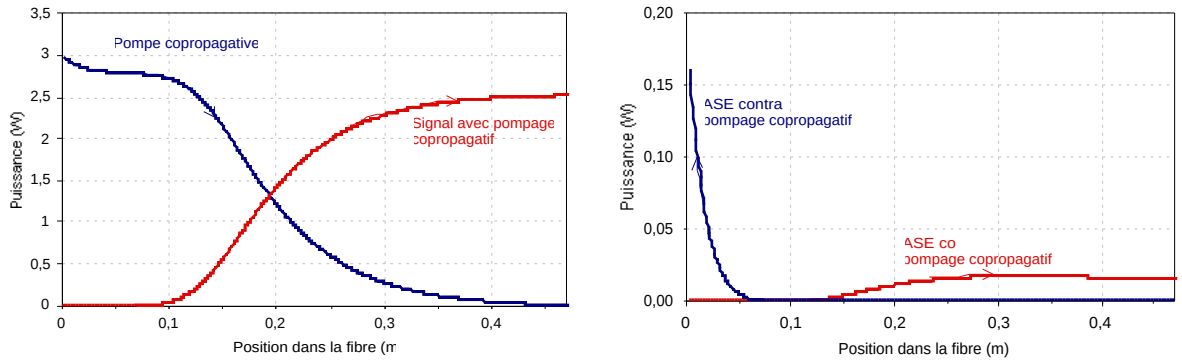
Quand le signal est faible (100 µW par exemple), les ASE à 976 et 1030 nm ne sont plus négligeables et vont tendre à limiter le gain. Les fibres utilisées seront donc plus courtes que pour un signal élevé, pour lequel ces ASE sont négligeables. Le choix de la configuration de pompage n'influe pas sur la longueur optimale quand la puissance moyenne du signal injecté est forte. Elle n'a qu'une faible influence sur cette longueur quand la puissance du signal injecté est plus faible.

Dans ces deux derniers paragraphes, de légères différences de comportement de l'amplificateur sont liées aux deux types de configuration d'injection du signal dans la fibre. Une étude de la propagation des faisceaux à l'intérieur de la fibre permet de comprendre l'origine de ces différences.

3.2.3 - Discussion relative à la configuration de pompage

Nous avons pu voir que la configuration du pompage introduit de faibles différences de gain (figure II-29), de rapport signal à bruit (figure II-30) ou de longueur optimale (figure II-31) sur l'amplification d'une puissance moyenne du signal injecté faible. L'étude qui suit est donc valable pour les cas où l'ASE à 976 nm a une influence non négligeable sur l'amplification du signal, et est réalisée avec une puissance de signal incidente de 100 µW.

En pompage copropagatif, la décroissance de la puissance de pompe n'est pas très régulière (figure II-32 (a)). Au début de la fibre, vers z = 0, la puissance de pompe diminue très lentement. Elle est très grande devant la puissance de saturation à 915 nm, et devant les autres puissances (signal et ASE à 976 nm en z = 0). L'absorption est saturée et la densité de population de l'état excité est très proche de la densité totale d'ions du système (équation II-29). La puissance de pompe varie donc peu dans ce cas (équation II-31), le signal et l'ASE copropagative sont faiblement amplifiés. Dans la zone de la fibre où la puissance du signal devient non négligeable, et grande devant la puissance de saturation à la longueur d'onde du signal, la décroissance de la puissance de pompe est beaucoup plus rapide, et le niveau excité est dépeuplé beaucoup plus rapidement. Le signal est alors efficacement amplifié, et l'ASE copropagative est elle aussi amplifiée. L'absorption de la pompe se sature, la puissance de signal et celle de l'ASE copropagative restent alors constantes, et au-delà d'une certaine longueur de fibre, il n'est pas nécessaire d'allonger la fibre pour augmenter le gain. La puissance de pompe résiduelle en z = L est plus élevée que la puissance de transparence, et la longueur optimale ne varie plus quand on augmente la puissance de pompe (figure II-31). L'ASE copropagative étant en concurrence avec le signal, elle reste relativement faible en z = L. L'ASE contrapropagative est quant à elle fortement amplifiée vers z = 0, quand la puissance de pompe est maximale.

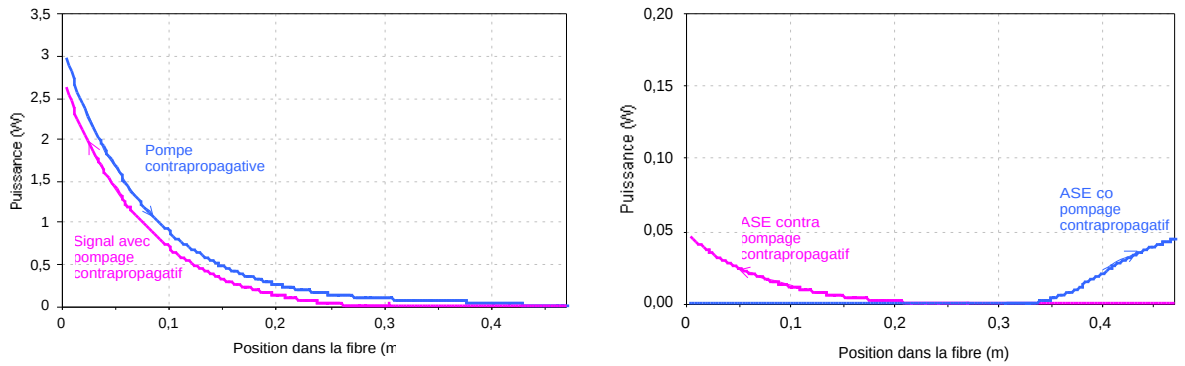


(a) Evolution des puissances de la pompe et du signal en pompage copropagatif.

(b) Evolution des ASE co et contrapropagatives en configuration de pompage copropagatif.

Figure II-32 :Simulation de l'évolution le long de la fibre des puissances de pompe, signal et ASE à 976 nm pour un pompage copropagatif, dans une fibre de 47 cm pour une puissance de pompe de 3 W. Cette simulation est réalisée avec notre modélisation. La pompe se propage dans le même sens que dans le cas précédent, le signal est contrapropagatif par rapport au faisceau de pompe.

Cette évolution de la pompe n'est pas observée en pompage contrapropagatif, puisque les puissances de signal et de pompe sont à peu près du même ordre de grandeur le long de la fibre. Il n'y a pas de saturation de l'absorption dans ce cas, l'absorption de la pompe étant compensée par l'émission stimulée sur le signal. La densité de population dans l'état excité ne peut alors rester maximale et la puissance de la pompe décroît rapidement dans la fibre. La seule limitation est la réabsorption du signal dès l'endroit où la puissance de pompe devient inférieure à la puissance de transparence. La fibre peut donc être un peu plus longue que dans le cas précédent, et la longueur optimale ne dépend plus de la puissance de pompe (figure II-31). L'ASE copropagative augmente de z = 0 vers z = L, et est favorisée vers z = L. Elle augmente donc rapidement. L'ASE contrapropagative est moins importante en z = 0, à cause de la compétition avec un signal de puissance élevée dans cette zone de la fibre.



(c) Evolution des puissances de la pompe et du signal en pompage copropagatif.

(d) Evolution des ASE co et contrapropagatives en configuration de pompage copropagatif.

Figure II-33 :Simulation de l'évolution le long de la fibre des puissances de pompe, signal et ASE à 976 nm pour un pompage contrapropagatif, dans une fibre de 47 cm pour une puissance de pompe de 3 W. Ces simulations sont réalisées avec notre modélisation.

Cette différence de longueurs optimales est analogue à celle observée dans les simulations de la source d'ASE, entre l'ASE copropagative et la somme d'ASE (figure II-15). L'évolution de la puissance de l'ASE et du signal le long de la fibre (figures II-32 et II-33 (b)) pour ces deux configurations permet de voir que le rapport signal à bruit en configuration copropagative est plus favorable qu'en configuration contrapropagative (figure II-30), et que le gain est bien équivalent dans les deux cas (figures II-29, II-32 et II-33 (a)).

Ces différences sur les évolutions des puissances du signal, de la pompe et des ASE à 976 nm dans la fibre nous permettent donc de comprendre l'origine de la différence des gains et des longueurs optimales dans les deux configurations. Cette évolution explique aussi pourquoi la longueur optimale de la fibre reste constante quand la puissance de signal est faible, en observant l'absorption de la pompe liée à l'évolution du signal et des ASE. La différence des rapports signal à bruit apparaît également sur ces évolutions.

4 - Conclusion

Le modèle présenté dans ce chapitre a plusieurs applications selon son degré de complexité. Le modèle le plus simple, ne prenant pas en compte les ASE à 976 et 1030 nm, nous a permis de caractériser les fibres dopées que nous utilisons. Nous avons pu déterminer notamment les sections efficaces aux longueurs d'onde de la pompe et du signal, afin de les utiliser comme données de départ des simulations (annexe A). Cette modélisation simpliste est aussi à la base de la simulation du laser à fibre qui sera développée dans le chapitre III. En dehors de ces applications, ce modèle simpliste ne sera utilisé dans aucune autre situation.

En effet, la prise en compte de l'ASE à 976 nm est indispensable, alors que, d'après le spectre observé expérimentalement, l'ASE autour de 1030 nm peut être négligée, ce qui sera le cas dans la plupart de nos expériences. La modélisation proposée avec ces hypothèses a été validée par la comparaison avec une source expérimentale d'ASE à 976 nm. Elle a été complétée par la prise en compte d'une réflexion parasite, point indispensable pour simuler séparément les ASE co et contrapropagatives, ou comme nous le verrons dans le chapitre III, pour simuler la réflexion d'une partie de l'ASE par un miroir. Avec ce programme plus

complet, nous avons pu constater l'existence de longueurs optimales, différentes selon que l'on considère l'ASE co ou contrapropagative. Cette différence a été expliquée par les simulations en considérant l'évolution des puissances à l'intérieur de la fibre. Ces longueurs optimales n'étant pas critiques, il ne sera pas forcément nécessaire de couper la fibre au centimètre près pour obtenir une source ayant une bonne efficacité. Néanmoins, cette comparaison entre le modèle et l'expérience montre que l'ASE autour de 1030 nm ne peut plus être négligée quand la longueur des fibres est supérieure à la longueur optimale.

Cette seconde ASE est prise en compte dans un logiciel commercial OptiSystem (OptiWave) que j'ai pu tester à la fin de ma thèse. Il nous a permis de confirmer le domaine de validité de notre modélisation en montrant l'influence de l'ASE autour de 1030 nm. Notre modèle étant destiné à être employé pour simuler des sources à 976 nm pour lesquelles on peut négliger l'ASE à 1030 nm, son utilisation est parfaitement justifiée pour notre étude. Il faudra seulement prendre garde à ne pas extrapoler les résultats obtenus.

Notre modèle nous a aussi permis de simuler le gain que nous pourrions attendre d'un amplificateur à fibre dopée ytterbium à 976 nm en vue de l'amplification d'une diode laser impulsionnelle. Pour le régime d'extraction de la puissance, pour lequel la puissance moyenne du signal injecté dans la fibre dopée est élevée, supérieure à 1 mW environ, les ASE à 976 et 1030 nm sont négligeables. Par contre, pour le régime d'amplification, c'est-à-dire quand les puissances moyennes incidentes sont faibles, l'influence des ASE autour de 976 et 1030 nm est visible. Pour des puissances supérieures à 100 µW environ, l'ASE autour de 1030 nm ne joue pas un rôle très important. Expérimentalement, nous aurons accès à des puissances moyennes comprises entre 100 µW et 10 mW. Notre modèle sera donc tout à fait approprié à cette situation.

Il existe deux configurations de pompage, dans lesquelles le signal se propage de façon copropagative ou contrapropagative par rapport à la pompe. Les simulations nous ont permis de voir que la différence de gain entre ces deux situations est subtile. La plus grande différence est visible sur le rapport signal à bruit de l'amplificateur, mais n'est pas non plus critique. La principale application de nos sources étant le doublement de leur fréquence vers le bleu, l'ASE qui se superposera au signal amplifié ne sera pas réellement gênante puisqu'elle sera filtrée par le cristal non linéaire à la fois à cause de son absence de polarisation et de sa trop grande largeur spectrale. Le critère de choix de la configuration de pompage peut donc être la facilité de mise en œuvre expérimentale. Nous avons donc privilégié la configuration de pompage contrapropagative, qui nous permet de découpler totalement l'injection de la pompe de celle du signal dans la fibre dopée.

D'autre part, nous avons simulé l'influence de la puissance de pompage sur la longueur optimale de la fibre. Nous pouvons ainsi voir que, pour des puissances de signal faibles, de l'ordre de 100 µW, la longueur optimale de la fibre est presque constante avec la puissance de pompe et est comprise entre 35 et 40 cm. Cette longueur convient aussi pour les puissances de signal de l'ordre de 10 mW. De plus, nous nous placerons dans un cas où la puissance moyenne est relativement faible pour le doublement de fréquence, afin de bénéficier du gain maximal sur les puissances crêtes, et d'obtenir le rendement de conversion le plus favorable possible.

Cette modélisation nous a donc permis d'étudier les limitations liées à l'émission spontanée amplifiée. Celle-ci peut aussi servir de source efficace, et sera utilisée dans le cadre d'une source d'ASE et d'une source laser à 976 nm affinées spectralement. La simulation va ainsi nous permettre de déterminer la longueur des fibres à utiliser pour réaliser ces sources, et de prévoir leur efficacité. Cette étude, théorique et expérimentale, est exposée dans le chapitre III. Le modèle nous a aussi permis de dimensionner les fibres à utiliser pour l'amplification

d'une diode laser à 976 nm en régime continu ou impulsionnel, et de prévoir le gain disponible. Cette étude fera l'objet du chapitre IV.

Chapitre III

Etude des sources continues émettant vers 976 nm à base de fibres monomodes dopées par des ions ytterbium en vue de leur doublement de fréquence.

INTRODUCTION _____ **75**

1 - LE LASER DE POMPE Nd^{3+}:YVO_4 À 914 NM _____ **77**

1.1 Des ions Nd^{3+} dans une matrice YVO_4 ..... **77**

1.1.1 - Un peu de cristallographie *77*
1.1.2 - Quelques propriétés physiques *78*
1.1.3 - Spectroscopie *78*

1.2 Etat de l'art des lasers continus à 914 nm **80**

1.3 Conception et optimisation du laser Nd:YVO_4 à 914 nm **81**

1.3.1 - La diode laser *81*
1.3.2 - Les cristaux de Nd:YVO_4 ..... *82*
1.3.3 - Caractérisation de la lentille thermique dans les cristaux de Nd:YVO_4 ..... *83*
1.3.3.1 Le phénomène physique 84
1.3.3.2 Evaluation de la lentille thermique 84
1.3.4 - Quelle cavité choisir ? *87*
1.3.4.1 Cavité plan-plan 87
1.3.4.2 Cavité plan-concave. 88
1.3.4.3 Cavité concave-concave 88
1.3.5 - Caractérisation du laser de pompe à 914 nm finalement réalisé *90*

2 - SOURCE D'EMISSION SPONTANEE AMPLIFIEE AFFINEE SPECTRALEMENT _____ **92**

2.1 Principe et simulation de la source **93**

2.1.1 - Rendre la source unidirectionnelle. *93*
2.1.2 - Réduire la largeur du spectre de la source. *95*
2.1.3 - Optimiser la longueur de la fibre *96*

2.2 La source optimisée **97**

2.2.1 - Une source unidirectionnelle efficace *97*

2.2.2 - Un spectre étroit et accordable *98*
2.2.3 - Spectre RF de la source d'ASE affinée *99*
2.2.4 - Mises en garde et précautions d'emplois... ..... *100*

3 - LE LASER SPECTRALEMENT AFFINE _____ 101

3.1 Principe du laser affiné spectralement 101

3.2 Modélisation du laser par un calcul analytique 102

3.2.1 - Présentation de la modélisation *102*
3.2.2 - Recherche théorique de la longueur optimale *105*

3.3 Etude expérimentale de la source laser spectralement affinée. 106

3.3.1 - A la recherche de la longueur optimale de la fibre. *106*
3.3.2 - Quel coupleur utiliser pour la fibre de 40 cm ? *107*
3.3.3 - Deux configurations de pompage du laser et leur comparaison *108*
3.3.4 - Efficacité de la meilleure source *109*
3.3.5 - Caractérisation spectrale du laser affiné *111*
3.3.6 - Densité spectrale de bruit de l'émission *112*

4 - DOUBLEMENT DE FREQUENCE DU LASER CONTINU _____ 114

4.1 Quelques rappels sur le doublement de fréquence 114

4.1.1 - Accord de phase *115*
4.1.2 - Quasi-accord de phase *117*
4.1.3 - Le niobate de Lithium $LiNbO_3$ et le PPLN *118*
4.1.4 - PPLN en guide d'onde *119*

4.2 Doublement de fréquence de la source laser spectralement affinée 122

4.2.1 - Le guide d'onde PP MgO:LN utilisé *122*
4.2.2 - Dispositif expérimental *122*
4.2.3 - Efficacité de conversion du guide d'onde PP MgO: LN *123*
4.2.4 - Détermination expérimentale des acceptances thermique et spectrale *125*
4.2.5 - Le doublement de fréquence en image... ..... *126*

5 - CONCLUSION _____ 127

Chapitre III

Etude des sources continues émettant vers 976 nm à base de fibres monomodes dopées par des ions ytterbium en vue de leur doublement de fréquence.

Les applications de la source émettant autour de 976 nm que nous développons sont principalement la réalisation d'une source bleue vers 488 nm après une étape de doublement de fréquence et le pompage des amplificateurs à fibres dopées à l'erbium (cf. annexe C). La source que nous cherchons à réaliser est donc centrée autour de 976 nm, avec une tolérance en longueur d'onde d'environ 4 nm, afin d'obtenir une source bleue autour de 488 nm avec une tolérance de 2 nm.

L'étude préliminaire du chapitre II-2 nous a permis de voir que l'émission spontanée amplifiée autour de 976 nm émise par une fibre dopée par des ions ytterbium est importante. Elle est certes une limitation pour le gain de nos fibres en configuration d'amplificateur, mais elle peut aussi permettre de développer une source vers 976 nm. C'est alors une source très simple puisqu'elle n'utilise que la fibre et une source de pompage (figure III-1). Mais nous avons pu voir que, hormis le fait qu'elle présente deux sorties, cette source a un spectre large de 3 nm (figure II-5) peu adapté à notre application de doublement de fréquence, l'acceptance spectrale des cristaux non linéaires utilisés étant de l'ordre de 0,1 nm. En effet, une source d'ASE de 1 W contient une puissance d'au plus 40 mW sur une plage de 0,1 nm autour de son maximum de puissance. Il n'y aurait donc que 40 mW utilisables pour le doublement de fréquence. En mettant en pratique un constat réalisé lors de la prise en compte de la réflexion parasite pour la simulation des sources d'ASE à 976 nm, nous proposons une solution basée sur la source d'ASE plus intéressante pour la conversion non linéaire. Il s'agit d'une source unidirectionnelle d'ASE à 976 nm affinée spectralement. Nous comparerons les simulations de cette source, réalisées avec notre modélisation, aux résultats expérimentaux.

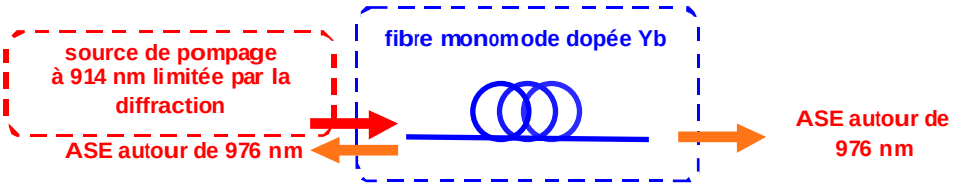


Figure III-1 : Schéma de principe d'une source basée sur l'ASE.

Un autre type de source continue est réalisable : la source laser. Par rapport à la source d'ASE, il suffit de rajouter deux miroirs pour obtenir une oscillation dans le milieu amplificateur. A priori, cette source n'est guère plus difficile à réaliser que la source d'ASE, puisque la cavité est une cavité linéaire constituée de la fibre dopée, et de deux miroirs (figure

III-2). Le laser devrait aussi permettre d'obtenir une source plus efficace que la source d'ASE. Dans la même optique que la source précédente, nous avons affiné le spectre de la source laser afin qu'il soit adapté à l'acceptance spectrale de notre cristal non linéaire. Cette source a aussi l'avantage d'être accordable.

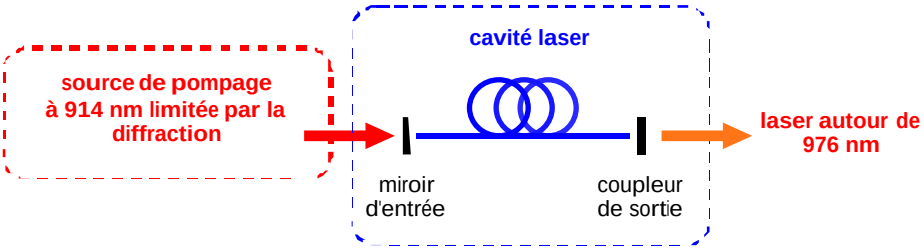


Figure III-2 : Schéma de principe de la source laser à fibre.

Nous avons simulé cette source laser à l'aide d'un modèle analytique développé par C.Barnard [Barnard 94], basé sur les expressions analytiques exposées dans le chapitre II-1.2. Ce modèle, spécifique aux lasers à fibre et présenté dans ce chapitre, nous permet de déduire l'efficacité de la source laser, ainsi que la puissance de pompe au seuil à partir des seuls paramètres expérimentaux de la cavité laser. Il évalue aussi la longueur optimale de la fibre, ainsi que la puissance de pompe absorbée. Les résultats de ces simulations seront comparés aux résultats expérimentaux.

Cette source laser est particulièrement bien adaptée au doublement de sa fréquence dans un cristal non linéaire en configuration extracavité. Il faut alors utiliser un cristal non linéaire très efficace. Pour les raisons qui seront exposées dans ce chapitre, nous avons choisi de travailler avec un guide d'onde réalisé en niobate de lithium polarisé périodiquement. Ce cristal permet d'obtenir de bonnes efficacités de conversion en configuration extracavité. Les résultats expérimentaux du doublement de la fréquence de la source laser affiné spectralement font l'objet de la fin du chapitre.

Dans un premier temps, il faut mettre en place une source émettant vers 915 nm pour pomper les fibres monomodes dopées. Cette longueur d'onde correspond au maximum de l'absorption des ions Yb^{3+} dans une matrice de silice, dans la gamme 870-960 nm. Pour coupler efficacement le faisceau de pompe dans une fibre monomode, le laser doit présenter un faisceau limité par la diffraction. Dans ce cas, avec un système optique judicieusement choisi, jusqu'à 80 % de la puissance de pompe peut être couplée dans la fibre [Lecoy 97]. Le laser de pompe doit donc produire une forte puissance avec une bonne qualité spatiale. Il existe au moins deux types de sources monomodes transverses disponibles vers 915 nm : des diodes laser et des lasers à base de cristaux solides.

Les diodes laser monomodes transverses à 910 nm sont limitées en puissance à quelques centaines de milliwatts [JDS Uniphase]. Leur spectre est relativement large, mais la bande d'absorption des ions Yb^{3+} dans la silice est suffisamment grande pour que l'émission des diodes soit correctement absorbée. Mais la puissance délivrée par ces diodes n'est pas suffisante pour qu'elles soient utilisées avec les fibres afin d'obtenir des sources de puissance à 976 nm.

Le laser à saphir dopé au titane (laser Ti:Sa) est une autre solution. Sa grande accordabilité dans le proche infrarouge autorise son utilisation autour de 915 nm. Nous avons réalisé une étude préliminaire des fibres dopées avec un laser Ti:Sa délivrant à 915 nm une puissance de 300 mW pour une puissance de pompe de 8 W. Néanmoins, l'encombrement de cette source et sa faible efficacité, nous ont conduit à utiliser une troisième solution, un laser à

base d'un cristal de Nd:YVO_4 pompé par diode. Cette source à 915 nm met en jeu une transition à quasi-trois niveaux des ions néodyme, qui, tout comme la transition à 976 nm de l'ion ytterbium, nécessite des conditions de pompage spécifiques. Plusieurs cristaux et cavités ont été comparés dans le but d'obtenir une source de puissance à cette longueur d'onde. Cette étude expérimentale est exposée dans le paragraphe suivant.

1 - Le laser de pompe Nd^{3+}:YVO_4 à 914 nm

La longueur d'onde de pompage des fibres dopées ytterbium est proche de la transition $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ des ions néodyme (Nd^{3+}). Selon la matrice d'accueil, ils présentent une raie d'émission entre 910 et 950 nm. Les orthovanadates sont intéressants, puisqu'ils sont susceptibles d'émettre vers 914 nm, près du maximum d'absorption des ions Yb^{3+} dans cette gamme de longueurs d'onde. Nous avons donc le choix entre la matrice de YVO_4 et celle de $GdVO_4$. Leurs longueurs d'onde d'émission théoriques sont très proches : 914 nm pour le Nd:YVO_4 et 912 nm pour le Nd:$GdVO_4$. Ce sont de plus des cristaux disponibles commercialement. Les cristaux de Nd:$GdVO_4$ commercialisés à la période de ma thèse où nous avons mis en place ce laser n'avaient pas des qualités optiques et des homogénéités de dopage aussi bonnes que les cristaux de Nd:YVO_4. Nous avons donc choisi d'utiliser des cristaux de Nd:YVO_4.

Je vais d'abord présenter quelques éléments de spectroscopie du cristal de Nd:YVO_4, puis l'étude ayant mené à la réalisation de la cavité la plus adaptée au pompage des fibres dopées monomodes.

1.1 Des ions Nd^{3+} dans une matrice YVO_4

1.1.1 - Un peu de cristallographie

Le cristal d'orthovanadate d'yttrium, ou YVO_4, est un cristal quadratique (ou tétragonal) du groupe d'espace D_{4h} ou $I4_1/amd$, selon la notation utilisée. Il possède une structure de type zircon ($ZrSiO_4$), schématisée en figure III-3. Par sa structure cristallographique, ce cristal est uniaxe optiquement.

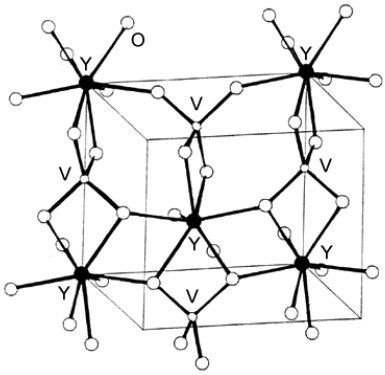


Figure III-3 : Structure cristalline de YVO_4 : les atomes d'yttrium sont représentés par des cercles pleins noirs, les atomes de vanadium par les petits cercles blancs, et ceux d'oxygène par les grands cercles blancs (d'après [Lucas 03]).

Lors de son dopage, les ions néodyme se substituent aux ions yttrium, leurs tailles étant relativement proches, 1,109 Å pour Nd^{3+} et 1,019 Å pour Y^{3+}. Cette différence de taille va néanmoins limiter le dopage de la matrice lors de la croissance du cristal, avec une substitution maximale de 20 % [Chai 94]. Comme ils ont été beaucoup étudiés comme matériaux lasers, leur croissance est maîtrisée (élaboration par la méthode de Czochralski) et des cristaux de bonne qualité optique sont disponibles commercialement.

1.1.2 - Quelques propriétés physiques

Quelques propriétés physiques intéressantes de la matrice hôte sont données dans le tableau III-1. Il s'agit principalement des paramètres de maille et des indices de réfraction, ce cristal étant biréfringent uniaxe.

Propriété	**YVO_4**
Paramètre de maille (Å)	a = 7,12 c = 6,29
Densité ($g.cm^{-3}$)	4,24
Indice de réfraction à 1064 nm	n_o = 1,958 n_e = 2,168

Tableau III-1 : Récapitulatif de quelques propriétés physiques du cristal de YVO_4 [Kellner 99].

1.1.3 - Spectroscopie

Les niveaux d'énergie des ions Nd^{3+} dans un cristal de YVO_4 sont présentés en figure III-4.

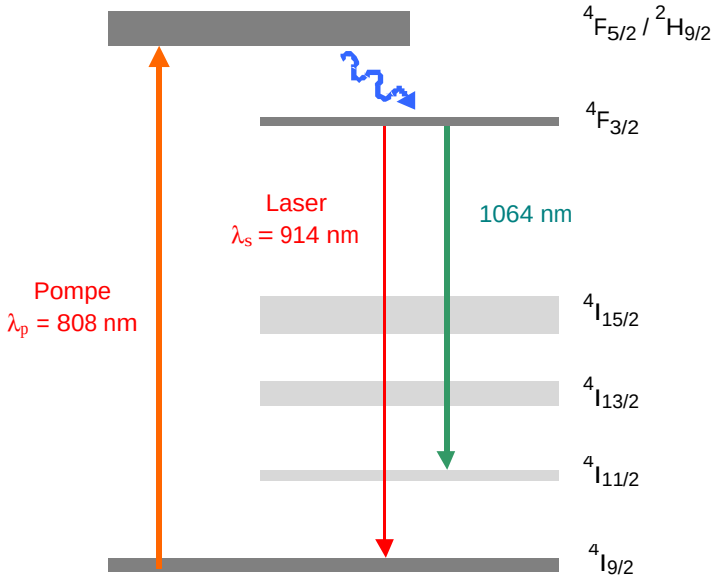
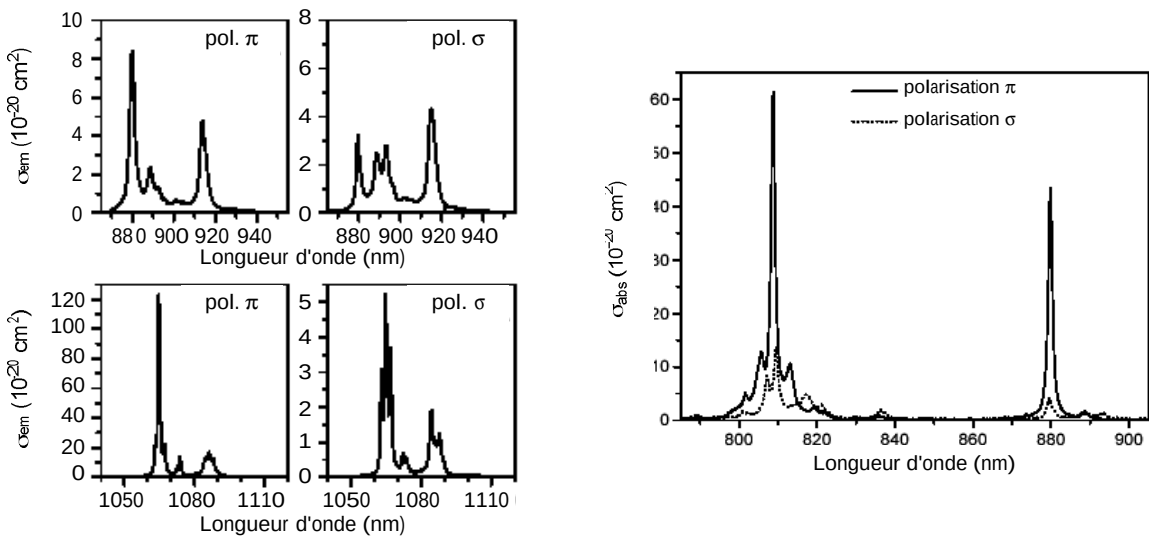


Figure III-4 : Schéma des niveaux d'énergie des ions Nd^{3+} dans une matrice de YVO_4 (d'après [Chai 94]).

Le spectre d'émission associé à ces niveaux d'énergie montre l'existence d'une raie très intense vers 1064 nm (figure III-5 (a)). Le cristal de Nd:YVO_4 est, en effet, principalement utilisé pour cette émission très efficace à 1064 nm, avec un pompage vers 808 nm (figure III-5 (b)).



(a) spectre d'émission *(b) spectre d'absorption*

Figure III-5 : Spectres d'émission (a) et d'absorption (b) du cristal de Nd:YVO_4 pour les deux polarisations [Kellner 99].

L'absorption vers 808 nm permet aussi d'atteindre la transition à quasi-trois niveaux vers 914 nm, dont on peut voir la raie d'émission, moins intense, sur les spectres (figure III-5 (a)). Cette transition se fait entre les niveaux $^4F_{3/2}$ et $^4I_{9/2}$ (figure III-4). Elle est difficile à obtenir, et nécessite une intensité de pompe suffisamment élevée pour éviter la réabsorption à la longueur d'onde d'émission laser. L'intensité de pompe nécessaire pour obtenir la transparence à 914 nm est de l'ordre de 3 kW/cm^2. Ceci correspond à une inversion de population $\overline{N}_{^4F_{3/2}} / \overline{N}_{tot}$ supérieure à 8,8 % à 25 °C [Zeller 00]. Il ne faut néanmoins pas que le cristal absorbe trop au début de sa longueur puisque la transparence doit être atteinte sur toute sa longueur. L'absorption maximale du cristal à la longueur d'onde de la pompe ne doit pas excéder 60 à 70 %. Il faut en outre que la température du cristal soit la plus basse possible pour diminuer la population thermique dans le niveau du bas [Fan 87].

Les principales caractéristiques de la transition utilisée sont données dans le tableau suivant.

		Pompe	**Signal**
Longueur d'onde	**(nm)**	808	914
Transition		$^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2} / {}^3H_{9/2}$	$^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$
Section efficace d'absorption	**(10^{-20} cm^2)**	60 (π) 15 (σ)	5 (π) 4 (σ)
Section efficace d'émission	**(10^{-20} cm^2)**	négligeable	4,8 (π) 4,3 (σ)
Largeur de la raie à mi-hauteur	**(nm)**	1,3	3,9
Temps de vie du niveau $^4F_{3/2}$	**(µs)**		97

Tableau III-2 : Principales données spectroscopiques de la transition à quasi-trois niveaux étudiée (d'après [Casix], [Chai 94], [Kellner 99] et [Schmidt 01])

1.2 Etat de l'art des lasers continus à 914 nm

Des diodes laser de puissance et brillantes à 808 nm ont été développées pour exploiter la transition à 1064 nm. Nous allons donc bénéficier de ces diodes pour l'étude de la transition à 914 nm. Leur brillance sera suffisante pour atteindre la transparence du milieu à cette longueur d'onde. Des diodes laser délivrant une puissance de l'ordre de 20 W en sortie d'une fibre de 200 µm, ayant une ouverture numérique de 0,2, peuvent ainsi être utilisées, donnant accès à des intensités de l'ordre de 64 kW/cm^2.

La faisabilité d'un laser Nd:YVO_4 émettant à 914 nm a été démontrée par T.Kellner [Kellner 99]. Le tableau III-3 est un récapitulatif (non exhaustif) de l'état de l'art des sources continues émettant à 914 nm réalisée à partir d'un cristal Nd:YVO_4.

Laboratoire [référence]	**Cristal :** *** type** *** dopage** *** longueur**	**Cavité** *** miroir d'entrée** *** coupleur**	**Laser de pompe et waist dans le cristal**	**Puissance laser efficacité Remarques**
Université de Hambourg [Kellner 99]	* cristal composite * 0,5 % * 1 mm + 2x3 mm	plan-concave, * HR à 914 nm * 1 % - 50 mm	barrettes de diodes laser 125x250 µm^2	700 mW pour 20 W incidents 4,8 % / pompe incidente
Daimler Chrysler [Zeller 00]	* cristal composite * 0,5 % * 1 mm + 2x3 mm	plan-concave, * HR à 914 nm * 3 % - 500 mm	diode laser fibrée 200 µm	3 W pour 20 W incidents 14 % / pompe incidente M^2 de 1,2 à 2,9 cavité courte : 10 mm
Universität Stuttgart [Gao 02]	* disque mince * 0,3 % *320 µm	plan-concave * HR à 914 nm déposé sur le disque * HR à 808 nm	diode laser fibrée 1,2 mm	5,8 W pour 45 W incidents M^2 de 1 à 4 (selon la puissance de pompe) 16 passages de la pompe refroidissement à -35 °C

Tableau III-3 : Etat de l'art des sources continues à 914 nm réalisées à partir du Nd:YVO_4.

Le coupleur de sortie peut être réfléchissant à la longueur d'onde de la pompe pour pouvoir recycler la puissance de pompe non absorbée et saturer l'absorption tout le long du cristal.

Le choix de la transmission de ce coupleur de sortie est lié à une autre contrainte. La transition à 914 nm est en effet en compétition avec la transition à 1064 nm, qui lui est a priori plus favorable. La transmission des miroirs de la cavité doit donc être la plus importante possible autour de 1064 nm pour éviter une oscillation laser sur cette transition.

D'autre part, la chaleur dissipée dans le matériau lors de son pompage doit être correctement évacuée. Dans ce but, des cristaux composites [Kellner 99], [Zeller 00] ou la technique du disque mince [Gao 02] ont été utilisés. Les matériaux composites sont constitués d'un cristal dopé entouré de deux cristaux non dopés, soudés par adhérence moléculaire (figure III-6). Ils permettent une meilleure évacuation de la chaleur lors du pompage grâce à la présence autour du milieu dopé de ces deux cristaux non dopés, transparents à la longueur d'onde de pompe et qui évacuent bien mieux la chaleur que l'air [Tsunekane 97]. Ces deux cristaux ne modifient pas les conditions d'absorption de la pompe pour le cristal. A priori, les performances laser de ce type de cristal sont meilleures que pour un cristal dopé unique, et le

risque de fracture du cristal lié à un choc ou une contrainte thermique est moins élevé que pour un cristal classique.

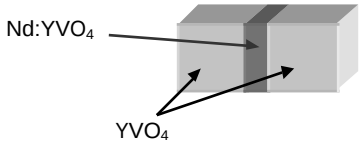


Figure III-6 : Schéma d'un cristal composite.

L'utilisation de la technique du disque mince est complexe et n'est pas maîtrisée par notre équipe, je n'ai donc pas pu la tester.

1.3 Conception et optimisation du laser Nd:YVO_4 à 914 nm

Avec des cristaux massifs, composites, l'équipe de Zeller a produit une puissance importante, de l'ordre de 3 W pour une puissance de pompe de 20 W, mais avec une qualité spatiale insuffisante pour obtenir un bon couplage de l'onde dans une fibre monomode [Zeller 00]. Nous allons donc étudier un laser Nd:YVO_4 pompé par diode émettant à 914 nm en testant des cristaux simples ou composites, en essayant de combiner forte puissance et bonne qualité spatiale.

1.3.1 - La diode laser

La diode laser de pompe utilisée émet une puissance de 25 W à 808 nm en sortie d'une fibre de 200µm de diamètre avec une ouverture numérique de 0,2 (LIMO). Sa caractéristique est présentée en figure III-7. Le système optique utilisé pour le pompage des cristaux de Nd:YVO_4 a un grandissement de 1. Il est constitué de deux triplets de 72 mm conçus pour limiter la présence d'aberration sphérique, et avoir une zone de pompage la plus homogène possible dans le cristal.

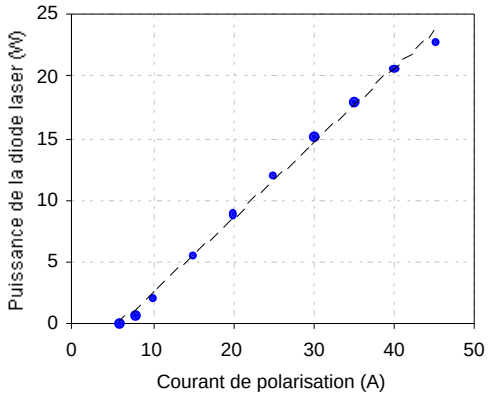


Figure III-7 : Caractéristique de la diode laser de pompe à 808 nm, pour une température de régulation de 22 °C.

Le waist de pompe est d'environ 100 µm (en rayon) dans le cristal. Le spectre de la diode a une largeur à mi-hauteur de 3 nm environ. La longueur d'onde centrale dépend du courant d'alimentation et de la température de la diode avec une variation expérimentale d'environ 0,4 nm/°C. La longueur d'onde de pompage étant définie par l'absorption du cristal, la

température de régulation de la diode sera ajustée en fonction du courant de fonctionnement choisi.

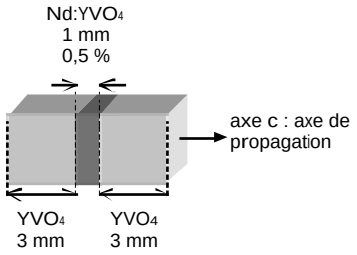
1.3.2 - Les cristaux de Nd:YVO$_4$

Trois cristaux de longueurs et de dopages différents ont été étudiés. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau III-4. Pour tous ces cristaux, la propagation des faisceaux se fait parallèlement à l'axe c. Afin d'éviter les réflexions parasites et d'introduire des pertes à 1064 nm, un traitement anti-reflet aux longueurs d'onde utilisées a été déposé sur les faces de ces cristaux.

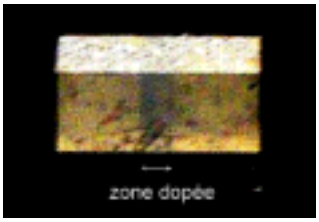
Cristal de Nd:YVO$_4$	**Longueur du cristal**	**Dopage**
massif	2 mm	0,3 % / 0,38 10^{20} cm^{-3}
massif	5 mm	0,1 % / 0,12 10^{20} cm^{-3}
composite	1 mm (+ 2x3 mm non dopés)	0,5 % / 0,63 10^{20} cm^{-3}

Tableau III-4 : Caractéristiques des cristaux utilisés. Le dopage donné en pourcentage correspond au nombre d'ions Y^{3+} substitués dans la maille de YVO$_4$ par des ions de Nd^{3+}.

Pour cette transition à quasi-trois niveaux, la longueur du cristal doit être optimisée. Pour favoriser la transition, il faut diminuer la température du cristal, donc diminuer son dopage et augmenter sa longueur pour limiter l'échauffement induit par l'absorption de la pompe. Mais il faut que la longueur du cristal reste inférieure à la longueur de Rayleigh de la diode laser dans le cristal (environ 5 mm) pour pouvoir obtenir l'inversion de population sur toute la longueur du cristal. Le cristal ne doit donc pas être trop long ni trop dopé pour que la pompe ne soit pas trop absorbée dès le début du cristal [Fan 87]. Nous avons choisi d'utiliser des cristaux faiblement dopés (0,1 et 0,3 %), pour limiter leur échauffement, et de longueur 5 et 2 mm, proches de la longueur de Rayleigh de la diode laser (environ 4 mm). Ces cristaux massifs (Casix) sont comparés à un cristal composite. Nous aurions bien voulu utiliser un cristal composite doté d'un milieu dopé par 0,3 % d'ions Nd^{3+} pour une longueur de 2 mm, afin de le comparer à notre cristal massif. Mais ce cristal composite n'étant pas disponible au moment de cette étude, nous avons opté pour un cristal (FEE) formé par un milieu plus fortement dopé (0,5 %) et plus court (1 mm). Il est entouré par deux zones de cristal de YVO$_4$ non dopées de 3 mm soudées par adhérence moléculaire au milieu dopé (figure III-8). Le milieu étant court et fortement dopé, l'échauffement du cristal est important, mais est compensé par la présence des radiateurs en YVO$_4$.



(a) Dimensions du cristal composite utilisé.



(b) Photographie du cristal composite.

Figure III-8 : Cristal composite utilisé.

L'absorption petit signal de ces cristaux a été étudiée pour ajuster la longueur d'onde de la diode laser à la longueur d'onde du maximum d'absorption, en réglant la température de

fonctionnement de cette diode. Dans ce cas, le faisceau de pompe n'est pas focalisé dans le cristal, mais couvre la totalité de leur surface. Cette absorption est présentée pour les trois cristaux sur la figure III-9.

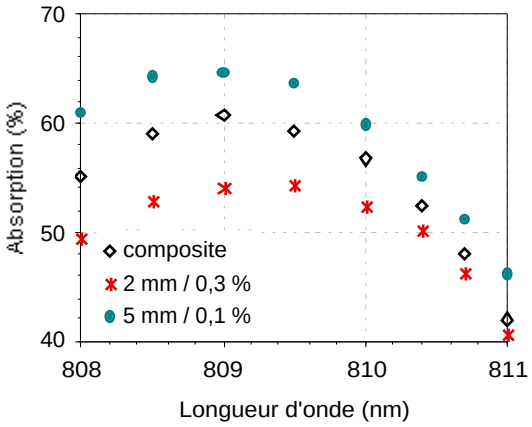


Figure III-9 : Absorption des cristaux en fonction de la longueur d'onde de la pompe.

L'absorption petit signal dépend fortement de la longueur d'onde de pompage, avec un maximum autour de 809 nm. Les valeurs au maximum d'absorption sont données dans le tableau III-5. Le cristal présentant la plus forte absorption non saturée est le cristal de 5 mm pour un pompage à 809 nm.

Cristal	Absorption	Longueur d'onde optimale
2 mm / 0,3 %	54 %	809,5 nm
5 mm / 0,1 %	65 %	809 nm
1 mm / 0,5 % (composite)	61 %	809 nm

Tableau III-5 : Longueur d'onde optimale et absorption non saturée.

Ces mesures montrent que les deux cristaux de 5 mm et le composite sont à peu près équivalents. Par contre, contrairement à ce qu'on pouvait attendre, le cristal de 2 mm a une absorption plus faible que les autres. Ceci peut être dû au fait que le dopage du cristal n'est peut-être pas aussi élevé que ce qui était prévu.

Théoriquement, l'absorption de la pompe en petit signal $\alpha_{808\,nm}$ est $1-e^{\alpha_{808nm}\,L}$ pour un cristal de longueur L. Avec une section efficace d'absorption moyenne de 32.10^{-20} cm^2, la diode laser de pompage à 808 nm n'étant pas polarisée (diode fibrée), l'absorption théorique est de 79 % pour le cristal de 5 mm dopé 0,1 % et le composite, et de 83 % pour le cristal de 2 mm dopé 0,3 %. Ces valeurs sont plus élevées que celles que nous avons obtenues expérimentalement. Ceci est dû à la largeur spectrale de l'ordre de 3 nm de la diode laser à 808 nm que nous utilisons.

L'absorption saturée dans les conditions de fonctionnement (faisceau de pompe focalisé dans le cristal), mais sans effet laser, a aussi été mesurée. Le cristal de 5 mm de long, dopé 0,1 %, a l'absorption la plus forte (45 %). Le composite et le cristal de 2 mm ont une absorption de 35 %.

1.3.3 - Caractérisation de la lentille thermique dans les cristaux de Nd:YVO_4

Les puissances de pompe disponibles, ainsi que la surface du faisceau de pompe dans le cristal, conduisent à des densités de puissance très importantes dans le cristal. Pour une

puissance de 25 W, la densité de puissance est de environ 80 kW/cm^2 pour un diamètre de focalisation de 200 µm. Une telle intensité entraîne des effets thermiques importants que l'on ne peut négliger. En particulier, la focale thermique induite dans le cristal par le faisceau de pompe devient significative, et doit être prise en compte dans la conception de la cavité laser. Nous l'avons donc évaluée expérimentalement.

1.3.3.1 Le phénomène physique

Le pompage optique longitudinal crée un fort échauffement local du matériau et donc un gradient de température important entre le point de focalisation et les bords du cristal. Celui-ci est maintenu dans une monture en cuivre refroidie par eau, et le contact thermique entre le cristal et sa monture est réalisé par une couche d'indium et de la graisse thermique. Les bords du cristal ont donc, théoriquement, une température proche de celle de la monture. Par contre, la température au point de focalisation est beaucoup plus élevée. Cet échauffement et ce gradient de température conduisent à des contraintes thermiques et à une modification des propriétés optiques et mécaniques du cristal proportionnelles à l'augmentation de température par l'intermédiaire de la dépendance thermique des indices de réfraction et de l'expansion thermomécanique (tableau III-6) [Kleine 99], [Chenais 04]. Ces modifications induisent une lentille convergente dans le cristal, qui est appelée lentille thermique. Elle a une influence sur la cavité laser utilisée en modifiant la taille du mode de la cavité et sa stabilité. Il est donc important de l'évaluer et d'en tenir compte pour déterminer les caractéristiques des cavités que l'on veut tester.

Propriété	**YVO_4**
Dépendance thermique de l'indice dn_i / dT ($x10^{-6}.K^{-1}$)	8,5 (i=o) 3,0 (i=e)
Conductivité thermique K_c ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	5,2 (// c) 5,1 (⊥ c)
Coefficient d'expansion thermique α_T (10^{-6} K^{-1})	11,4 (// c) 4,4 (⊥ c)

Tableau III-6 : Récapitulatif de quelques propriétés physiques du cristal de YVO_4 [Kellner 99].

Dans le cas d'un cristal composite, les cristaux non dopés de part et d'autre de la zone dopée contribuent à une meilleure évacuation de la chaleur, donc à diminuer l'échauffement du cristal, et la courbure des faces du cristal. Les effets thermo-optiques et mécaniques devraient donc être moins importants, et la lentille créée plus faible.

1.3.3.2 Evaluation de la lentille thermique.

Une cavité laser constituée de deux miroirs plans est a priori instable, mais la présence d'une lentille thermique peut permettre de la stabiliser. En effet, une cavité plan-plan avec une lentille thermique est équivalente à une cavité plan-concave en termes de limite de stabilité de la cavité (figure III-10) quand le rayon de courbure du miroir concave équivalent est égal à la focale de la lentille thermique. La distance maximale entre les deux miroirs pour que la cavité soit stable est ainsi directement égale au rayon de courbure du miroir équivalent, et donc à la focale de la lentille thermique.

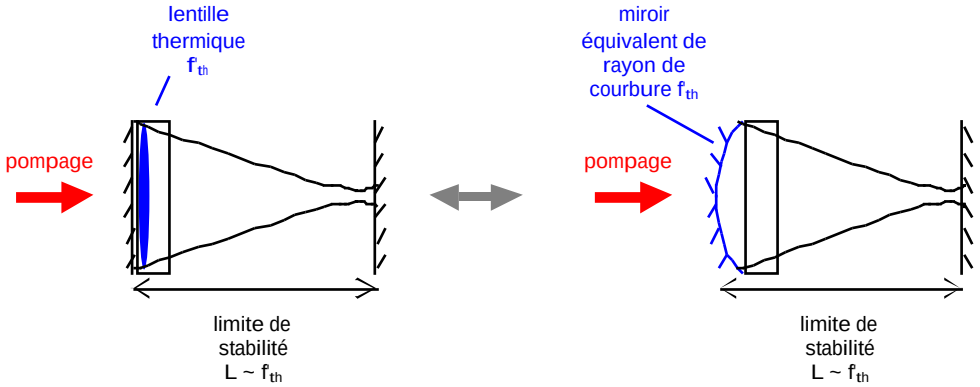


Figure III-10 : Cavité équivalente à une cavité plan-plan en présence d'une lentille thermique pour la mesure de la limite de stabilité, et de la focale thermique.

Plus le gradient de température dans le cristal est élevé, plus les effets thermiques sont importants et plus la distance focale de la lentille thermique est faible. Ainsi, la cavité plan-plan est stable sur une faible longueur de cavité.

On peut ainsi évaluer la focale thermique induite dans un cristal en cherchant la limite de la zone de stabilité d'une cavité plan-plan en translatant un des miroirs jusqu'à ce que l'effet laser s'arrête. Les résultats obtenus pour chaque cristal sont donnés dans le tableau III-7 dans les conditions de pompage décrites précédemment. L'incertitude sur ces évaluations de la focale thermique est de l'ordre de 5 mm.

Cristal	**Lentille thermique**
2 mm / 0,3 %	25 mm
5 mm / 0,1 %	75 mm
1 mm / 0,5 % (composite)	30 mm

Tableau III-7 : Récapitulatif des évaluations expérimentales de la lentille thermique des cristaux.

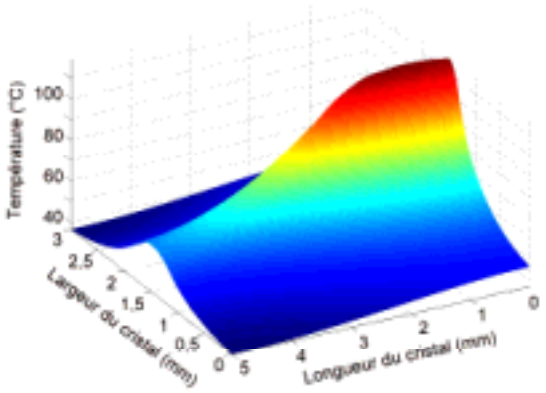
Pour le cristal composite, les zones non dopées permettent une meilleure évacuation de la chaleur dans le cristal. On s'attendrait alors à ce que, pour des absorptions équivalentes, les effets thermiques soient plus faibles pour un cristal composite que pour un cristal massif. Dans notre cas, bien qu'ils aient des absorptions saturées proches, le cristal de 5 mm et le cristal composite ne sont pas rigoureusement identiques. L'un a une longueur de 5 mm et un dopage de 0,1 %, alors que l'autre est court (1 mm) avec un dopage élevé (0,5 %). On s'aperçoit expérimentalement que le cristal de 5 mm présente une lentille thermique plus faible que le cristal composite. Pour ce dernier, le gradient de température est plus important que pour le cristal de 5 mm et l'effet de radiateur du composite est moins fort que ce qu'on pouvait espérer. En fait, nous voyons que le comportement thermique du cristal composite dopé 0,5 % est tout à fait comparable à celui du cristal de 2 mm dopé 0,3 %. Il semble donc préférable, pour un nombre d'ions actifs dans le cristal équivalent, d'utiliser un cristal long faiblement dopé à un cristal court fortement dopé, même s'il est entouré de deux cristaux non dopés. L'idéal serait certainement un cristal composite long et faiblement dopé.

Cette analyse est confortée par des simulations, réalisées récemment au laboratoire[6], de l'échauffement des cristaux étudiés sous l'action d'un pompage intense. Celles-ci sont basées

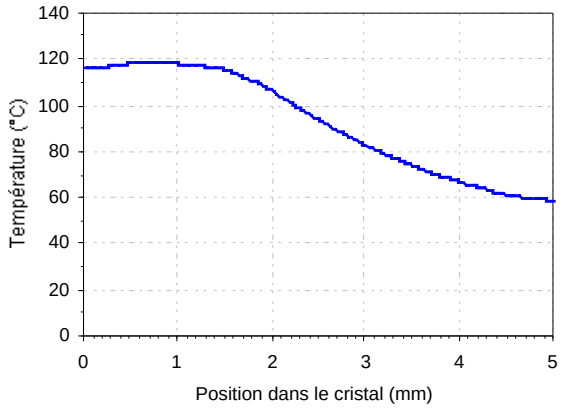
[6] Les simulations ont été réalisées par Julien Didierjean qui prépare sa thèse dans notre équipe, sur la base d'un programme développé par Johan Petit du Laboratoire de Chimie Appliquée à l'Etat Solide de l'ENSCP.

sur la résolution, par la méthode des éléments finis, des équations de la chaleur dans le cristal, tout en prenant en compte l'absorption de la pompe [Forget 05]. L'absorption utilisée est l'absorption en présence d'effet laser mesurée expérimentalement. Pour le cristal composite, seul le radiateur en YVO_4 placé du côté de la pompe incidente a été pris en compte, le programme utilisé sous Matlab ne permettant pas de tenir compte des deux.

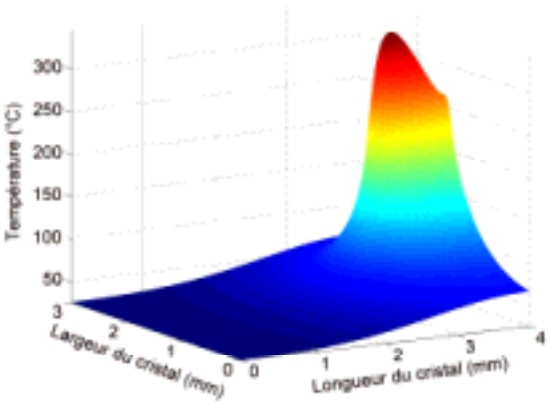
Pour les simulations, le faisceau de pompe est focalisé sur un waist de 100 µm, à un tiers de l'entrée du cristal. La puissance de pompe utilisée est de 22 W. Puisque nous ne connaissons pas la température sur les bords du cristal, la température donnée est relative. Les simulations nous donnent donc accès au gradient de température engendré par le faisceau de pompe.



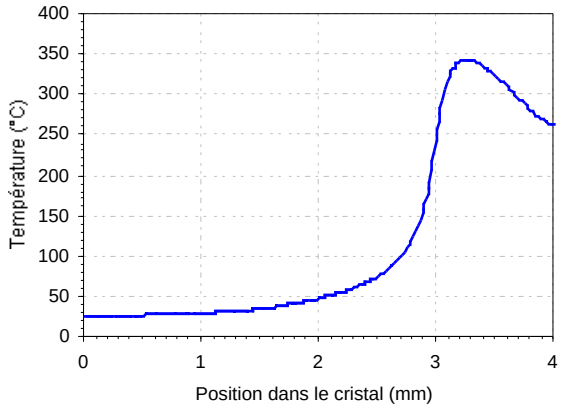
(a) Carte de température pour le cristal de 5 mm dopé 0,1 %.



(b) Profil longitudinal de température pour le cristal de 5 mm dopé 0,1 %.



(c) Carte de température pour le cristal composite de 1 mm dopé 0,5 %.



(d) Profil longitudinal de température pour le cristal composite de 1 mm dopé 0,5 %.

Figure III-11 : Carte et profil de température pour le cristal de 5 mm dopé 0,1 % et le cristal composite pompé avec une puissance de 22 W.

Nous pouvons voir sur ces profils de température (figure III-11 (b) et (d)) que le gradient de température est plus important avec le cristal composite qu'avec le cristal massif de 5 mm, malgré la présence d'un radiateur en YVO_4 adjacent à la zone dopée. Au vu de la différence entre les gradients de température obtenus pour les deux cristaux, le rajout du deuxième radiateur ne semble pas pouvoir compenser cet écart. Cette simulation est cohérente avec l'évaluation de la lentille thermique que nous avons faite. Il est donc plus judicieux de travailler avec un cristal long et faiblement dopé, qu'avec un cristal court et fortement dopé, même en présence de radiateurs pour favoriser l'évacuation de la chaleur.

Le cristal de 5 mm présente les effets thermiques les plus faibles. A priori, ce cristal présentera de meilleures performances en effet laser que les autres cristaux, si le recouvrement entre le faisceau de pompe et le mode de la cavité laser est bon. Pour le vérifier, nous avons tout de même testé les trois cristaux.

1.3.4 - Quelle cavité choisir ?

Afin de déterminer la cavité et le cristal les plus efficaces pour obtenir un laser adéquat à 914 nm, différentes cavités à 2 miroirs ont été testées. Hormis une bonne qualité spatiale, le laser doit avoir une puissance suffisante (supérieure à 1 W) pour être avantageux par rapport aux diodes laser monomodes transverses ou au laser Ti:Sa à 914 nm que nous avons utilisé au début de ma thèse pour caractériser les fibres dopées. Le choix de la cavité est donc un compromis entre ces deux critères. La longueur de la cavité, les distances entre les miroirs et le cristal ainsi que la taille du mode du laser à 914 nm sont évaluées grâce à un logiciel de propagation des faisceaux gaussiens basés sur les matrices ABCD, en prenant en compte la lentille thermique dans le cristal. La taille du mode de cavité doit être inférieure à la taille de pompe pour limiter la réabsorption du laser, mais pas trop pour éviter un comportement multimode spatial. Le diamètre du mode de cavité doit donc être proche de celui du faisceau de pompe (200 µm). Différentes cavités simples à deux miroirs sont possibles : plan-plan, plan-concave et concave-concave.

1.3.4.1 Cavité plan-plan

La cavité plan-plan (figure III-11), la plus simple à réaliser, est stabilisée par la présence de la lentille thermique. Il n'y a donc que peu de paramètres accessibles pour travailler sur la taille du mode laser, et sa zone de stabilité est limitée. La cavité est très courte, de longueur limitée d'un côté, par la taille de la monture des cristaux (10 mm), de l'autre, par la focale de la lentille thermique.

Dans cette étude, elle est constituée d'un miroir d'entrée plan de réflectivité supérieure à 99,5 % à 914 nm, de haute transmission à 808 nm (> 80 %) et 1064 nm (> 75 %), et d'un coupleur de sortie de 3 % de transmission à 914 nm et de haute transmission à 808 et 1064 nm (figure III-12).

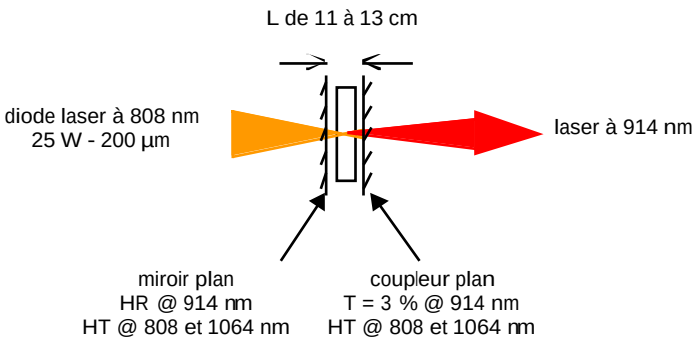


Figure III-12 : Schéma de la cavité plan-plan

Bien que l'effet laser ait été obtenu avec tous les cristaux, cette cavité ne sera pas conservée. En effet, elle ne permet pas d'obtenir un faisceau monomode, ce qui est rédhibitoire par rapport à nos besoins. De plus, elle est relativement peu stable et la puissance du laser fluctue, ce qui n'est pas une situation favorable. Néanmoins, une puissance

prometteuse de 4,5 W à 914 nm pour une puissance incidente de 22 W a été obtenue avec le cristal de 5 mm dopé 0,1 % pour une longueur de cavité de 13 mm.

1.3.4.2 Cavité plan-concave.

La cavité plan-concave (figure III-13) est aussi relativement simple. Un avantage de ce type de cavité est sa modularité grâce au coupleur de sortie concave. Une fois le rayon de courbure du coupleur de sortie choisi, la longueur de la cavité pourra être modifiée pour ajuster le waist du laser à celui de la pompe.

Dans cette étude, la cavité est formée du miroir d'entrée plan précédent, et d'un coupleur de sortie concave de rayon de courbure 100 mm et de transmission 3 % à 914 nm. Il a une transmission supérieure à 75 % à 1064 nm et à 80 % à 808 nm. La puissance de pompe transmise par le cristal n'est donc pas réinjectée dans le cristal, car on ne veut pas renvoyer le faisceau de pompe dans la diode laser, qui n'est pas protégée.

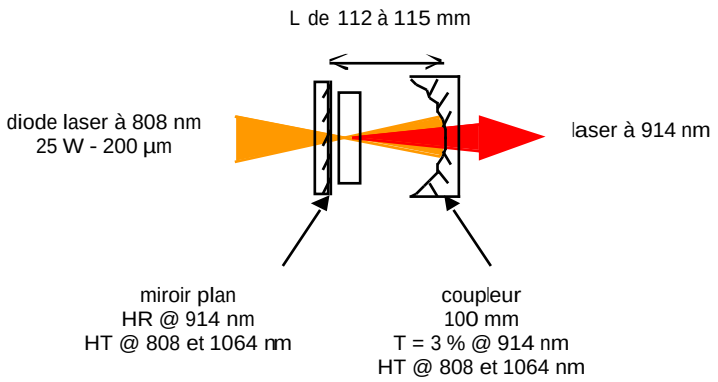


Figure III-13 : Schéma de la cavité plan-concave

Les puissances les plus importantes sont obtenues avec des cavités relativement longues (de l'ordre de 113 mm), mais dans ce cas, le faisceau devient multimode. Une puissance de 4,2 W à 914 nm a ainsi été obtenue avec le cristal de 5 mm dopé 0,1 %. Le faisceau est multimode à pleine puissance, mais une puissance de 2,5 W peut néanmoins être obtenue avec un faisceau monomode.

1.3.4.3 Cavité concave-concave

Cette cavité utilise un ménisque d'entrée, qui ne modifie pas la focalisation du faisceau de pompe, et un coupleur de sortie concave (figure III-14). Contrairement à la cavité plan-concave testée précédemment, où il est nécessaire de rapprocher au maximum le miroir plan d'entrée du cristal, la position du cristal dans la cavité peut être ajustée afin d'obtenir un faisceau monomode transverse. D'autre part, la longueur de Rayleigh complète du faisceau de pompe pourra être utilisée.

La cavité étudiée comporte un ménisque d'entrée de 50 mm de rayon de courbure, de haute réflectivité (> 99,98 %) à 914 nm, et de haute transmission à 808 nm (> 92 %) et à 1064 nm (> 80 %). Le coupleur de sortie est le même que pour la cavité plan-concave (T = 3 % à 914 nm et R = 100 mm).

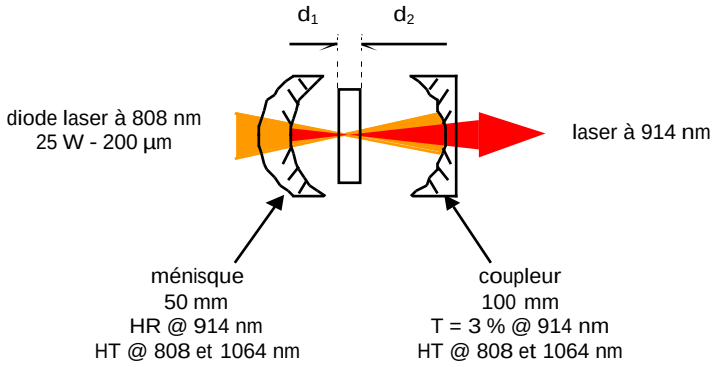


Figure III-14 : Cavité concave-concave

Les puissances les plus importantes à 914 nm sont obtenues pour une cavité concave-concave courte, avec une distance entre les miroirs de longueur inférieure à 20 mm. Le tableau III-8 donne les résultats des calculs des cavités testées expérimentalement. Ils montrent que les waists sont toujours inférieurs au rayon du faisceau de pompe. Ceci aura tendance à rendre le faisceau du laser multimode spatial, ce qui est observé expérimentalement (tableau III-9).

Cristal	**Position du miroir d'entrée (d_1)**	**Position du coupleur de sortie (d_2)**	**Rayon du mode théorique**
2 mm / 0,3 %	4 mm	8 mm	67 µm
5 mm / 0,1 %	10 mm	9 mm	79 µm
1 mm / 0,5 % (composite)	10 mm	6 mm	73 µm

Tableau III-8 : Caractéristiques des cavités concave-concave réalisées.

Ce type de cavité présente un meilleur rendement optique / optique que la cavité plan-concave. Ceci est principalement lié au fait que le ménisque que nous avons utilisé a une transmission meilleure à 808 nm, ce qui permet d'obtenir des puissances incidentes sur le cristal plus élevées que dans le cas des cavités plan-concave.

Cristal	**Puissance maximale**	**Caractéristiques du faisceau**
2 mm / 0,3 %	3 W	multimode, polarisé linéairement
5 mm / 0,1 %	4,7 W	multimode, polarisé linéairement
1 mm / 0,5 % (composite)	2 W	multimode, polarisé linéairement

Tableau III-9 : Résultats avec les cavités concave-concave, le cristal étant pompé à 809 nm.

La figure III-15 présente les performances des lasers pour les trois cristaux insérés dans les différentes cavités concave-concave décrites dans le tableau III-8.

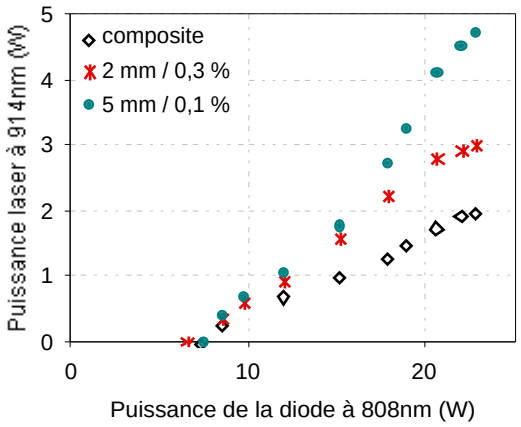


Figure III-15 : Puissance du laser à 914 nm en fonction de la puissance de pompe incidente à 808 nm pour les trois cristaux.

Cette cavité s'avère très efficace en puissance, et les faisceaux sont polarisés linéairement. En effet, les sections efficaces sont différentes selon l'axe du cristal. Nous travaillons sur la polarisation π, donnant accès à une section efficace d'émission de $4{,}8.10^{-20}$ m^2 à 914 nm. Mais les faisceaux issus de ces lasers sont multimodes à forte puissance, les tailles de mode fondamentale de la cavité étant un peu trop faibles par rapport au faisceau de pompe. Pour le cristal de 5 mm, permettant d'accéder au maximum de puissance, le faisceau est a un profil gaussien pour une puissance de l'ordre de 3 W. Nous avons aussi tenté d'utiliser des diamètres de faisceau de pompe plus petits, mais cela n'a pas conduit à une amélioration des résultats. En effet, la divergence du faisceau de pompe est plus forte et le recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau de cavité diminue, entraînant une faible efficacité.

Les performances du laser utilisant le cristal composite, similaire à celui utilisé par Zeller, sont décevantes. Ceci peut être dû à une mauvaise qualité du collage des cristaux non dopés, ou à une forte inhomogénéité des cristaux. Son absorption avec effet laser est d'ailleurs bien plus faible que celle des deux autres cristaux, puisqu'elle est de 46 % au lieu de 64 % pour le cristal de 5 mm, et de 55 % pour le cristal de 2 mm, ce qui est cohérent avec le fait qu'il donne des résultats moins bons en effet laser que les cristaux massifs. Les performances des lasers sont bonnes avec des absorptions de la pompe de l'ordre de 60 % comme nous l'avions indiqué précédemment.

1.3.5 - Caractérisation du laser de pompe à 914 nm finalement réalisé

Notre choix s'est donc porté sur le cristal massif de 5 mm de long dopé 0,1 % qui permet d'obtenir la puissance maximale dans cette configuration. Une modification de la longueur de la cavité précédente permet d'améliorer la qualité du faisceau, au détriment de la puissance. En effet, cette nouvelle cavité permet d'obtenir une puissance de 4 W, à puissance de pompe maximale (figure III-17 (b)), avec un faisceau ayant un M^2 de l'ordre de 1,1. D'après les calculs par matrices ABCD (figure III-16), pour un écart miroir d'entrée - cristal (d_1) de 6 mm et une distance cristal - coupleur de sortie (d_2) de 19 mm, le rayon du mode de la cavité est de environ 100 µm, ce qui doit effectivement permettre une cavité monomode, et efficace pour l'extraction de la puissance.

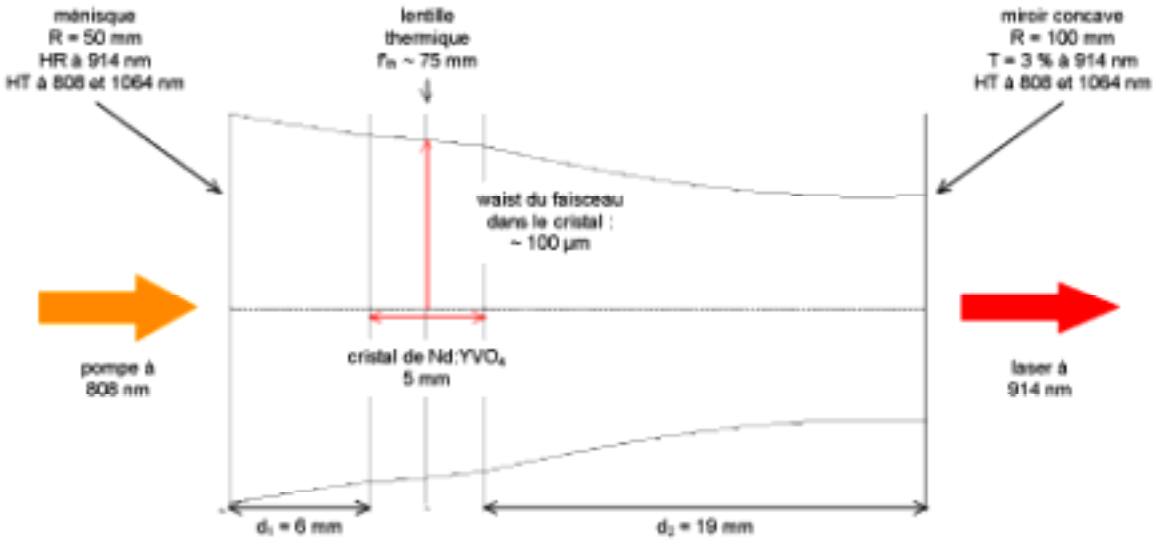
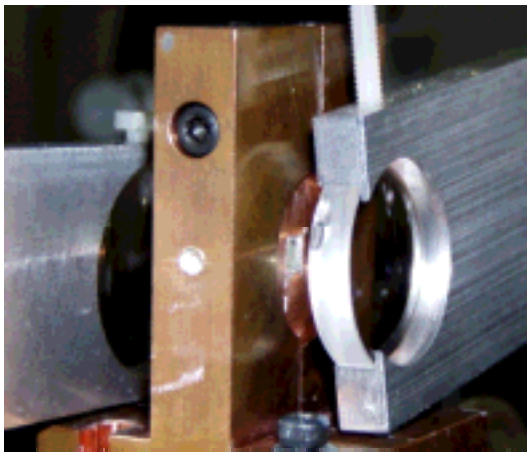


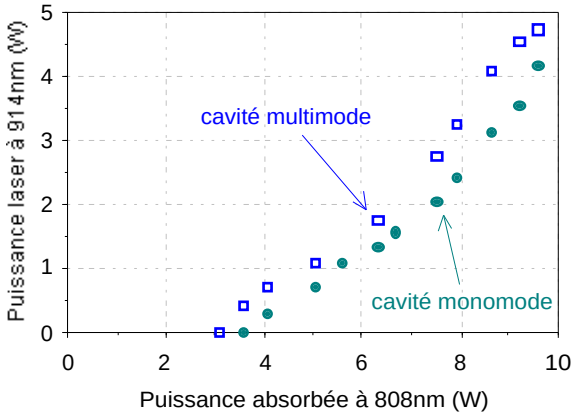
Figure III-16 : Cavité simulée avec les matrices ABCD.

La figure III-17 (b) compare les performances de cette cavité avec la cavité concave-concave précédente. Le seuil du laser est ici de 8,5 W à 809 nm, pour une puissance maximale de sortie de 4,2 W pour une puissance incidente de 22 W. L'efficacité de la source est d'environ 28 % par rapport à la puissance de pompe incidente. Par rapport à la pompe absorbée (42 % de la pompe incidente pour la puissance maximale), l'efficacité est de l'ordre de 66 % pour un seuil à 3,6 W. Cette source est en fait optimisée pour la puissance de pompe maximale. Le seuil de cette cavité pourrait être réduit en ajustant constamment la longueur d'onde de la diode laser de pompage, qui change avec le courant de polarisation. Elle n'est donc pas optimisée à toutes les puissances de pompe.

Par rapport aux performances du laser démontré par Zeller, qui a travaillé avec un cristal composite [Zeller 00], la puissance obtenue avec un cristal long et faiblement dopé est plus importante pour une même puissance de pompe, et surtout le faisceau à forte puissance est proche de la limite de diffraction, ce qui est de première importance dans notre cas. Cette source présente donc des performances meilleures que celles observées dans l'état de l'art, grâce à une très bonne qualité spatiale à forte puissance.



(a) Photographie de la cavité concave-concave.



(b) Comparaison des efficacités des cavités concave-concave monomode (cercles pleins) et multimode (carrés vides) à forte puissance à 914 nm en fonction de la puissance de pompe à 808 nm.

Figure III-17 :Cavité concave-concave utilisée pour le cristal de 5 mm dopé à 0,1 %.

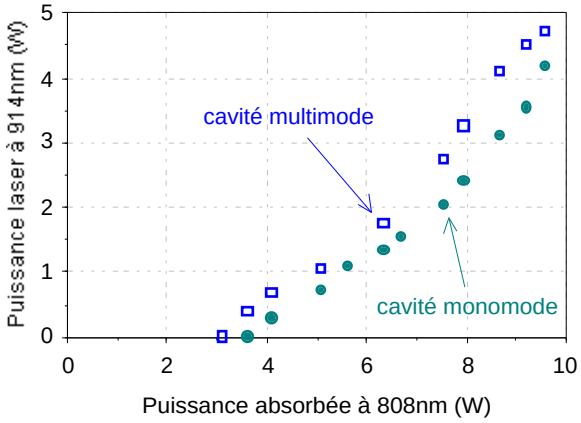


Figure III-17 : Comparaison des efficacités des cavités concave-concave monomode (cercles pleins) et multimode (carrés vides) à forte puissance de pompage du laser à 914 nm en fonction de la puissance de pompe à 808 nm pour le cristal de 5 mm dopé à 0,1 %.

Le spectre du laser est centré autour de 914 nm (figure III-18) et ne présente pas d'émission résiduelle autour de 1064 nm, susceptible d'être amplifiée dans la fibre dopée.

Une fois que le faisceau de ce laser est collimaté, il est refocalisé avec un objectif de 8 mm de focale à l'entrée de la fibre non dopée monomode à 820 nm (SM 820). Le couplage maximal obtenu est de 75 %, avec une puissance disponible à 914 nm couplée dans la fibre de 3 W.

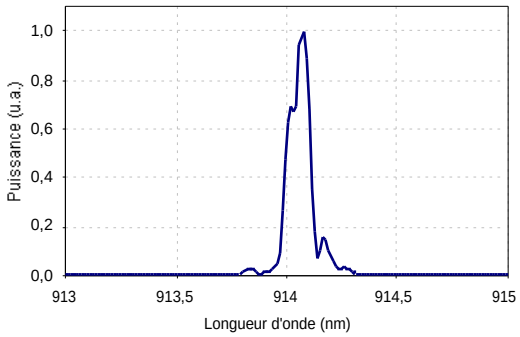


Figure III-18 : Spectre du laser Nd:YVO_4 avec un cristal de 5 mm dopé 0,1 % pour une puissance de 4 W à 914 nm.

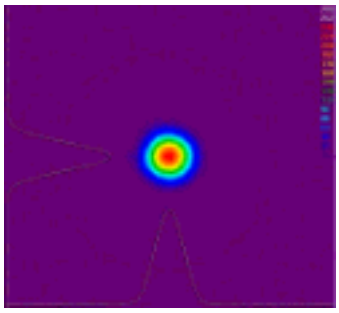


Figure III-19 : Faisceau en entrée de la fibre monomode.

Nous avons ainsi à notre disposition une source de pompage à 914 nm de forte puissance, limitée par la diffraction et permettant un bon rendement de couplage dans une fibre monomode, pour l'étude des sources à 976 nm, comme la source d'émission spontanée amplifiée présentée dans la suite.

2 - Source d'émission spontanée amplifiée affinée spectralement

L'émission spontanée amplifiée dans une fibre peut être utilisée pour réaliser une source simple comme nous l'avons vu dans les chapitres I-1.3.4 et II-2. Mais cette source présente

deux sorties, ce qui n'est pas si facile à utiliser et réduit la puissance utile. De plus, elle a une largeur spectrale relativement importante de 3 nm. Pour pouvoir utiliser cette source pour le doublement de fréquence, il faut que son spectre soit adapté à l'acceptance spectrale du cristal non linéaire, de l'ordre de 0,1 nm. Il sera donc utile de la rendre unidirectionnelle et de réduire la largeur de son spectre.

Lors de cette étude, le laser Nd:YVO_4 à 914 nm de pompage utilisé est basé sur une cavité plan-concave, dans une version non optimisée disponible au moment de l'étude. Une puissance réduite de 700 mW était alors disponible en entrée de la fibre dopée.

2.1 Principe et simulation de la source

Pour réaliser cette source d'émission spontanée amplifiée affinée spectralement, il faut tout d'abord rendre la source unidirectionnelle. La deuxième étape est l'affinement du spectre. La largeur spectrale après affinement peut être calculée théoriquement, ce qui permettra de remplacer la largeur à mi-hauteur de 3 nm de l'ASE libre par la largeur de la source affinée dans nos simulations. Nous pourrons ainsi optimiser la longueur de la fibre pour cette situation et prévoir les performances de la source.

2.1.1 - Rendre la source unidirectionnelle.

Nous avons vu dans le chapitre II que l'ASE est très sensible aux réflexions parasites. Cette faiblesse peut être utilisée comme un avantage, puisqu'une valeur relativement faible de réflexion d'une des sorties de la source d'ASE peut modifier le rapport des puissances d'ASE co et contrapropagatives. La source d'émission spontanée peut ainsi être rendue unidirectionnelle en utilisant la réflexion de l'ASE co ou contrapropagative sur un miroir (paragraphe II-2.2), sans pour autant qu'elle devienne une source laser. Dans certains cas, le désaccord de modes entre la fibre non dopée, utilisée pour le couplage de la pompe, et la fibre dopée suffit (figure III-20). Par exemple, une fibre monomode à 980 nm non dopée est moins bien adaptée à notre fibre dopée (Yb152) que les fibres monomodes à 820 nm.

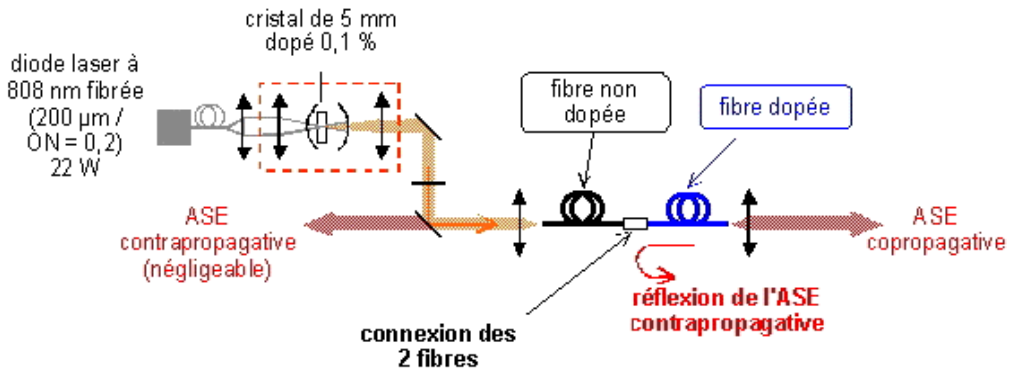


Figure III-20 : Schéma expérimental de la source d'ASE unidirectionnelle.

Ceci entraîne un désaccord de modes plus important (tableau III-10), donc un couplage moins élevé entre les 2 fibres, qui est au maximum de 97 % à 976 nm et de 96 % à 914 nm, et donc conduit à des réflexions parasites plus importantes. Ce couplage maximal est obtenu avec l'équation (III-1), en l'absence de toute autre cause de désalignement (latéral ou angulaire) entre les deux fibres [Marcuse 77] :

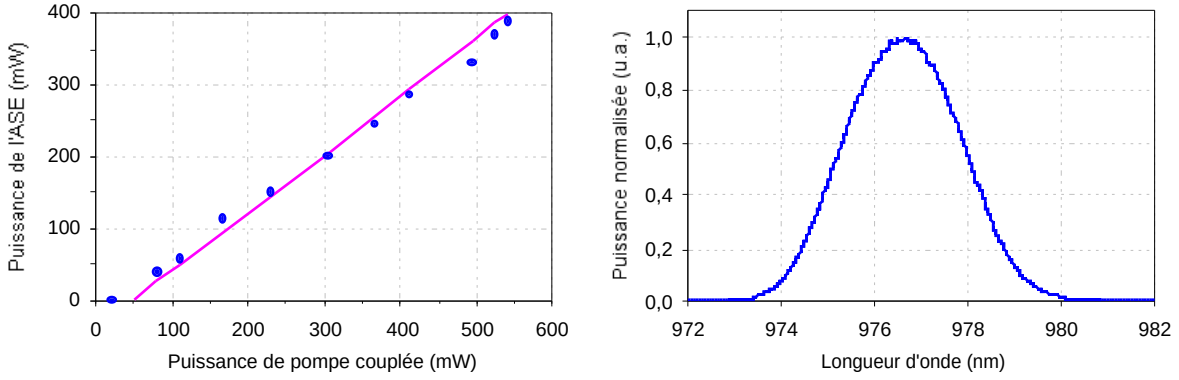
$$\text{couplage}_{max} = \left(\frac{2\,\omega_1\,\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right)^2, \qquad \text{(III-1)}$$

où ω_1 et ω_2 sont respectivement les diamètres des modes de la fibre monomode non dopée d'entrée, et de la fibre dopée.

Fibre	Diamètre de cœur (µm)	Ouverture numérique	Diamètre de mode ω (µm)	
			Pompe	Signal
SM 980 (SEDI)	6,2	0,11	7,3	6,9
Yb152	5	0,13	5,8	6,1
Couplage maximal			96 %	97 %

Tableau III-10 : Comparaison des tailles de mode de la fibre non dopée et de la fibre dopée.

Avec cette fibre non dopée et une fibre dopée de 30 cm de long, une source unidirectionnelle produisant une puissance maximale de 390 mW, correspondant à une efficacité de 69 % par rapport à la pompe incidente (figure III-21 (a)) a été obtenue. La source est copropagative avec la pompe. L'ASE contrapropagative est négligeable, avec une puissance inférieure à 1 % de la puissance d'ASE copropagative. Il est donc possible d'obtenir une source unidirectionnelle efficace. Son spectre est présenté en figure III-21 (b). Cette source a été simulée avec le modèle simplifié ne prenant pas compte l'ASE à 1030 nm (paragraphe II-2). Les paramètres utilisés ici sont les mêmes que dans le chapitre précédent. Le couplage entre les deux fibres a été évalué à 85 % expérimentalement.



(a) Comparaison entre la simulation (trait plein) et les points expérimentaux.

(b) Spectre de la source d'ASE unidirectionnelle, pour une puissance de pompe de 540 mW.

Figure III-21 : Source d'ASE unidirectionnelle pour une fibre dopée de 30 cm.

A partir des simulations prenant en compte la réflexion de l'ASE, décrites dans le paragraphe II-2.2, un ajustement satisfaisant des points expérimentaux est obtenu avec une réflexion de l'ASE contrapropagative de R = 10 %. Avec cette valeur, la source aurait une puissance seuil plus élevée, de 49 mW, au lieu de 20 mW environ, et une efficacité plus importante de 76 %, conduisant à une puissance maximale de 400 mW. La courbe simulée ainsi obtenue est comparée aux points expérimentaux sur la figure III-21 (a). Malgré ces différences, la simulation donne une bonne évaluation du comportement de la source, compte-tenu de la simplicité du modèle utilisé.

Une réflexion a donc permis d'obtenir une source unidirectionnelle, mais n'a pas modifié le spectre de cette source, dont la largeur reste trop importante.

2.1.2 - Réduire la largeur du spectre de la source.

La réduction du spectre de l'ASE peut être obtenue en réfléchissant l'ASE co ou contrapropagative avec un réseau de diffraction en configuration Littrow. Le réseau utilisé est un réseau holographique blazé à 900 nm ayant 1200 traits/mm. Il est placé sur la sortie collimatée de l'ASE contrapropagative, et l'ordre 1 est diffracté en direction de la fibre avec une efficacité de 92 % à 977 nm. Cet ordre 1 est ensuite soigneusement réinjecté dans la fibre. Compte-tenu du fait que le couplage de la réflexion dans la fibre n'est réglé que par l'orientation du réseau, la réflexion sur le réseau et le couplage de cette réflexion dans la fibre ont été évalués à 30 %. Le couplage entre les deux fibres (la fibre non dopée SM 820 et la fibre dopée) est évalué expérimentalement à 90 %. Le coefficient de réflexion équivalent vu par l'ASE copropagative, correspondant à la diffraction sur le réseau et le couplage dans la fibre dopée, est alors de 27 %. Le schéma expérimental est présenté en figure III-22.

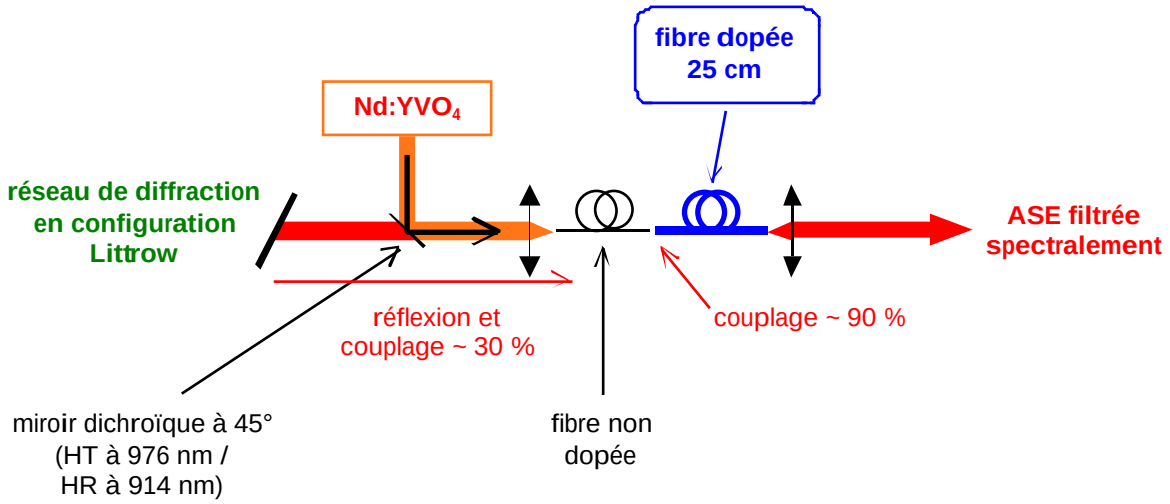


Figure III-22 : Schéma expérimental de la source d'ASE filtrée

La configuration symétrique est aussi utilisable. Dans ce cas, le réseau diffracte l'ASE copropagative, et la source devient unidirectionnelle et contrapropagative. Ces deux configurations sont tout à fait équivalentes. Nous avons utilisé dans cette étude la première solution (figure III-22).

On veut prévoir la largeur spectrale de notre source affinée en utilisant le réseau en configuration Littrow. Nous allons étudier les longueurs d'onde autour de 976 nm. Pour cette longueur d'onde λ_0, l'angle de Littrow $\theta_{Littrow}$, donné par la relation (III-2) où a est le pas du réseau, est de 35,8°. La référence des angles est prise par rapport à la normale du réseau de diffraction.

$$\lambda_0 = 2\,a\,\sin\left(\theta_{Littrow}\right) \qquad \text{(III-2)}$$

L'angle θ sous lequel est diffractée une longueur d'onde $\lambda \neq \lambda_0$ est tel que :

$$\sin\left(\theta_{Littrow}\right) + \sin\left(\theta\right) = \frac{\lambda}{a}. \qquad \text{(III-3)}$$

La largeur spectrale de la partie de l'émission réfléchie et couplée dans la fibre peut être calculée en déterminant le recouvrement entre le mode susceptible d'entrer dans la fibre, et le mode réfléchi par le faisceau en configuration Littrow. Ces deux modes sont de diamètres identiques. Deux contributions sont à prendre en compte. La première est le désalignement latéral entre le faisceau réfléchi et la fibre. La deuxième est le désalignement angulaire entre le faisceau et la fibre.

Le couplage T_x lié au désalignement latéral est donné par (III-4). Il traduit le recouvrement de deux faisceaux gaussiens de rayons de modes différents, dont les centres sont séparés par une distance x(λ) (figure III-23).

$$T_x(\lambda) = \exp\left(-\left(\frac{x(\lambda)}{w_0}\right)^2\right). \qquad \text{(III-4)}$$

w_0 est le rayon du mode en sortie de la fibre, et le désalignement x(λ) entre les deux modes est donné par (III-5) :

$$x(\lambda) = f' \tan(\theta(\lambda)) = f' \frac{\lambda - \lambda_0}{a \cos(\theta_{Littrow})}, \qquad \text{(III-5)}$$

où f' est la focale de la lentille de couplage utilisée.

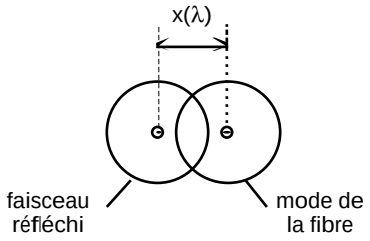


Figure III-23 : Recouvrement du faisceau réfléchi et du mode de la fibre.

Le couplage T_θ lié au désalignement angulaire entre le faisceau et la fibre est donné par (III-6)

$$T_\theta(\lambda) = \exp\left(-\left(\frac{\pi\, w_0^2 \sin(\theta(\lambda))}{\lambda}\right)^2\right). \qquad \text{(III-6)}$$

Ces deux composantes donnent une largeur spectrale à mi-hauteur différente. Pour une lentille de focale 8 mm, et un diamètre de mode à 976 nm pour la fibre dopée de 6,1 µm, la largeur spectrale liée au désalignement angulaire est de 0,1 µm. La largeur spectrale liée au désalignement latéral est de 0,43 nm. C'est donc une largeur spectrale de la source de 0,43 nm que nous nous attendons à obtenir, puisque le couplage global est le produit des couplages T_x et T_θ. La rotation du réseau permettra ensuite de choisir la longueur d'onde centrale de la bande réfléchie, à l'intérieur de la bande d'ASE, donnant accès, a priori, à une accordabilité de la source sur 5 nm environ (figure III-21 (b)).

2.1.3 - Optimiser la longueur de la fibre

Cette source a été simulée avec le modèle simple, sans prendre en compte l'ASE autour de 1030 nm, en utilisant les paramètres obtenus au chapitre II. La principale différence est le fait que l'on prend en compte la largeur à mi-hauteur prévue du spectre de l'ASE affinée, c'est-à-dire 0,4 nm, au lieu de la largeur à mi-hauteur de l'ASE (3 nm) (paragraphe II-1.3.2). Il faut aussi prendre en compte la réflexion de l'ASE contrapropagative par le réseau de diffraction, que nous avons évaluée à 24 %.

La longueur optimale de la fibre (figure III-24) a été recherchée dans ces conditions, pour la puissance de pompe accessible lors de cette étude, soit une puissance de 700 mW environ, en entrée de la fibre dopée. La cavité du laser Nd:YVO_4 n'était effectivement pas encore totalement optimisée, et la puissance maximale accessible était alors de 1,8 W à 914 nm en sortie du laser.

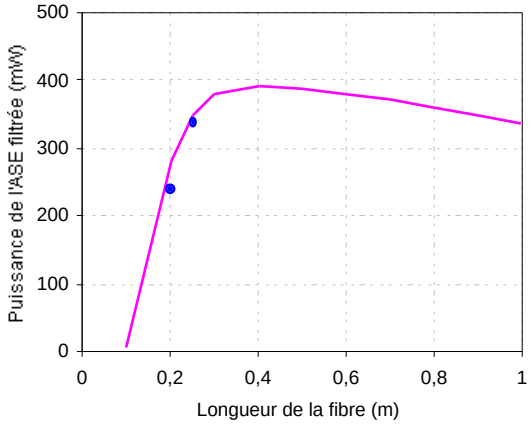


Figure III-24 : Etude en simulation de la longueur de la fibre (trait plein). Les deux points sont les valeurs des puissances d'ASE obtenues expérimentalement pour des fibres de 20 et 25 cm.

La longueur optimale, sans prendre l'ASE autour de 1030 nm en compte, est évaluée à 40 cm.

L'étude expérimentale correspondante a été menée avec plusieurs fibres Yb152 de longueurs différentes, de 20 à 50 cm (figure III-24), c'est-à-dire autour de la longueur optimale prévue pour la puissance de pompe disponible de 700 mW. Pour la fibre de 20 cm, une puissance maximale de 240 mW et une efficacité de 35 % sont obtenues. L'essai de la fibre de 25 cm a permis d'augmenter la puissance d'ASE filtrée jusqu'à 340 mW. L'absorption de la pompe est de l'ordre de 97 % et la puissance résiduelle de pompe est de 21 mW. La fibre de 30 cm testée ensuite a tendance à émettre vers 1030 nm plutôt que vers 977 nm. L'émission vers 977 nm est réabsorbée, et participe à l'émission vers 1030 nm, qui augmente avec la longueur de la fibre.

La fibre de 25 cm a été conservée pour l'étude de cette source. La longueur optimale expérimentale est bien plus courte que la longueur attendue (figure III-24), l'ASE autour de 1030 nm jouant pour cette source un rôle important.

2.2 La source optimisée

Après l'optimisation de la longueur de la fibre, les performances de la source ainsi réalisée ont été caractérisées.

2.2.1 - Une source unidirectionnelle efficace

Pour une puissance de pompe de 700 mW et la fibre de 25 cm, une puissance de 340 mW d'ASE affinée spectralement vers 977 nm a été mesurée, ce qui correspond à une efficacité de 50 % par rapport à la puissance de pompe incidente (figure III-25). Avec une absorption de la pompe de 97 %, cette source a une efficacité de 51 % par rapport à la puissance de pompe absorbée. La puissance d'ASE perdue dans l'ordre 0 du réseau est négligeable par rapport à la puissance de sortie de la source.

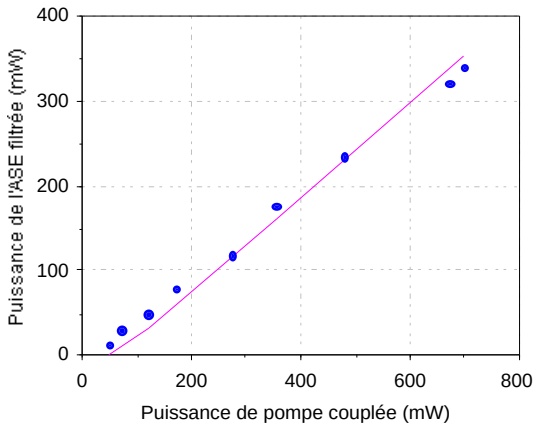


Figure III-25 : Comparaison entre la simulation (trait plein) et l'expérience (points) pour une fibre de 25 cm.

Les simulations réalisées avec cette source ont prévu une puissance d'ASE filtrée de 353 mW, pour une puissance de pompe couplée dans la fibre dopée de 700 mW (figure III-25). Le seuil attendu est de 56 mW, et la source aurait une efficacité de 55 % par rapport à la puissance de pompe incidente sur la fibre dopée. Par rapport à ces simulations, la source expérimentale a des performances légèrement plus faibles que ce qui était prévu, avec une puissance et une efficacité moins grandes, mais un seuil plus bas (figure III-25). La simulation donne quand même un bon ordre de grandeur des efficacités que l'on peut prévoir.

De plus, la source que nous avons obtenue a une efficacité entre la puissance à 914 nm et la puissance à 976 nm plus importante que celles répertoriées dans l'état de l'art, qu'elles soient réalisées à partir de fibres monomodes ou double-cœur (annexe B). La source d'ASE unidirectionnelle à base d'une fibre double-cœur [Selvas 03] émet une puissance de 1,2 W à 977 nm pour une puissance de pompe de 5 W. L'absorption limitée de ces fibres est un désavantage pour réaliser une source très efficace, mais dans notre cas, l'efficacité optique / optique globale est limitée par l'efficacité du laser de pompe à 914 nm.

2.2.2 - Un spectre étroit et accordable.

Un autre point qui nous intéresse est le spectre de la source obtenue. Le spectre de l'ASE classique est centré sur 977 nm et a une largeur de 3 nm (figure III-21 (b)). Le spectre de l'ASE filtrée a une largeur à mi-hauteur mesurée à 0,4 nm, très proche de ce que nous avions prévu. La figure III-26 compare les spectres de l'ASE avec et sans le réseau de diffraction. Ces spectres sont normalisés par rapport à leurs puissances globales respectives.

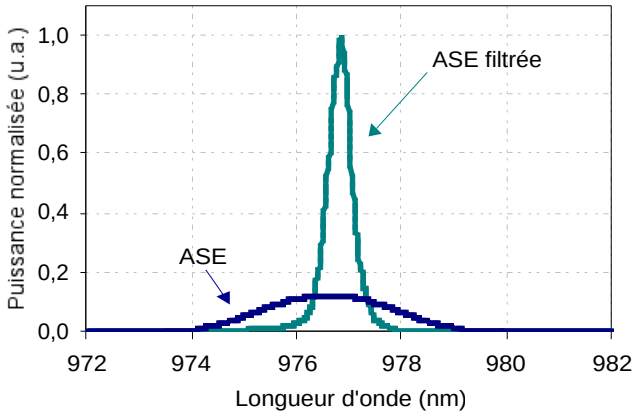


Figure III-26 : Comparaison des spectres des sources d'ASE et ASE affinée spectralement pour la fibre de 25 cm et une puissance de pompe de 700 mW.

On voit bien l'action du réseau de diffraction au travers d'une diminution de la largeur du spectre de l'ASE. Expérimentalement, la source est accordable, par rotation du réseau de diffraction, entre 974 et 981 nm avec un maximum de puissance à 977,6 nm (figure III-27), soit sur une plage de 7 nm, ce qui correspond bien à la totalité de la largeur de l'ASE. La puissance reste supérieure à 150 mW pour une puissance de pompe de 700 mW sur toute cette gamme de longueurs d'onde.

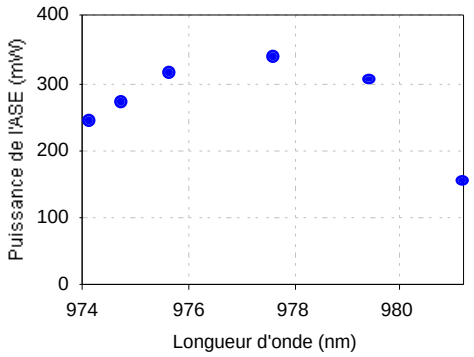


Figure III-27 : Accordabilité de la source pour la fibre de 25 cm et une puissance de pompe de 700 mW.

En dehors de cette bande, le spectre n'est plus contrôlé par le réseau, et reprend les caractéristiques du spectre d'ASE standard.

2.2.3 - Spectre RF de la source d'ASE affinée

Pour vérifier que cette source est bien une source superfluorescente et non une source laser, une étude du spectre RF de la source est nécessaire. Elle a été réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre RF connecté à une photodiode Silicium rapide (bande passante de 2 GHz pour une résistance de charge de 50 Ω) placée à la sortie de la source d'ASE filtrée. Nous avons ainsi pu observer l'absence des pics caractéristiques de la présence d'une cavité laser, ces pics correspondant à la fréquence de battement des différents modes longitudinaux de la cavité. Il s'agit donc bien d'une source d'ASE. Le spectre blanc de cette source (b) est montré en figure III-28, avec le spectre de bruit de fond de l'analyseur (a).

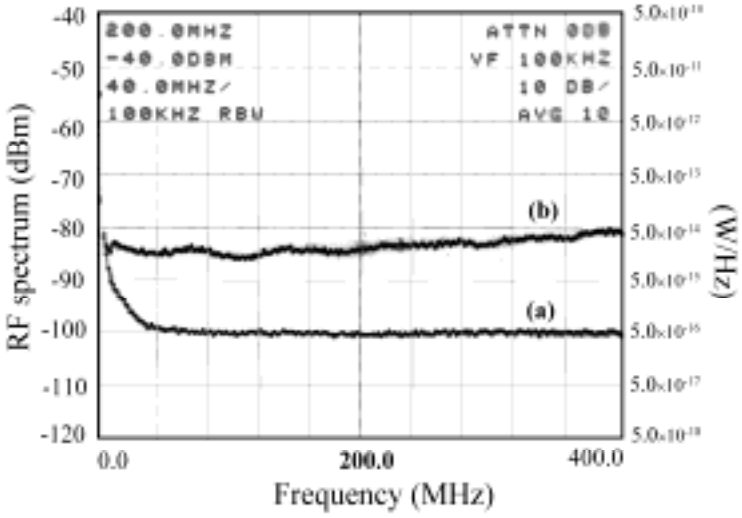


Figure III-28 : Spectre RF de la courbe affinée (b) et niveau de bruit de l'analyseur (a).

En comparant ce spectre avec celui obtenu dans le cas de la source laser qui sera présentée ultérieurement (figure III-42), on peut constater que le spectre RF de cette source est un spectre blanc. Sur la gamme de fréquence étudiée, la présence d'une cavité laser parasite aurait effectivement dû être visible, étant donné qu'elle n'aurait pas été beaucoup plus courte que la cavité du laser étudié au chapitre III-4.

2.2.4 - Mises en garde et précautions d'emplois...

L'ASE est sensible aux réflexions parasites et cette source peut devenir facilement une source laser. Dans ce cas, un spectre plus étroit (0,15 nm) est observé, ainsi qu'une polarisation linéaire, troublante pour de l'émission spontanée amplifiée, malgré la présence du réseau de diffraction qui présente une différence d'efficacité de diffraction selon la polarisation de l'onde incidente. L'étude du spectre RF de la source a confirmé la présence potentielle d'un effet laser quand les caractéristiques de spectre n'étaient pas celles présentées en paragraphe 2.2.2. Des pics caractéristiques correspondant à la fréquence de battements des modes longitudinaux d'une cavité longue, probablement formée entre le miroir de sortie du laser Nd:YVO_4, qui est un peu réfléchissant à 976 nm, et les instruments de mesure, que ce soit le cube séparateur de polarisation pour l'étude de la polarisation ou l'optique de couplage vers la fibre d'entrée de l'analyseur de spectre optique, peuvent être vus sur les spectres RF. Les mesures de la polarisation et du spectre sont susceptibles de perturber la source et d'en modifier les caractéristiques. Elles doivent donc être réalisées en surveillant le spectre RF de la source, afin de vérifier qu'un laser parasite n'est pas involontairement généré. Quand la source est bien une source d'ASE, on vérifie bien que l'ASE n'est pas polarisée dans une fibre, même en présence d'un réseau de diffraction. Cette sensibilité aux réflexions parasites est un véritable point faible de cette source.

Cette source d'ASE affinée spectralement[7] est donc une source simple et efficace, relativement fine spectralement (0,4 nm) et accordable sur 7 nm. Elle peut servir pour le

[7] Cette source a fait l'objet d'une publication dans IEEE Photonics Technology Letters en septembre 2004 [Bouchier 04].

pompage d'amplificateurs à fibres dopées à l'erbium. Mais, mis à part sa très grande sensibilité aux réflexions parasites, elle présente des inconvénients pour notre application de doublement de fréquence. En effet, cette source a encore une largeur spectrale trop importante et elle n'est pas polarisée, ce qui pose un problème pour obtenir une conversion de fréquence efficace. Nous avons donc décidé d'étudier l'effet laser à 976 nm.

3 - Le laser spectralement affiné

Au vu des limitations de la source d'ASE affinée spectralement, nous avons étudié une source laser. Je vais ici présenter ses principales caractéristiques et l'étude théorique associée.

3.1 Principe du laser affiné spectralement

L'effet laser est obtenu en plaçant la fibre dopée entre deux miroirs. Le gain dans les fibres autour de 976 nm étant très important, la réflexion nécessaire pour dépasser le seuil de l'effet laser est très faible, et de simples réflexions parasites sont suffisantes. Le laser montre alors un spectre relativement large et instable (figure III-29).

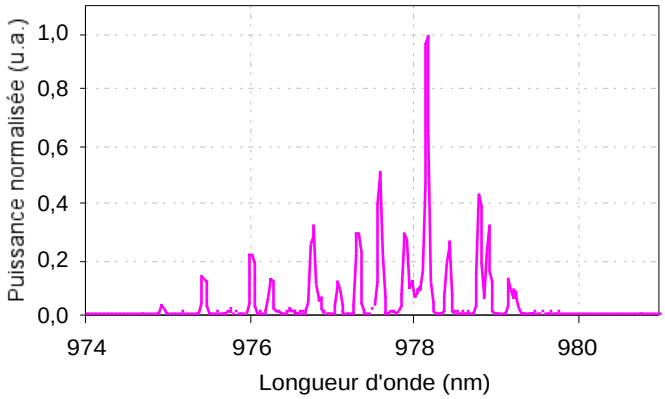


Figure III-29 : Spectre du laser autour de 977 nm pour une fibre de 30 cm et une puissance de pompe de 3 W.

Pour notre application de doublement de fréquence vers le bleu, un tel spectre ne pourrait convenir puisque seule la partie utile de ce spectre, environ 0,1 nm, serait convertie, réduisant ainsi le rendement de conversion. Puisque l'effet laser n'a été étudié que dans l'optique de réaliser le doublement de fréquence de cette source, l'affinement spectral de la source était nécessaire. La cavité réalisée comporte donc la fibre dopée comme milieu amplificateur, un coupleur de sortie et le réseau de diffraction utilisé pour la source d'ASE affinée. Grâce à ce réseau, la source obtenue devrait avoir un spectre fin et être accordable, qualités grandement utiles pour le doublement de fréquence. Le schéma expérimental est présenté en figure III-30.

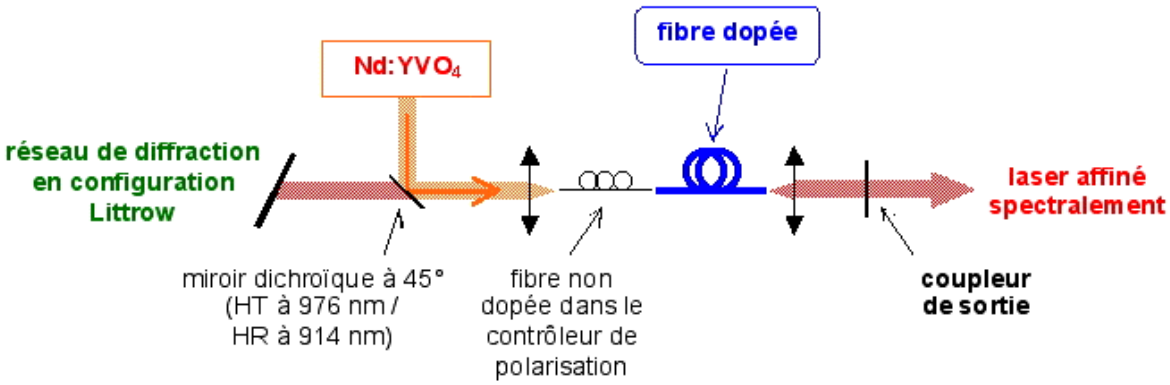


Figure III-30 : Schéma de la source laser affinée spectralement

Lors de cette étude, le laser Nd:YVO_4 délivrait une puissance de 4 W avec un faisceau de bonne qualité spatiale autorisant un couplage de 75 % dans la fibre non dopée d'entrée. La puissance de pompe disponible à l'entrée de la fibre dopée est donc de 3 W environ.

Je vais présenter dans ce paragraphe les études théoriques et expérimentales réalisées sur cette source, avec une recherche de la longueur de fibre optimale pour la puissance de pompe disponible, une étude de trois types de coupleur de sortie, et de deux types de configurations de pompage (co et contrapropagatif). Les performances du laser ainsi réalisé seront comparées avec les résultats de calculs analytiques.

3.2 Modélisation du laser par un calcul analytique.

La simulation de ce laser est basée sur un calcul analytique présenté par C.Barnard [Barnard 94]. Il décrit la théorie des amplificateurs à fibres dopés Yb^{3+}, comme nous l'avons vu dans le chapitre II-1. Il utilise cette analyse du gain pour décrire le fonctionnement d'un laser en cavité linéaire. Ceci se déduit directement de la modélisation en régime d'amplification puisque, dans le cas du laser, le gain est égal aux pertes, et devient une valeur connue dans ce modèle. D'autre part, ces expressions sont valables tant que l'on peut négliger l'ASE autour de 1030 nm. A partir de cette étude, il est possible de déterminer le seuil de l'effet laser, son efficacité, et la longueur optimale de la fibre.

3.2.1 - Présentation de la modélisation

Les notations utilisées sont définies dans le chapitre II-1.1, et les notations spécifiques au cas du laser sont introduites sur la figure III-31.

Sur ce schéma, P_{pompe} est la puissance de pompe incidente, P_p^{res}, la puissance de pompe résiduelle, P_L et P_R sont les puissances internes co et contrapropagatives et P_{laser} la puissance en sortie du laser. R_i est la réflectivité du coupleur i et T_i est la transmission des optiques à une extrémité i de la fibre. Elle prend en compte les couplages dans la fibre, les transmissions des optiques dont celles de couplage. Sur la figure III-31, les notations en gras indiquent les paramètres accessibles expérimentalement.

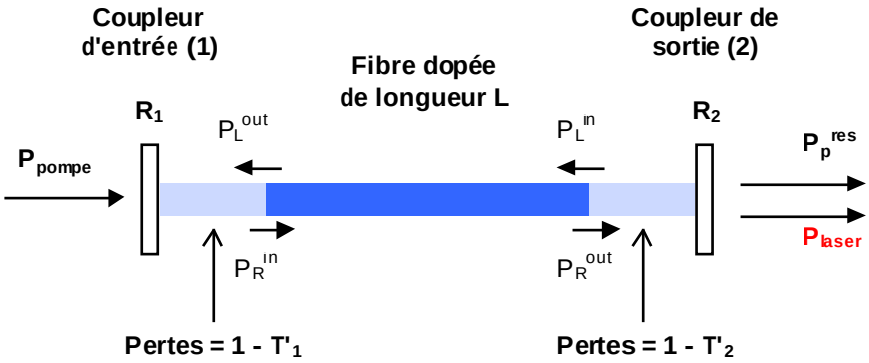


Figure III-31 : Notations de la modélisation du laser à fibre linéaire.

Dans ce modèle, les coupleurs sont supposés être transparents à la longueur d'onde de la pompe. Dans notre montage expérimental (figure III-30), le coupleur R_1 est le réseau de diffraction, placé sur la sortie contrapropagative par rapport à la propagation de la pompe. Il est situé derrière le miroir dichroïque permettant de séparer la pompe et l'émission à 976 nm. Ce miroir ne transmet pas la pompe, et la pompe n'est pas diffractée par le réseau dans la direction de la fibre. L'hypothèse est donc valable pour le coupleur R_1. Le coupleur de sortie R_2 est placé sur la sortie copropagative, mais la puissance de pompe résiduelle P_p^{res} pour une fibre dopée de longueur proche de la longueur optimale est de l'ordre de grandeur de la puissance de transparence. De plus, les coupleurs utilisés ne recyclent pas la pompe. Une éventuelle réflexion de la pompe résiduelle vers la fibre pourra être négligée. L'hypothèse de départ est donc aussi valable pour le coupleur R_2.

La modélisation du chapitre II-1.2.3 présente l'expression des puissances de sortie pour la pompe et le signal en fonction des puissances d'entrée. Je rappelle les deux expressions ci-dessous, où P^{in} et P^{out} sont les puissances en entrée et en sortie du milieu, pour la pompe p (III-7) :

$$P_p^{out} = P_p^{in} \exp\left\{-\alpha_p L + \frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{P_p^{sat}} + \frac{P_s^{in} - P_s^{out}}{P_p^{sat}}\right\}, \qquad \text{(III-7)}$$

et pour le signal s (III-8) :

$$P_s^{out} = P_s^{in} \exp\left\{-\alpha_s L + \frac{P_s^{in} - P_s^{out}}{P_s^{sat}} + \frac{P_p^{in} - P_p^{out}}{P_s^{sat}}\right\}. \qquad \text{(III-8)}$$

D'autre part, la puissance du laser en sortie de la cavité est (III-9) :

$$P_{laser} = \left(1 - R_2\right) T_2' P_R^{out}. \qquad \text{(III-9)}$$

A partir des expressions précédentes, on peut exprimer les puissances internes P_L et P_R, les puissances absorbées, et en déduire une expression relativement simple de la puissance laser, dans le cas de notre transition.

La puissance du laser (III-10) s'écrit alors en fonction de la puissance de pompe incidente P_{pompe}, de la puissance de pompe au seuil P_{seuil} (III-11) et de l'efficacité η du laser (III-12) :

$$P_{laser} = \eta \left(P_{pompe} - P_{seuil}\right), \qquad \text{(III-10)}$$

où la puissance de pompe au seuil est :

$$P_{seuil} = \frac{h\,c}{\lambda_p} P_s^{sat} \frac{\alpha_s L - \ln(TR)}{1-(G_{max}\,TR)^{-\delta}}, \qquad \text{(III-11)}$$

et l'efficacité du laser par rapport à la puissance de pompe incidente est :

$$\eta = \frac{\eta_q T_2'(1-R_2)}{T_{eff}} \left[1-(G_{max}\,TR)^{-\delta}\right]. \qquad \text{(III-12)}$$

Plusieurs variables physiques sont introduites au cours de ces calculs :

η_q, l'efficacité quantique :

$$\eta_q = \frac{\lambda_p}{\lambda_s}, \qquad \text{(III-13)}$$

δ, le rapport des puissances de saturation :

$$\delta = \frac{P_s^{sat}}{P_p^{sat}}, \qquad \text{(III-14)}$$

G_{max}, le gain maximal :

$$G_{max} = \exp\left[\left(\frac{\alpha_p}{\delta} - \alpha_s\right) L\right]. \qquad \text{(III-15)}$$

Ce gain maximal est un gain théorique correspondant au cas où la puissance de pompe est telle que l'inversion de population $\overline{N}_1$ (équation II-13) est maximale et constante sur la longueur de la fibre et égale à III-16 :

$$\overline{N}_1 = \overline{N}_{tot} \frac{\sigma_p^{abs}}{\sigma_p^{abs} + \sigma_p^{em}}. \qquad \text{(III-16)}$$

Ces paramètres sont indépendants de la cavité, et leurs valeurs sont répertoriées dans le tableau III-11.

Paramètre	**Valeur**
λ_p (nm)	914
λ_s (nm)	976
η_q	0,94
P_p^{sat} (mW)	8,8
P_s^{sat} (mW)	1,2
δ	0,14
α_p (m^{-1})	27
α_s (m^{-1})	53

Tableau III-11 : Valeurs des paramètres physiques indépendants de la cavité et la longueur de la fibre.

Certaines variables décrivent la cavité :

R, la réflectivité effective des miroirs :

$$R^2 = R_1 \, R_2 \ , \tag{III-17}$$

T, la transmission effective de la cavité :

$$T = T_1' T_2' \ , \tag{III-18}$$

T_{eff}, la transmission effective de sortie :

$$T_{eff} = \left(1 - T_2'^2 \, R_2\right) + \left(1 - T_1'^2 \, R_1\right) \frac{T_2'^2 \, R_2}{T \, R} \ . \tag{III-19}$$

Cette modélisation permet aussi de déterminer l'absorption de la pompe. La pompe absorbée par une fibre de longueur L s'écrit :

$$P_p^{abs} = P_{pompe} \left[1 - \exp\left\{-\left(\alpha_p - \delta \, \alpha_s\right) L - \delta \, \ln(T \, R)\right\}\right]. \tag{III-20}$$

Un avantage de cette modélisation, hormis le fait qu'elle permet de décrire l'évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe de façon analytique, est qu'elle ne fait appel qu'à des paramètres accessibles expérimentalement, c'est-à-dire aux puissances mesurables et aux paramètres de la cavité. Nous pourrons donc aisément comparer les résultats expérimentaux à ceux prévus par ces calculs.

3.2.2 - Recherche théorique de la longueur optimale

La longueur optimale de la fibre a été étudiée avec le modèle analytique pour réaliser le laser ayant la meilleure efficacité. En effet, si la fibre est trop courte, l'absorption de la pompe ne sera pas suffisante pour obtenir un effet laser important, et si elle est trop longue, la puissance de pompe résiduelle ne sera plus suffisante pour empêcher la réabsorption de l'émission autour de 976 nm. Théoriquement, il suffit de dériver l'équation (III-10) par rapport à la longueur de la fibre L, et d'annuler cette dérivée. La longueur optimale s'exprime alors :

$$L_{opt} = \frac{1}{\alpha_p - \delta \, \alpha_s} \ \ln\left[\frac{\lambda_p}{h \, c} \frac{P_{pompe}}{P_s^{sat}} \frac{\alpha_p - \delta \, \alpha_s}{\alpha_s \left(T R\right)^{\delta}}\right]. \tag{III-21}$$

Avec ce calcul, pour une puissance maximale de pompe couplée dans la fibre de 2,9 W, la longueur optimale est de 42 cm, avec une puissance laser de 2,0 W. Pour cette longueur et cette puissance de pompe, la puissance de pompe résiduelle est de l'ordre de la puissance de transparence (7 mW). L'évolution simulée de la puissance laser en fonction de la longueur de la fibre pour une puissance de pompe de 2,9 W est présentée sur la figure III-32.
Les paramètres de la cavité simulée sont :

R^2 = 0,03, pour une efficacité de diffraction du réseau de 92 % et un coupleur de sortie de 4 % de réflectivité,

T = 0,73, pour un couplage de 80 % dans les extrémités des fibres,

T_{eff} = 1,07.

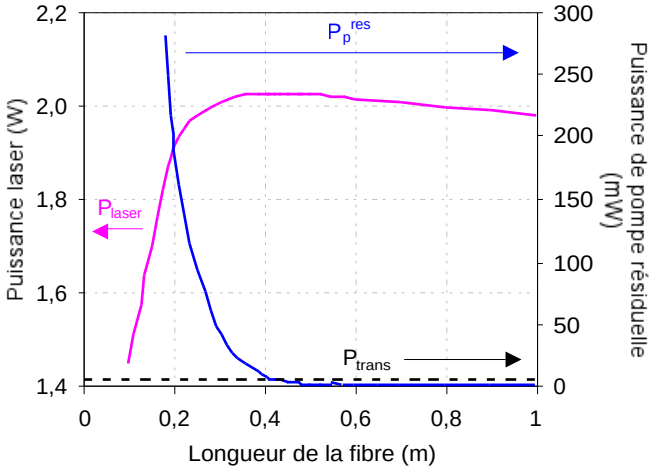


Figure III-32 : Etude théorique de la puissance laser et de la puissance de pompe résiduelle en sortie de fibre en fonction de la longueur de la fibre pour une puissance de pompe de 2,9 W. La puissance de transparence est indiquée en traits pointillés sur la courbe.

Néanmoins, ce modèle ne prend pas en compte l'ASE à 1030 nm et le fait que, si la fibre est trop longue, une émission laser à cette longueur d'onde peut apparaître, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent et le chapitre II-2.

3.3 Etude expérimentale de la source laser spectralement affinée.

3.3.1 - A la recherche de la longueur optimale de la fibre.

Pour cette étude, la cavité est constituée du réseau de diffraction de 1200 traits/mm et d'une lame de verre, qui joue le rôle du coupleur de sortie R_2 (figure III-30).

Les trois longueurs de fibre comparées sont 30, 40 et 50 cm (figure III-33). Les meilleures performances sont obtenues avec la fibre de 40 cm, avec une puissance émise maximale de 2 W à 976 nm. L'absorption de la pompe est alors de 98 %, ce qui ne laisse que 58 mW de pompe résiduelle en sortie de fibre. Une fibre plus courte, de 30 cm, ne permet d'obtenir qu'une puissance de 1,1 W, pour une absorption de 94 %, conduisant à une puissance de pompe résiduelle de 168 mW environ. Au-delà de la longueur optimale de 40 cm, la puissance vers 976 nm diminue considérablement et un effet laser autour de 1030 nm apparaît, malgré la présence du réseau de diffraction qui permet de sélectionner une gamme de longueur d'onde. Ainsi, pour la fibre de 50 cm, l'efficacité de la source n'est plus que de 28 %, pour une puissance maximale à 976 nm de 0,75 W environ, cette émission servant finalement de pompage pour la transition à 1030 nm.

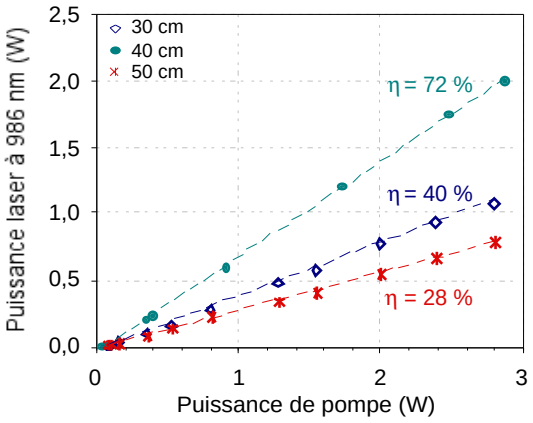


Figure III-33 : Comparaison des effets laser pour trois longueurs de fibre (30, 40 et 50 cm) et les régressions linéaires associées.

La longueur optimale expérimentale de la fibre pour les puissances de pompe dont je dispose est donc de 40 cm, ce qui est très proche des résultats théoriques, sachant que le choix de la longueur de nos fibres est limité aux longueurs multiples de 5 cm. D'autre part, nous observons une décroissance expérimentale de l'efficacité du laser en fonction de la longueur de la fibre beaucoup plus rapide que celle attendue théoriquement, liée à l'ASE autour de 1030 nm. Il faut donc rester critique vis-à-vis du modèle, qui donne néanmoins une bonne idée de la longueur optimale de la fibre.

3.3.2 - Quel coupleur utiliser pour la fibre de 40 cm ?

Le choix du coupleur de sortie permet d'optimiser l'efficacité du laser. Le modèle analytique peut aussi permettre de réaliser une étude de l'influence de la réflectivité du coupleur (figure III-34) à partir de l'équation (III-12).

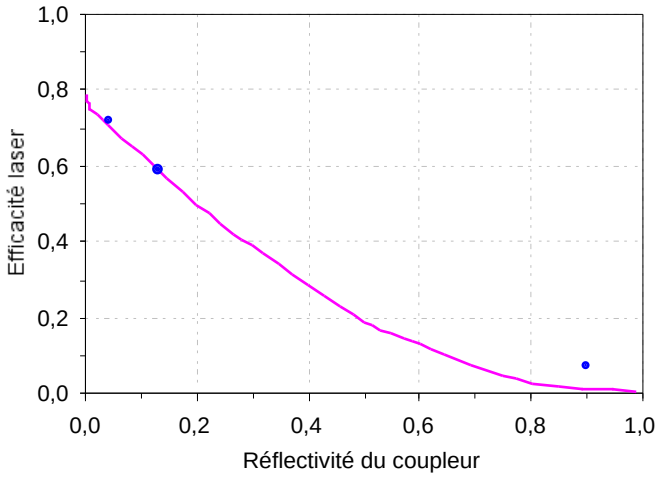


Figure III-34 : Efficacité simulée (trait plein) du laser à 978 nm en fonction de la réflectivité du coupleur et comparaison avec les résultats expérimentaux (points) pour une fibre de 40 cm et une puissance de 3 W.

L'efficacité du laser chute quand la réflectivité du coupleur augmente. Il semble que l'on doive utiliser un coupleur de très faible réflectivité pour optimiser l'efficacité du laser. De

plus, la réflectivité du coupleur influe peu sur la longueur optimale de la fibre, avec des variations d'un à deux centimètres.

Expérimentalement, trois coupleurs, de réflectivités respectives 4, 13 et 90 %, étaient disponibles pour réaliser le laser. Les efficacités obtenues avec ces trois coupleurs sont présentées en figure III-35 et comparées aux simulations en figure III-32.

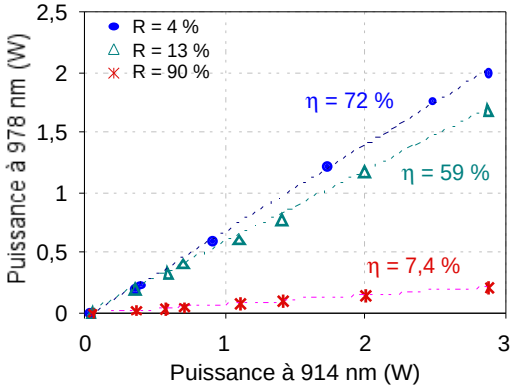


Figure III-35 : Comparaison expérimentale de trois coupleurs pour le laser filtré spectralement avec une fibre de 40 cm.

Au vu des variations de l'efficacité de la source en fonction du coupleur, on pourrait être tenté de se dire qu'il vaut mieux ne pas utiliser de coupleur, et laisser la sortie de la fibre libre en collimatant le faisceau afin de garantir une légère réflexion parasite. A priori, la longueur d'onde du laser et l'affinement du spectre sont bien définis par le réseau de diffraction, et une réflexion parasite devrait suffire à réaliser un laser affiné. En fait, il est nécessaire de contrôler la réflexion due au coupleur pour obtenir un affinement réellement efficace. L'apparition de l'effet laser se traduit sur le spectre par un affinement de l'ASE filtrée, et par une diminution notable du fond d'ASE autour de la longueur d'onde du laser.

On peut aussi utiliser la réflexion due à une fibre clivée droit. Nous n'avions pas de fibre dopée clivée droit disponible pour faire cette étude, mais l'emploi d'une fibre non dopée ayant une sortie clivée droit, et une entrée clivée en biais connectorisée en sortie de la fibre dopée, pourrait pallier ce manque. En fait, l'essai ne s'est pas révélé concluant puisque la fibre non dopée utilisée n'avait pas un très bon accord de mode avec la fibre dopée. Ceci a entraîné des réflexions parasites entre les deux fibres, et l'effet laser n'était pas aussi efficace, et ne présentait pas un spectre aussi propre que ce qu'on attendait. Nous n'avons donc pas poursuivi dans cette voie, et l'étude a été réalisée avec une simple lame de verre comme coupleur de sortie du laser puisqu'elle permet d'obtenir l'efficacité la plus importante.

3.3.3 - Deux configurations de pompage du laser et leur comparaison

Deux configurations de pompage sont possibles : (a) soit le coupleur réfléchit l'ASE copropagative et le réseau filtre l'ASE contrapropagative, soit l'inverse : (b) le coupleur réfléchit l'ASE contrapropagative et le réseau filtre l'ASE copropagative (figure (III-36)).

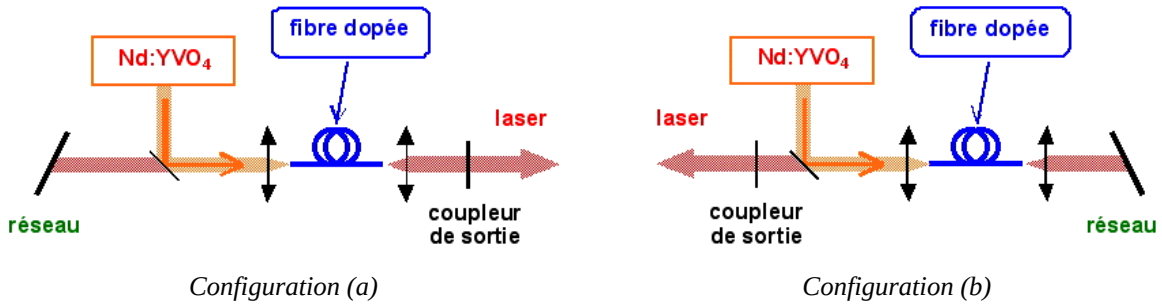


Figure III-36 : Deux configurations de pompage possibles pour le laser affiné spectralement

Les deux configurations sont a priori identiques. Expérimentalement, elles permettent d'atteindre de fortes efficacités laser, mais la première configuration (a) s'est révélée être la plus efficace (figure III-37) et avoir le spectre le plus stable.

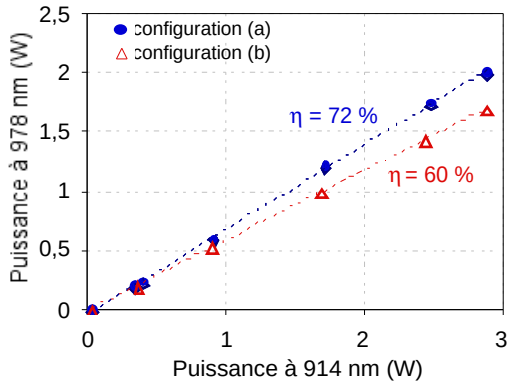


Figure III-37 : Comparaison des deux configurations pour le laser filtré.

Ceci peut être dû à la position du coupleur de sortie dans la configuration (b). Si on le place entre le miroir dichroïque et l'optique de couplage dans les fibres, on modifie le couplage dans la fibre, qui est assez critique. Pour éviter cela, le coupleur est installé avant le miroir dichroïque (figure III-36 (b)). Il réfléchit alors moins d'émission contrapropagative que d'émission copropagative dans la configuration (a), compte-tenu de la transmission du miroir dichroïque, et surtout de la présence de la réflexion parasite due au désaccord de mode entre la fibre dopée et la fibre non dopée d'injection de la pompe qui diminue la puissance d'ASE contrapropagative (paragraphe II-2.2). On pourrait utiliser un coupleur ayant une réflectivité plus élevée pour augmenter la réflexion de l'ASE contrapropagative, mais l'essai du coupleur permettant de réfléchir 13 % de l'émission contrapropagative n'a pas donné de meilleurs résultats.

3.3.4 - Efficacité de la meilleure source

L'étude précédente a mené à la structure laser efficace présentée ici. Ce laser est réalisé avec la fibre de 40 cm dans la configuration (a) de la figure III-32, avec un coupleur de sortie de 4 % environ (lame de verre) sur la sortie copropagative, et le réseau de diffraction sur la sortie contrapropagative (figure (III-38)).

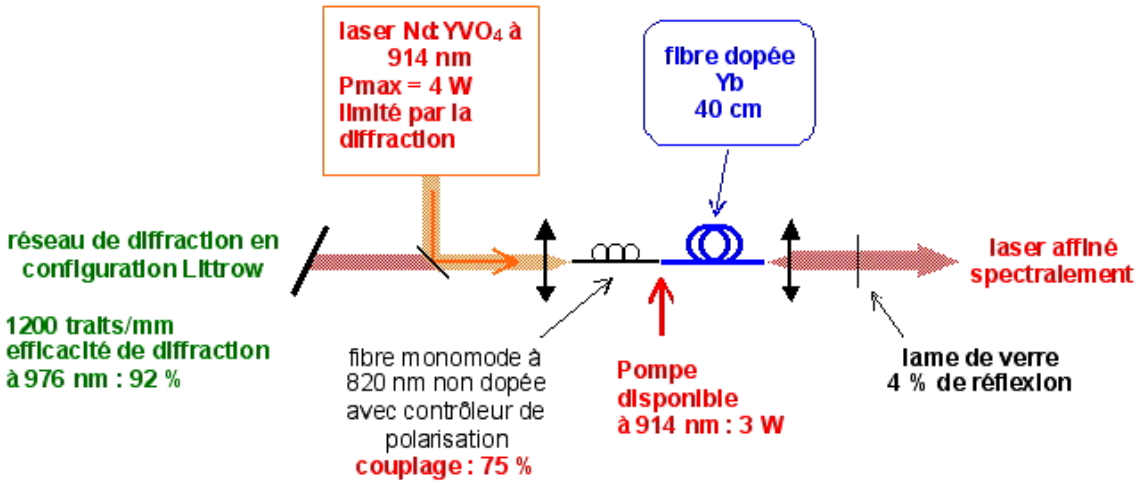


Figure III-38 : Schéma de la cavité optimisée pour le laser affiné spectralement.

La courbe d'efficacité de ce laser est présentée en figure (III-39). La puissance du laser est maximale pour une longueur d'onde de 978 nm. Elle est alors est de 2 W pour 2,9 W de puissance de pompe incidente.

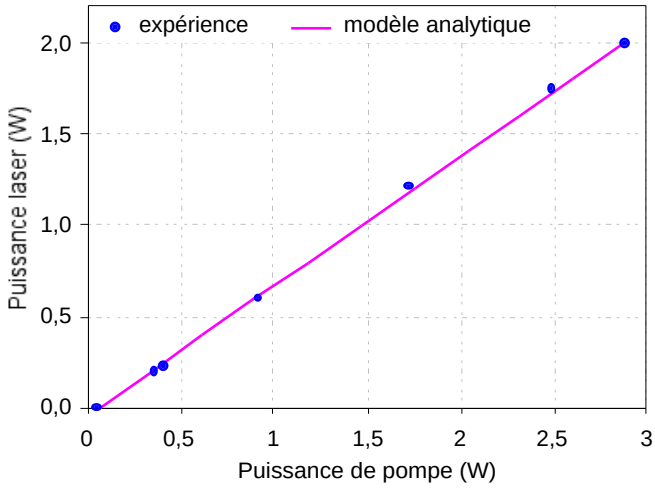


Figure III-39 : Efficacité du laser affiné spectralement par rapport à la puissance de pompe incidente (points), et comparaison de l'expérience au modèle analytique (trait plein).

L'efficacité à 978 nm est de 72 % par rapport à la puissance de pompe incidente, qui est absorbée à 98 %. La puissance de pompe résiduelle est faible, de l'ordre de 58 mW. Le seuil du laser est obtenu vers 40 mW de pompe incidente. Ce faible seuil est lié au fait que l'on utilise une fibre monomode et que le recouvrement entre le cœur dopé et le faisceau de pompe est très bon (de l'ordre de 77 %). De plus les pertes de la cavité ne sont pas très importantes et le gain du milieu est élevé.

La polarisation du laser a été étudiée avec un cube séparateur de polarisation et une lame demi-onde à 980 nm. Le laser affiné spectralement est polarisé linéairement, avec un ratio de 50:1. Cette polarisation du laser à fibre n'est a priori pas évidente, la fibre n'étant pas à maintien de polarisation. Mais notre montage expérimental comporte deux éléments polarisants avec le réseau de diffraction, dont l'efficacité dépend de la polarisation, et le contrôleur de polarisation fibré. Celui-ci permet de contrôler l'orientation de la polarisation induite de notre laser. Cette polarisation linéaire est un atout supplémentaire de cette source

par rapport à la source d'ASE affinée spectralement pour le doublement de fréquence (paragraphe III-5).

La cavité que nous avons utilisée a été simulée avec le modèle analytique. Le coupleur 1 est le réseau de diffraction de 92 % d'efficacité de diffraction. Le coupleur 2 est la lame de verre, de réflectivité 4 % (figure III-31). Les pertes par transmission des optiques sont négligeables. Seul le couplage de 80 % dans la fibre est à prendre en compte.
Les valeurs des coefficients utilisés sont les suivantes :

$G_{max} = 3.10^{18}$,
$R^2 = 0,03$,
$T = 0,73$,
$T_{eff} = 1,07$.

Avec ces valeurs numériques, les résultats donnés par le modèle et les résultats expérimentaux sont comparés dans le tableau suivant (tableau III-12).

	Modèle analytique	**Expérience**
Puissance au seuil (mW)	47	40
Efficacité	0,71	0,72
Puissance pour 3 W de pompe (W)	2	2

Tableau III-12 : Comparaison des résultats du modèle analytique et de l'expérience.

La courbe simulée obtenue (figure (III-39)) montre effectivement que le modèle (trait plein) est cohérent avec les valeurs expérimentales (points). Il y a une très bonne adéquation entre ce modèle simple et les expériences. Il permet donc bien d'évaluer les performances d'un laser à fibre autour de 980 nm en utilisant les paramètres expérimentaux directement accessibles.
Nous pouvons ainsi réaliser une source très efficace avec une architecture simple.

3.3.5 - Caractérisation spectrale du laser affiné

Le spectre du laser est centré sur 978 nm au maximum de la puissance. Un analyseur de spectre, ayant une résolution de 0,02 nm, nous a permis de constater que le spectre du laser a une largeur à mi-hauteur inférieure à 0,02 nm (figure (III-40)). 94 % de la puissance du laser est comprise dans une bande de largeur spectrale 0,1 nm autour du pic laser.

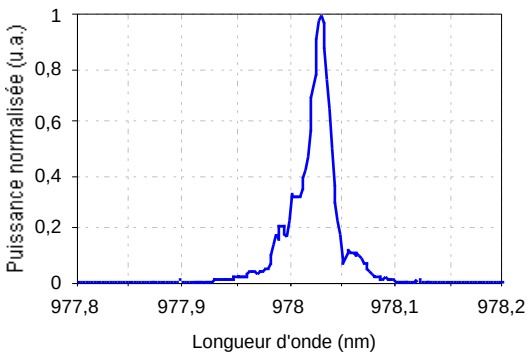


Figure III-40 : Spectre du laser affiné observé avec une résolution de 0,02 nm.

Le fond d'ASE est environ 60 dB en dessous du pic laser. L'absence d'émission autour de 1030 nm a été vérifiée en regardant une plage spectrale plus grande.

La rotation du réseau permet d'accorder la longueur d'onde de la source. L'accordabilité est de 6,6 nm entre 974,8 et 981,4 nm, comme le montre la figure III-41. Sur cette gamme de longueur d'onde, la puissance reste supérieure à 1 W. En dehors de cette gamme, on peut observer l'effet laser sans l'influence du réseau, mais sur une réflexion parasite, autour de 978 nm. On retrouve alors le spectre de la figure (III-29).

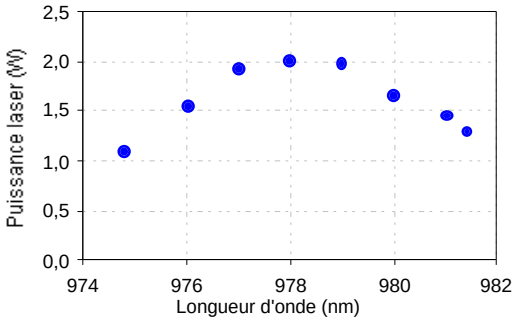


Figure III-41 : Accordabilité de la source laser affinée.

3.3.6 - Densité spectrale de bruit de l'émission

Le spectre RF de cette source est mesuré de la même façon que celui de la source d'ASE affinée spectralement (paragraphe III-2.2.3). Cette fois, il y a un effet laser et une cavité oscillante. Nous observons donc des pics aux fréquences des modes longitudinaux de la cavité laser (figure III-42). L'intervalle spectral libre de la source est de 64 MHz, ce qui correspond à une longueur optique globale de 2,3 m, dont 40 cm d'espace libre, 90 cm de fibre non dopée, et 40 cm de fibre dopée.

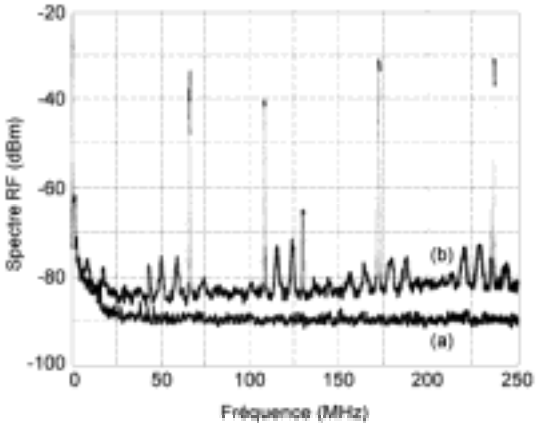


Figure III-42 : Spectre RF de la source laser filtrée (b) et du niveau de bruit de l'analyseur (a).

Il est donc possible de réaliser un laser spectralement fin avec des qualités intéressantes pour le doublement de fréquence (largeur spectrale, accordabilité, polarisation...), et de prévoir ses caractéristiques avec un modèle analytique simple. La largeur

spectrale du laser (< 0,02 nm) est nettement inférieure à l'acceptance spectrale du cristal non linéaire qui sera utilisé (de l'ordre de 0,1 nm) et permettra une conversion de fréquence efficace. De plus, l'accordabilité de la source facilitera le réglage de l'accord de phase. Ce laser produit une puissance non négligeable de 2 W pour une efficacité de 73 % par rapport à la puissance de pompe incidente. Il pourrait être possible d'augmenter la puissance à 976 nm en augmentant la puissance de pompe à 914 nm, qui est la principale limitation de cette source. Elle est due au laser Nd:YVO_4 utilisé, qui doit conserver une très bonne qualité de faisceau pour garantir un bon couplage dans la fibre dopée.

La formule analytique proposée par C. Barnard permet aussi de prévoir les caractéristiques du laser à fibre, mais il faut rester vigilant puisqu'il ne prend pas en compte l'effet de la présence de l'ASE autour de 1030 nm qui apparaît quand les fibres sont trop longues. Pour prendre en compte cette influence, il faut utiliser la résolution numérique des équations de population dans le cas d'une transition à 2 niveaux et les équations de propagation dans la fibre, et ajouter l'influence des ASE. La résolution est alors beaucoup plus délicate que le modèle analytique utilisé ici, et n'a pas été développée.

Avec une fibre monomode, un laser à 974 nm de 67 % d'efficacité par rapport à la puissance de pompe absorbée a été démontré [Hanna 90] (paragraphe I-1.3.4.1). La puissance de pompage de ce laser était très faible (inférieure à 100 mW), et des puissances à 974 nm importantes n'ont pu être obtenues. Néanmoins, cette efficacité, bien qu'inférieure à celle que nous obtenons, est proche de nos résultats. Pour les fibres double-cœur (paragraphe I-1.3.4.3), une efficacité de 53 % par rapport à la puissance de pompe incidente a été rapportée pour une absorption de la pompe de 73 % [Kurkov 01]. Les fibres double-cœur absorbent moins que les fibres monomodes, ce qui limite leur efficacité, comme dans le cas de l'ORC [Yla-Jarkko 03], où le recouvrement entre le faisceau de pompe et le cœur dopé en anneau de leur fibre est relativement faible (environ 20 %). L'absorption de la pompe est de l'ordre de 65 %, et avec une puissance de pompe très élevée de 10 W, la puissance laser est de 3,5 W à 978 nm, conduisant à une efficacité de 42 % par rapport à la puissance de pompe incidente. Ils ont aussi constaté la présence de problèmes thermiques à forte puissance de pompe qui limitent l'efficacité de leur laser. D'autre part, la largeur spectrale de ce laser est relativement grande, et il n'est pas, sous cette forme, adapté à un doublement de fréquence efficace. De plus, la puissance de 10 W provient de la combinaison et du couplage dans la fibre de deux diodes plus puissantes, ce qui réduit l'efficacité globale du système et la rapproche de la nôtre.

Une comparaison des deux sources affinées peut être faite ici. La source d'ASE affinée a l'avantage de présenter un spectre de bruit blanc, ce qui peut être utile pour le pompage des amplificateurs à fibres dopées erbium, pour diminuer le bruit lors de l'amplification des signaux de télécommunication. Il faudrait toutefois développer une source compacte de pompage pour cette application, comme un microlaser Nd:YVO_4 à 914 nm monolithique. Pour l'application de doublement de fréquence, la source laser présente plus d'avantages et sera retenue. La longueur optimale de la fibre dépend de la configuration de la source, ASE ou laser. Pour la source d'ASE filtrée (chapitre III-3), la longueur optimale expérimentale était de 25 cm pour 700 mW de pompe couplée dans la fibre dopée. La puissance de pompe résiduelle était alors de 21 mW. Une première étude du laser filtré, réalisée avec cette même puissance de pompe, a permis de déterminer une longueur optimale de la fibre en configuration laser plus longue (30 cm). La puissance du laser était alors de l'ordre de 250 mW, pour une puissance de pompe résiduelle de 12 mW. La longueur optimale de la fibre est donc plus grande en configuration laser qu'en configuration de source d'ASE. L'effet laser sature l'absorption de la pompe dans la fibre, et la longueur nécessaire à l'extraction de la puissance augmente.

La source laser spectralement affinée a été utilisée dans deux applications bien différentes. Une première est l'application directe de la source par son doublement de fréquence, présentée dans le paragraphe suivant. La seconde est son utilisation pour une étude de l'influence de la longueur d'onde de pompage sur les performances d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) en configuration WDM. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Alcatel, et a consisté dans l'étude de l'influence de la longueur d'onde de pompage autour de 978 nm pour aplanir au maximum le gain autour de 1540 nm dans un EDFA. L'avantage de notre source pour cette étude est son accordabilité, qui a permis de comparer des longueurs d'onde entre 975 et 981 nm, et sa finesse spectrale, qui permet de connaître exactement l'influence d'une longueur d'onde précise. Ces travaux sont présentés plus en détail dans l'annexe C.

4 - Doublement de fréquence du laser continu

La génération de second harmonique (GSH), ou doublement de fréquence, est un effet non linéaire du second ordre mettant en œuvre le carré du champ électrique, et dépendant des propriétés du matériau utilisé. La susceptibilité non linéaire est en effet nulle si le cristal est centro-symétrique. Il a été démontré pour la première fois en 1961 par Franken [Franken 61] qui, en focalisant un laser à rubis impulsionnel à 694 nm dans une lame de quartz, a observé l'apparition d'une raie à 347 nm. Dans notre cas, la réalisation d'un laser à fibre nous impose un doublement de fréquence extracavité. Il faut donc employer un cristal ayant une efficacité non linéaire très élevée pour avoir la conversion la plus efficace possible.

Je vais rappeler ici les quelques notions sur le doublement de fréquence qui nous serons utiles par la suite, et décrire la solution que nous avons choisie d'utiliser, ainsi que les résultats obtenus. Pour plus d'informations sur les effets non linéaires, de nombreux articles et ouvrages sont consultables, tels que [Dmitriev 91], [Boyd 92], [Risk 03]...

4.1 Quelques rappels sur le doublement de fréquence

La génération de second harmonique consiste à utiliser un cristal non linéaire qui convertit une onde à la pulsation ω en une onde de pulsation 2ω (figure III-43).

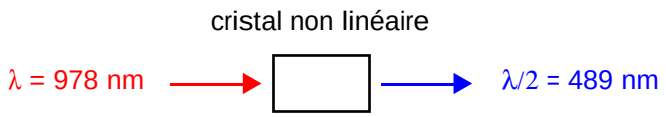


Figure III-43 : Schéma du doublement de fréquence.

Ceci sera possible si la densité de puissance de l'onde fondamentale est suffisamment grande pour que les effets non linéaires aient lieu. La résolution des équations de propagation non linéaire des champs électriques dans l'approximation des ondes planes et de l'enveloppe lentement variable, qui ne sera pas détaillée ici, permet de déterminer le champ de l'onde à 2ω générée et de connaître les conditions de la GSH.

4.1.1 - Accord de phase

Dans le cas où les effets non linéaires ne sont pas trop importants, c'est-à-dire que l'on peut supposer que l'amplitude de l'onde fondamentale reste constante, la puissance $P_{2\omega}$ de l'onde de pulsation 2ω générée est proportionnelle au carré de la puissance P_ω de l'onde fondamentale de pulsation ω. L'équation (III-22) permet de décrire la puissance à 2ω en fonction de la puissance du fondamental à la sortie du cristal de longueur L [Dmitriev 91].

$$P_{2\omega} = P_\omega^2 \; \frac{8\pi\, d_{eff}^2\, L^2}{n_{2\omega}\; n_\omega^2\; \varepsilon_0\, c\, \lambda^2\; w_0^2} \; \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \qquad \text{(III-22)}$$

Dans cette équation, λ est la longueur d'onde de l'onde fondamentale, n_ω et $n_{2\omega}$ sont les indices du milieu non linéaire pour les ondes à ω et 2ω respectivement, et d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif. w_0 est le rayon du faisceau fondamental dans le cristal. La définition du sinus cardinal utilisée est sinc(x) = sin(x)/x. Les coefficients non linéaires d_{ijk} sont définis par rapport au tenseur non linéaire $\chi_{ijk}^{(2)}$ (III-23) :

$$d_{ijk} = \frac{1}{2}\, \chi_{ijk}^{(2)} \qquad \text{(III-23)}$$

L'accord de phase est réalisé quand le désaccord de phase est nul ($\Delta k = 0$). Dans ce cas, l'expression (III-22) montre un accroissement parabolique de la puissance doublée en fonction de la puissance de l'onde fondamentale pour un désaccord de phase Δk fixé, et la dépendance quadratique du rendement avec la longueur et le coefficient non linéaire du cristal. Quand le rendement de conversion devient supérieur à 10 %, la déplétion de l'onde fondamentale par le processus de conversion de fréquence ne peut plus être négligée. Dans ce cas, l'équation (III-22) devient :

$$P_{2\omega} = P_\omega \; \tanh^2\left(\frac{2\sqrt{2}\,\pi\, d_{eff}\, L}{\sqrt{n_{2\omega}\; n_\omega^2\; \varepsilon_0\, c\, \lambda}} \; \sqrt{\frac{P_\omega}{\pi\, w_0^2}}\; \mathrm{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)\right) \qquad \text{(III-24)}$$

L'efficacité de conversion η, définie comme le rapport de la puissance à 2ω sur la puissance à ω ($\eta = P_{2\omega} / P_\omega$,), conserve des valeurs physiquement plausibles, comme le montre la figure III-44, qui compare l'évolution des efficacités de conversion dans le cas où on ne prend pas en compte la saturation du doublement (III-22), et celui où on la prend en compte (III-24). Sur cette figure, Γ est donné par (III-25) :

$$\Gamma^2 = \frac{8\pi\, d_{eff}^2}{n_{2\omega}\; n_\omega^2\; \varepsilon_0\, c\, \lambda^2\; w_0^2}\, P_\omega \qquad \text{(III-25)}$$

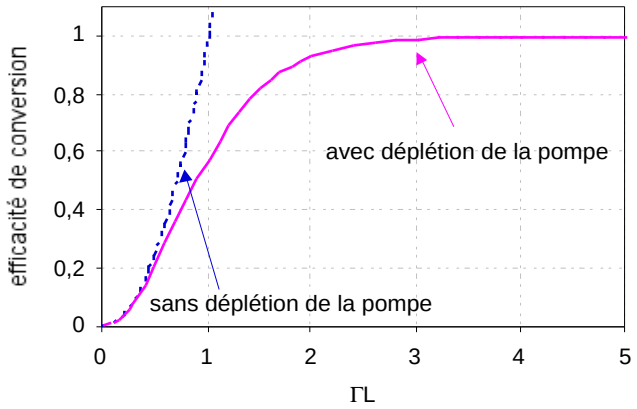


Figure III-44 : Effet de la prise en compte de la déplétion de l'onde fondamentale sur l'efficacité de conversion, pour un accord de phase nul.

L'efficacité de conversion peut être normalisée d'une part par la puissance incidente à ω ($\eta_{norm} = P_{2\omega} / P_{\omega}^2$ en %/W), d'autre part par la longueur L du cristal ($\eta_{norm} = P_{2\omega} / P_{\omega}^2 / L^2$ en %/W/cm^2). Ces deux définitions permettent de s'affranchir des conditions expérimentales, telles que la longueur du cristal et la puissance de l'onde fondamentale, pour pouvoir comparer facilement les performances des cristaux.

D'après ces expressions (III-22) et (III-24), si le désaccord de phase entre les deux ondes n'est pas nul, la puissance varie périodiquement avec l'accord de phase au cours de la propagation dans le milieu non linéaire, avec une période $2\,L_{coh} = 2\,\pi/\Delta k$, où L_{coh} est la longueur de cohérence. Ce phénomène ne permet pas d'obtenir des rendements de conversion très importants, ni d'utiliser des cristaux très longs hors des conditions d'accord de phase.

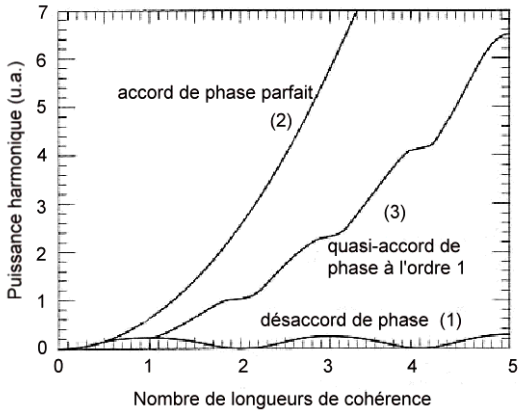


Figure III-45 : Comparaison des efficacités pour le cas du désaccord de phase (1), de l'accord de phase parfait (2) et du quasi-accord de phase (3) en fonction de la propagation dans le milieu non linéaire [Tanzilli 02].

La technique la plus répandue pour se placer à l'accord de phase, pour lequel $\Delta k = 0$, est d'utiliser des cristaux non linéaires anisotropes biréfringents. Dans ce cas, la longueur de cohérence est infinie, et la puissance augmente selon la relation (III-22) (figure III-45). Cette méthode est la plus efficace, mais n'est pas applicable dans toutes les situations. En effet, les cristaux biréfringents ne sont pas utilisables en accord de phase avec toutes les longueurs d'onde, et l'accès à tous les coefficients non linéaires n'est pas possible, par exemple les plus élevés pour le niobate de lithium. De plus, en accord de phase critique par biréfringence en

dehors des axes principaux, le phénomène de "walk-off", ou de double-réfraction, limite la conversion non linéaire.

Une autre technique peut permettre de pallier ces difficultés dans des cas où l'accord de phase n'est pas possible.

4.1.2 - Quasi-accord de phase

Si on se place à désaccord de phase non nul, la génération de second harmonique est efficace sur la longueur de cohérence. Dès que le déphasage entre les deux ondes est supérieur à π, l'onde à 2ω est reconvertie en onde fondamentale, et la puissance à 2ω diminue. Dans ce cas, on inverse la polarisation du cristal et la conversion continue (figure III-46). L'énergie de l'onde harmonique augmente alors par paliers, comme le montre la figure III-45. L'inversion des domaines de polarisation doit être faite avec une période Λ égale au double de la longueur de cohérence [Fejer 92]. La technique du quasi-accord de phase par inversion périodique du signe du coefficient non linéaire a été proposée théoriquement dès 1962 par Armstrong [Armstrong 62], et démontrée expérimentalement pour la première fois par l'équipe de Fejer [Magel 90].

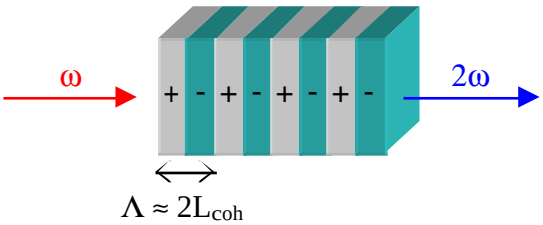


Figure III-46 : Cristal en quasi-accord de phase.

Dans cette configuration, le coefficient non linéaire effectif devient :

$$\left(d_{eff}\right)_{QPM} = \frac{2}{\pi}\left(d_{eff}\right)_{PM} \qquad \text{(III-26)}$$

L'efficacité de conversion sera donc moins grande que pour un accord de phase parfait, puisque le coefficient non linéaire est plus faible. Néanmoins, cette méthode nous donnera accès à des coefficients non linéaires suffisamment élevés pour compenser cette différence.

Les matériaux utilisés pour réaliser des cristaux en quasi-accord de phase sont souvent des matériaux ferroélectriques. De par leur nature, ils ont une polarisation intrinsèque puisque les barycentres des charges positives et négatives dans le cristal ne sont pas confondus. L'application d'un champ électrique sur ces matériaux permet d'orienter cette polarisation, si le champ appliqué est supérieur à un seuil appelé champ coercitif. Une méthode "simple" et efficace pour réaliser cette inversion est de déposer par lithographie des électrodes sur la surface du cristal ferroélectrique avec une période proche du double de la longueur de cohérence [Yamada 93]. L'application d'un champ supérieur au champ coercitif permet alors d'inverser la polarisation de façon périodique dans le cristal.

Théoriquement, ces structures peuvent être réalisées dans toutes les gammes de longueurs d'onde dans la bande de transparence du cristal. Néanmoins, la longueur de cohérence dépend de la longueur d'onde de l'onde fondamentale d'après l'expression (III-27) :

$$L_{coh} = \frac{\lambda}{4\left(n_{2\omega} - n_{\omega}\right)} \qquad \text{(III-27)}$$

Ainsi, pour les longueurs d'onde permettant d'accéder au bleu par doublement de fréquence ($\lambda < 1$ µm), la longueur de cohérence est très courte, de l'ordre de 2 à 3 µm, avec

les indices du niobate de lithium (tableau III-13) à 976 nm par exemple, conduisant à des périodes elles aussi très courtes. Ces périodes, qui sont de l'ordre de 5 µm, sont délicates à mettre en œuvre d'un point de vue technologique. Par ailleurs, cette longueur de cohérence dépend de la température et de la longueur d'onde de l'onde fondamentale. Cette dépendance est explicitée dans un article de Fejer [Fejer 92]. Elle mène à l'existence d'acceptances spectrale (III-28) et thermique (III-29) proportionnelles à la longueur d'onde dans les cristaux en quasi accord de phase, et qui diminuent donc pour les longueurs d'onde faibles :

$$\delta\lambda = \frac{0,4429\lambda}{L}\left|\frac{n_{2\omega} - n_{\omega}}{\lambda} + \frac{\partial n_{\omega}}{\partial T} - \frac{1}{2}\frac{\partial n_{2\omega}}{\partial T}\right|^{-1}, \qquad \text{(III-28)}$$

$$\delta T = \frac{0,4429\lambda}{L}\left|\frac{\partial \Delta n}{\partial T} + \alpha\,\Delta n\right|^{-1}, \qquad \text{(III-29)}$$

où L est la longueur du cristal, et $\Delta n = n_{2\omega} - n_{\omega}$.

Des problèmes d'inhomogénéité de la structure peuvent également être présents, comme des domaines manquants, des périodes irrégulières, ou des défauts aléatoires. Mais des progrès sont faits depuis quelques années, et les structures sont de plus en plus efficaces.

La technique du quasi-accord de phase va donc permettre l'accès à des coefficients non linéaires élevés, et d'éviter les problèmes de walk-off. Dans ce cas, des cristaux de grandes longueurs peuvent être utilisés, ce qui permet d'augmenter l'efficacité de conversion.

4.1.3 - Le niobate de Lithium $LiNbO_3$ et le PPLN

Le doublement de fréquence en continu et en configuration extracavité nécessite un cristal non linéaire très efficace. Différents cristaux sont utilisables, comme le niobate de lithium ($LiNbO_3$) ou de potassium ($KNbO_3$), le phosphate de potassium titanyl ($KTiOPO_4$ ou KTP), ou le β-borate de baryum (β-BaB_2O_4 ou BBO). Le niobate de lithium, $LiNbO_3$, est un bon candidat. C'est un cristal trigonal, donc non centro-symétrique, du groupe d'espace C_{3v} ou 3m, selon le système de notations. Il est transparent sur une grande plage de longueurs d'onde, de 350 nm à environ 5 µm. Il est connu pour posséder des coefficients non linéaires très élevés, ainsi que des propriétés électro-, acousto-, piezo et pyroélectriques intéressantes [Boyd 92]. Il a donc été étudié de façon complète et sa croissance cristalline est maîtrisée. Ce cristal est ainsi fabriqué avec de bonnes qualités optiques. Il est utilisé pour la conversion de fréquence soit en accord de phase par biréfringence, soit en quasi-accord de phase.

Le principal inconvénient du niobate de lithium est sa sensibilité aux dommages photoréfractifs [Ashkin 66]. L'effet photoréfractif est la modification locale de l'indice de réfraction du milieu par l'éclairement auquel le milieu est soumis. Il y a donc une inhomogénéité d'indice dans le cristal qui peut entraîner des altérations de la qualité du faisceau, et une diminution de la conversion non linéaire. Chauffer le cristal au-delà de 150 °C permet de réduire les risques de dommage [Myers 97]. L'augmentation du seuil des dommages photoréfractifs peut être obtenu en dopant le cristal de $LiNbO_3$ avec un faible pourcentage d'oxyde de magnésium MgO [Zhong 80]. Ce dopage améliore la résistance optique du cristal aux fortes puissances infrarouges, sans altérer ses propriétés non linéaires, et permet ainsi d'augmenter la puissance dans le cristal.

Le tableau III-13 ci-dessous récapitule les indices de réfraction pour les deux longueurs d'onde qui nous intéressent : 488 et 976 nm dans le cas du niobate de lithium dopé MgO.

Longueur d'onde	Indice ordinaire	Indice extraordinaire
976 nm	2,15	2,23
488 nm	2,24	2,34

Tableau III-13 : Indices de réfraction du niobate de lithium dopé MgO [Zelmon 97].

Son tenseur non linéaire est donné ci-dessous (III-30) [Boyd 64].

$$[d]=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \qquad \text{(III-30)}$$

dans lequel ses coefficients non linéaires sont [Risk 03]:

d_{22} = 3 pm/V,
$d_{31} = d_{15}$ = 6 pm/V,
d_{33} = 27 pm/V.

Ces coefficients sont peu modifiés par le dopage en MgO de la matrice. Pour utiliser le coefficient le plus élevé, d_{33}, il faudrait être en accord de phase avec les ondes fondamentales et harmoniques polarisées selon l'axe z, ce qui ne peut pas être obtenu en accord de phase par biréfringence.

Le niobate de lithium est ferroélectrique et peut être utilisé en quasi-accord de phase. Pour du niobate de lithium polarisé périodiquement (ou periodically poled lithium niobate, ou PPLN), le d_{eff} théorique en quasi-accord de phase est de 17 pm/V, ce qui reste un coefficient non linéaire effectif plus élevé que celui de nombreux cristaux non linéaires, et également supérieur au coefficient non linéaire maximal accessible par accord de phase par biréfringence qui est de 9 pm/V. Un inconvénient du niobate de lithium pour le quasi-accord de phase est son champ coercitif élevé (environ 20 kV/mm), qui est une difficulté pour l'inversion des domaines de cristaux épais (> 1 mm d'épaisseur). Depuis les débuts du PPLN en 1993, des progrès ont été réalisés, et ces structures sont de qualité croissante. Une des difficultés était encore la périodicité de l'inversion pour le doublement de fréquence aux longueurs d'onde inférieures à 1 µm, puisque les longueurs de cohérence sont de l'ordre de 2 µm. Mais ce problème tend à être maîtrisé, et de très bonnes efficacités de conversion sont obtenues pour la conversion de l'onde à 946 nm vers 473 nm avec des PPLN [Ross 98].

L'acceptance spectrale d'un PPLN est faible, et pour un cristal de 8,3 mm de long, régulé à 50 °C, elle est de 0,15 nm autour de 976 nm, d'après (III-28) et [Edwards 84]. L'acceptance thermique de ce cristal est de 2,2 K d'après (III-29), [Edwards 84] et [Megaw 68].

Il a aussi été montré que les PPLN sont moins sensibles aux effets photoréfractifs que le niobate de lithium massif [Taya 96]. Pour ces deux raisons, nous utiliserons un cristal de niobate de lithium dopé MgO polarisé périodiquement, noté dans la suite PP MgO:LN, régulé à 50 °C.

4.1.4 - PPLN en guide d'onde

Comme nous travaillons en régime de doublement de fréquence extracavité en continu, un moyen d'obtenir la meilleure efficacité de conversion est l'emploi d'un guide d'onde monomode transverse, dans lequel le recouvrement entre l'onde fondamentale et l'onde harmonique est maximisé. Les faisceaux sont confinés sur quelques micromètres de diamètre sur une distance bien supérieure à la distance de Rayleigh, augmentant l'interaction dans le cristal non linéaire.

Les guides d'onde ont été utilisés dans différents types de cristaux massifs, tels que les $LiNbO_3$ [Wejbörn 94], les MgO:LN [Fejer 86], ou les KTP [Chen 95], ou en quasi-accord de phase avec un cristal de tantale de lithium polarisé périodiquement (PP:$LiTaO_3$ ou PPLT) [Mizuuchi 92] ou un PP MgO:LN [Mizuuchi 97]. Nous nous sommes intéressés au guide d'onde inscrit dans un PP MgO:LN.

Il existe actuellement plusieurs méthodes de réalisation des guides d'onde dans le PPLN.

Une première technique est basée sur l'échange protonique. Dans un substrat de PPLN, des atomes de lithium sont remplacés par des protons H^+ au travers d'un masque adéquat, en plongeant la structure dans un bain d'acide, pour former un guide. Cet échange induit localement une augmentation de l'indice extraordinaire, et une diminution de l'indice ordinaire. L'augmentation de l'indice peut aller de 0,03 à 0,15 [Korkishko 96]. Ceci crée donc une structure guidante pour la polarisation TM, de dimensions pouvant descendre jusqu'à 2 µm. Cette méthode présente un inconvénient majeur qui est le risque d'un effacement partiel ou total de la périodicité du matériau si l'acidité du bain est trop forte [Tanzilli 02]. Ceci peut arriver dans les techniques d'échange protonique classique [Jacquel 82], suivies ou non d'un recuit [Parameswaran 02]. L'échange protonique doux [Chanvillard 00] utilise plutôt un bain d'acidité réduite pour limiter ce problème, qui ne disparaît néanmoins pas. Les pertes dans la structure guidante sont de 0,5 (échange doux) à 1 dB/cm (échange fort) selon la technique employée [Korkishko 96]. L'utilisation d'un recuit après l'échange protonique permet aussi de diminuer les pertes dans la structure guidante pour un échange protonique fort, et de les amener au niveau des pertes d'un échange protonique faible [Korkishko 96]. Les profils d'indices obtenus peuvent aussi être la cause de problèmes de recouvrement des modes à ω et 2ω dans le guide. L'inconvénient majeur de cette technique est la forte diminution des coefficients non linéaires du matériau, même avec un recuit après l'échange protonique [Mizuuchi 97].

Ces structures ont été testées à des longueurs d'onde dans l'infrarouge de 1,5 µm [Parameswaran 02] à 852 nm [Sugita 99]. A 1,5 µm, une efficacité normalisée de 780 %/W (38 %/W/cm^2) a été obtenue, dans un guide d'onde PP MgO:LN de 4,5 cm de long [Roussev 03]. A 852 nm, une puissance de bleu de 17 mW a été obtenue par doublement de fréquence d'une diode laser de puissance 55 mW dans un guide d'onde PP MgO:LN de 10 mm. L'efficacité de cette conversion est de 31 %, et de 800 %/W (800 %/W/cm^2) en efficacité normalisée. Ces guides se révèlent donc être très efficaces, malgré la dégradation des coefficients non linéaires.

Une deuxième méthode consiste à graver le guide dans un cristal PPLN (figure III-47). Le cristal de niobate de lithium subit tout d'abord une inversion périodique de ses domaines, puis est retourné et soudé sur un cristal massif de niobate de lithium par adhérence moléculaire. Le guide d'onde est ensuite fabriqué. Tout d'abord, le matériau est affiné de façon à obtenir une couche mince, d'épaisseur de l'ordre de 3 µm dans notre cas. Le confinement vertical des ondes fondamentales et harmoniques se fait avec la différence d'indice entre le PPLN et le niobate de lithium massif d'un coté, et l'air ou une couche de SiO_2 déposé à la surface de l'autre coté. Le confinement horizontal est réalisé par la découpe à l'aide d'une scie diamantée d'un guide de largeur de l'ordre de 5 µm. Le confinement des ondes est dû au guidage par la différence d'indice entre le PPLN et l'air.

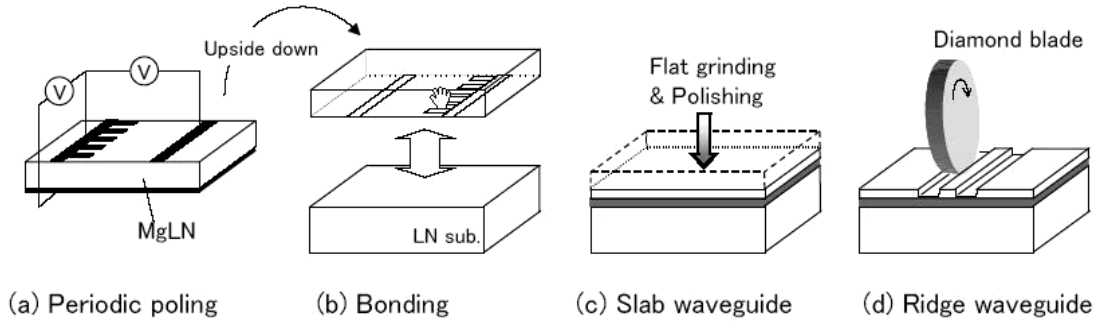


Figure III-47 : Réalisation d'un guide d'onde PP MgO:LN [Iwai 03].

L'avantage de cette technique est qu'elle préserve les propriétés non linéaires du cristal.
Ces structures ont aussi été testées pour le doublement de fréquence vers le bleu. Une puissance de 190 mW à 473 nm a été démontrée dans un guide d'onde MgO:PPLN de 8,5 mm de long et de 3 µm de largeur, conduisant à une efficacité de conversion de 58 % [Iwai 03]. L'efficacité de conversion normalisée correspondante est de 150 %/W. Ils ont obtenu une efficacité de conversion de 74 % pour une puissance de bleu plus faible. Dans cette situation, leur efficacité de conversion normalisée était de 470 %/W (330 %/W/cm^2).

L'efficacité de conversion maximale obtenue avec la deuxième méthode est plus importante, mais les résultats obtenus avec ces deux techniques de réalisation des guides sont assez équivalents. Nous avons eu l'occasion de tester un guide réalisé par gravure.

Pour finir, une comparaison des différents types de matériaux basés sur des cristaux de niobate de lithium peut être donnée ici, pour un cristal massif de $LiNbO_3$ en accord de phase par biréfringence, un PPLN massif, et un guide d'onde PPLN. Les efficacités théoriques de ces matériaux sont comparées pour une longueur de 8,3 mm de long, et une puissance incidente continue de 1 W. Pour les cristaux massifs, le rayon de mode correspondant à une zone de Rayleigh totale égale à la longueur du cristal étudié est de 25 µm. Pour le guide d'onde PPLN, un diamètre du guide de 4 µm est utilisé. Les résultats de la conversion d'une puissance de 1 W à 976 nm sont donnés dans le tableau III-14. Ces efficacités sont calculées avec l'équation (III-24), prenant en compte la déplétion de la pompe.

Cristal	**d_{eff} (pm/V)**	**Waist du faisceau à 976 nm (µm)**	**Efficacité de conversion**
$LiNbO_3$ massif	9	25	0,9 %
PPLN massif	17	25	3 %
guide d'onde PPLN	17	2	94 %

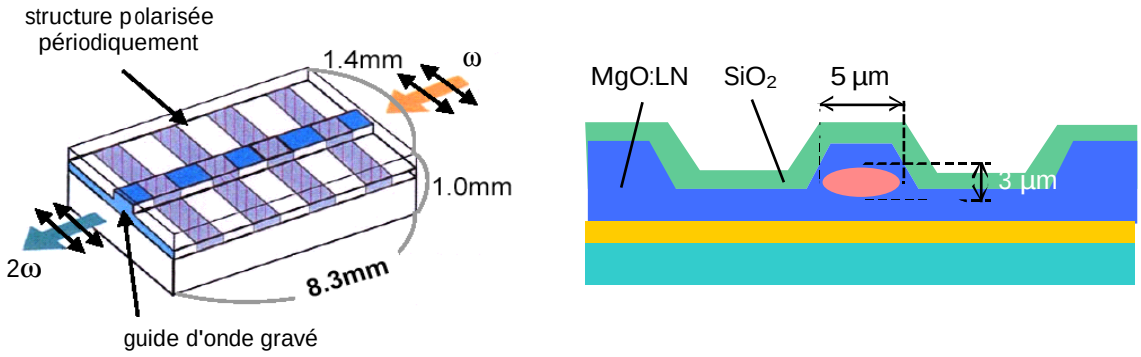
Tableau III-14 : Efficacités théoriques du niobate de lithium dans 3 configurations différentes, pour une longueur de cristal de 8,5 mm, et une puissance incidente à 976 nm de 1 W.

Ces résultats plaident bien en faveur de l'utilisation d'un guide d'onde PPLN, qui permettra d'obtenir a priori des efficacités de conversion très intéressantes en configuration extracavité.

4.2 Doublement de fréquence de la source laser spectralement affinée

4.2.1 - Le guide d'onde PP MgO:LN utilisé

Le guide d'onde que nous avons utilisé nous a été prêté par Jean-Michel Maillard de JDS Uniphase. Il a été réalisé par la méthode directe de gravure du guide. Il est monomode pour les ondes fondamentale et harmonique, et les diamètres du mode sont de 3 x 5 µm^2. Sa longueur est de 8,3 mm (figure III-48). La période du PPLN est de l'ordre de 5 µm.



(a) Guide d'onde PP MgO:LN vu en perspective. *(b) Coupe du guide d'onde.*

Figure III-48 : Géométrie du guide d'onde PP MgO:LN [Ishibashi 04].

Ses faces ne sont pas traitées anti-reflet, mais elles sont clivées avec un angle de 8° permettant d'éviter des réflexions parasites, et de risquer de perturber la source à doubler. En contre-partie, l'angle d'incidence du faisceau sur le guide est critique. Compte-tenu de la taille du guide, le support du guide PPLN doit permettre son positionnement précis. J'ai donc utilisé un support XYZ doté de platines piézo-électriques, avec une résolution de 50 nm [Melles Griot], qui permettent de positionner très précisément le cristal et de maximiser le couplage de l'onde fondamentale dans le guide.

La température du cristal doit être maintenue constante pour conserver l'accord de phase pour une longueur d'onde donnée. Son acceptance thermique théorique est de 2,35 °C, d'après le logiciel SNLO [SNLO]. Nous utilisons donc un module thermo-électrique à effet Peltier, et une régulation de température. Le cristal est conçu pour être utilisé à 976 nm pour une température de 25 °C. Pour limiter les dommages photoréfractifs, le cristal est régulé en température vers 50 °C. A cette température, avec un décalage de longueur d'onde de 60 pm/°C, la longueur d'onde d'accord de phase attendue est de 978 nm. Expérimentalement, le doublement a été obtenu vers 978,3 nm.

4.2.2 - Dispositif expérimental

Le laser filtré spectralement, décrit dans le chapitre III-4, est injecté dans le guide d'onde PPLN (figure III-49). Le faisceau issu de la fibre dopée ytterbium est limité par la diffraction et est circulaire. Le guide d'onde étant rectangulaire, il faut adapter le profil du faisceau au guide d'onde. Pour cela, un prisme permet d'anamorphoser le faisceau, en divisant par 2 la dimension du faisceau collimaté dans le plan d'incidence du guide. Ce faisceau elliptique est ensuite focalisé à l'entrée du guide d'onde, sur une tache mesurant environ 3 x 6 µm^2 (figure

III-50). Ce prisme, sans traitement anti-reflet, et les diverses optiques utilisées pour le transport du faisceau, introduisent des pertes, et une puissance d'environ 1,3 W à 976 nm est disponible à l'entrée du guide d'onde, sur les 2 W en sortie du laser.

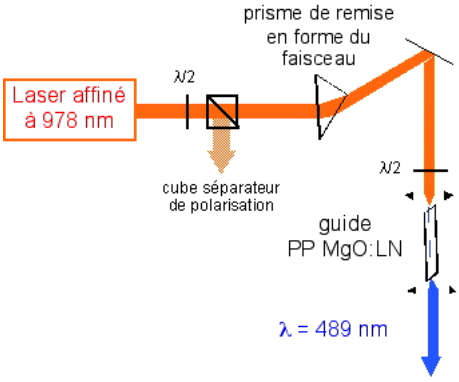


Figure III-49 : Schéma expérimental pour l'injection dans le guide et le doublement de fréquence.

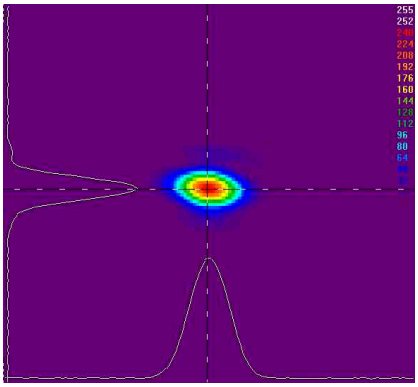


Figure III-50 : Image du point de focalisation à l'entrée du guide d'onde PP MgO:LN.

Le couplage de l'infrarouge dans le guide est évalué en mesurant la puissance dans l'infrarouge en sortie du guide en dehors de l'accord de phase P_ω^{sortie}, en tournant la polarisation de l'onde fondamentale incidente de 90° (figure III-51). La puissance dans le bleu devient alors négligeable.

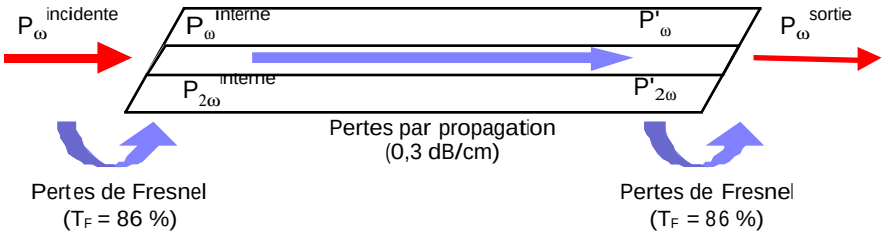


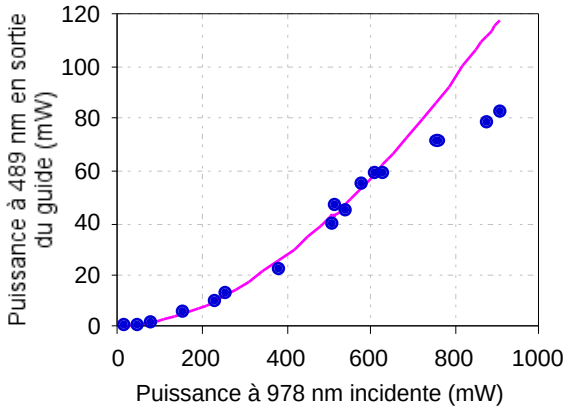
Figure III-51 : Principe de la mesure du couplage du faisceau infrarouge dans le guide d'onde PP MgO:LN.

Il faut alors tenir compte des pertes de Fresnel à 976 nm ($1-T_F = 14$ %) sur la face de sortie du guide, ainsi que des pertes de propagation le long du guide (0,3 dB/cm) pour connaître la puissance d'infrarouge en entrée et à l'intérieur du guide $P_\omega^{interne} = T_{prop} \times P'_\omega$, où $T_{prop} = e^{-\alpha L}$, avec $\alpha = 0{,}3 / 10 \log(e)$. Pour connaître le couplage réel dans le guide, il faut aussi tenir compte des pertes de Fresnel ($T_F = 86$ %) sur la face d'entrée du guide. Le couplage s'écrit alors (III-31) :

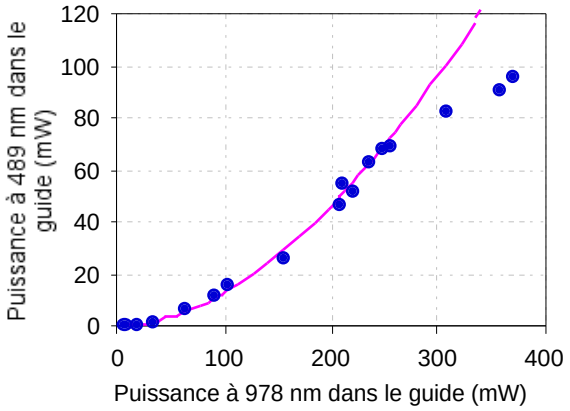
$$\text{couplage} = \frac{P_\omega^{sortie}}{T_F \times T_{prop}} \frac{1}{T_F \times P_\omega^{incidente}} \qquad \text{(III-31)}$$

4.2.3 - Efficacité de conversion du guide d'onde PP MgO: LN

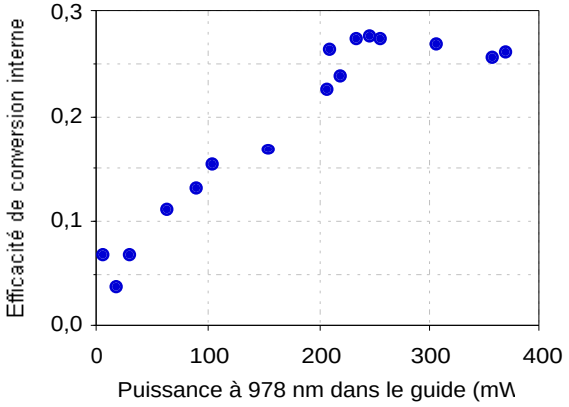
Hors de l'accord de phase, le couplage est évalué à 33 %, soit un couplage réel de 48 % en prenant en compte les pertes de Fresnel et les pertes par propagation dans le guide. La courbe d'efficacité de conversion réalisée avec ce guide est présentée en figure III-52.



*(a) Puissance à 489 nm **en sortie** du guide en fonction de la puissance d'infrarouge incidente sur le guide.*



*(b) Puissance à 489 nm **dans** le guide en fonction de la puissance d'infrarouge couplée dans le guide.*



(c) Efficacité de conversion interne à 489 nm.

Figure III-52 : Puissance dans le bleu en fonction de la puissance d'infrarouge pour deux cas différents, et efficacité interne.

Les points correspondent aux valeurs expérimentales. Une puissance maximale de 83 mW à 489 nm en sortie du guide, pour une puissance incidente de 910 mW a été obtenue (figure III 52 (a)). La puissance infrarouge couplée dans le guide est de 370 mW. La courbe en traits pleins montre la simulation en tangente hyperbolique au carré de l'évolution de la courbe expérimentale, sans considérer les trois dernières valeurs expérimentales obtenues à forte puissance. En l'absence de ces valeurs, l'efficacité normalisée intrinsèque de conversion est de 137 %/W. Pour la puissance maximale atteinte de 83 mW, l'efficacité de conversion est de 9,1 %. Ceci correspond à une efficacité de conversion interne de 26 %, avec une puissance dans le guide de 97 mW à 489 nm pour 370 mW d'infrarouge dans le guide (figure III-52 (b))[8]. Par rapport au calcul que nous avions réalisé dans le paragraphe III-5.1.4, cette efficacité de conversion de 26 % est faible, puisque la valeur simulée pour la même puissance d'infrarouge est de 74 %. Cette différence peut être due à la qualité du guide d'onde PP MgO:LN, puisqu'on a vu que la création d'un guide dans un PPLN peut entraîner une diminution des coefficients non linéaires du matériau (paragraphe III-5.1.4). D'ailleurs, l'efficacité de conversion normalisée de 137 %/W, que nous avons mesurée expérimentalement, correspondrait plutôt à un coefficient non linéaire d_{eff} de l'ordre de

[8] Ces résultats ont été publiés dans Optics Express en septembre 2005 [Bouchier 05].

9,5 pm/V, au lieu de 17 pm/V, qui était la valeur attendue. Des imperfections des domaines non linéaires, de la régularité de la période d'inversion, d'impuretés dans le matériau... peuvent être aussi mis en cause. De plus, les résultats obtenus n'étaient pas reproductibles avec deux guides supposés être identiques [9].

Une limitation de la puissance doublée en fréquence pour des puissances couplées élevées a déjà été signalée [Iwai 03]. Nous pouvons aussi voir que pour des puissances d'infrarouge couplées de 300 mW, une saturation du rendement est observée (figure III-52). Une puissance maximale de 1,3 W incidents sur le guide d'onde est accessible, mais elle ne permet pas d'augmenter la puissance dans le bleu. Avec une efficacité de conversion intrinsèque de 137 %/W, une puissance de 120 mW aurait pu être attendue au lieu des 83 mW obtenus.

Le guide d'onde PP MgO:LN absorbe un peu aux deux longueurs d'onde. Cette absorption du guide est liée à l'évolution de la puissance couplée dans l'infrarouge et dans le bleu. Ceci entraîne l'apparition d'un gradient de température le long du guide. Ce gradient de température entraîne une modification de l'indice du guide et du pas du poling par dilatation du niobate de lithium. Ces modifications ne peuvent être compensées par un simple réajustement de la longueur d'onde dans l'infrarouge, ou un changement de la température du cristal. Il faudrait donc assurer le meilleur contact thermique du guide d'onde sur le support thermalisé possible, en faisant attention aux extrémités, et adapter la régulation de la température du guide avec un gradient de température, ce qui ne semble pas très facile à mettre en œuvre. Paradoxalement, une amélioration à apporter serait donc de choisir un cristal plus court, ou d'améliorer la régulation thermique du cristal. Enfin, la précision du réglage de la longueur d'onde du laser, par rotation du réseau, n'était pas tout à fait suffisante pour assurer une optimisation fine de la conversion de fréquence à la température du cristal.

Le faisceau à 489 nm en sortie du guide, polarisé linéairement, est elliptique, puisque le guide d'onde est rectangulaire. Compte-tenu de ses dimensions, il est théoriquement monomode à cette longueur d'onde, mais je n'ai pas eu le temps de le vérifier expérimentalement.

4.2.4 - Détermination expérimentale des acceptances thermique et spectrale

Les acceptances thermiques et spectrales de ce guide d'onde ont été évaluées expérimentalement. Pour l'acceptance thermique, le guide étant régulé en température, il suffit de suivre la courbe d'efficacité de conversion quand on modifie la température du cristal. Ce changement de température de travail du cristal modifie aussi la position du guide par rapport au faisceau, ce qui nécessite de rattraper les réglages de la cavité. La courbe d'acceptance thermique a été obtenue autour de la température de fonctionnement du cristal (figure III-53).

[9] Nous avons pu voir que des guides d'onde PP MgO:LN censés être identiques ne l'étaient pas forcément. Un deuxième guide a été testé dans les mêmes conditions. L'efficacité normalisée obtenue avec ce guide est plus faible (41 %/W), avec un rendement de conversion maximal de 16 %.

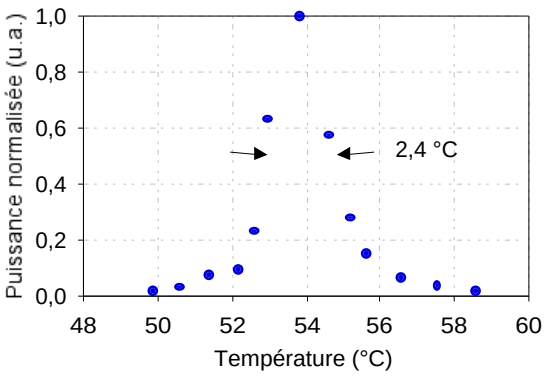


Figure III-53 : Acceptance thermique du guide d'onde PP MgO:LN.

Expérimentalement, l'acceptance thermique du guide est de l'ordre de 2,4 ± 0,2 °C à mi-hauteur, très proche de l'acceptance théorique de 2,2 °C.

Un autre paramètre intéressant est l'acceptance spectrale du guide. L'accordabilité de la source laser filtrée permet d'étudier cette acceptance autour de sa longueur d'onde de fonctionnement (figure III-54).

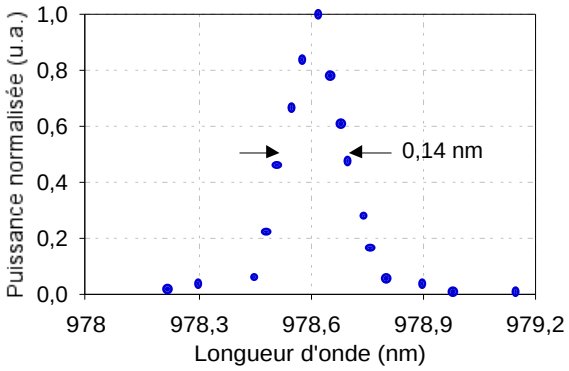


Figure III-54 : Acceptance spectrale du guide d'onde PP MgO:LN.

L'acceptance spectrale ainsi mesurée est de l'ordre de 0,14 ± 0,02 nm à mi-hauteur. Cette valeur est cohérente avec la valeur théorique de 0,16 nm. Cette valeur faible justifie bien la nécessité de réaliser une source laser de spectre étroit pour avoir une conversion non linéaire efficace.

4.2.5 - Le doublement de fréquence en image...

Le guide en fonctionnement est présenté sur la figure III-55. Sur cette photographie, on peut voir le point de focalisation de l'infrarouge dans le guide (à gauche), et le guide d'onde dans lequel la conversion est réalisée. On peut observer une augmentation de l'intensité lumineuse dans le bleu au cours de la propagation. La photographie a été prise pour une puissance d'infrarouge incidente relativement faible afin de permettre une bonne visualisation du guide.

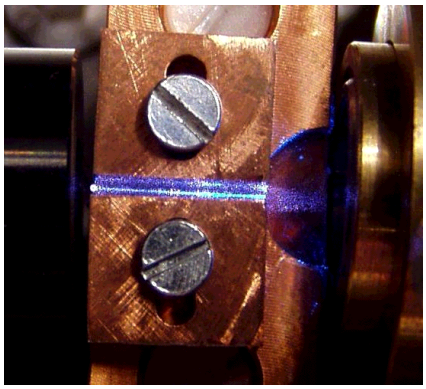


Figure III-55 : Doublement de fréquence dans le guide d'onde PP MgO:LN. L'entrée du guide est à gauche.

5 - Conclusion

Les fibres monomodes dopées par des ions ytterbium nous ont donc permis de développer deux sources affinées spectralement avec des efficacités très importantes. Ces fibres sont pompées par un laser monomode transverse basé sur un cristal de $Nd:YVO_4$ délivrant une puissance de 4 W à 914 nm. Contrairement à ce que l'on pouvait penser, l'emploi d'un cristal composite n'est pas forcément la meilleure solution et notre source utilise un cristal plutôt long (5 mm) et faiblement dopé (0,1 %). Ce cristal est placé dans une cavité concave-concave. La caractéristique importante de cette cavité est l'emploi de miroirs ayant la transmission la plus élevée possible autour de 1064 nm, afin de supprimer totalement cette émission et de pouvoir exploiter la transition à quasi-trois niveaux à 914 nm. Ce laser nous permet de pomper la fibre dopée avec une puissance de 3 W environ, injectée dans une fibre monomode non dopée, ce qui prouve que ce laser présente une excellente qualité spatiale.

La fibre dopée ytterbium peut alors être utilisée comme source d'ASE à 976 nm. L'ajout d'un réseau de diffraction à la sortie co ou contrapropagative de la source permet de réfléchir une partie de l'ASE et de rendre la source unidirectionnelle, tout en réalisant une sélection spectrale. Nous avons ainsi obtenu une source d'ASE unidirectionnelle ayant un spectre fin (0,4 nm) et une accordabilité de 7 nm autour de 977 nm. Cette source a une efficacité de 50 %. La simulation de cette source est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Elle nous a entre autres permis d'évaluer la longueur optimale de la fibre, ainsi que les efficacités attendues. Mais cette source présente quelques faiblesses, comme sa sensibilité aux réflexions parasites, qui entraînent l'apparition d'un effet laser non désiré, sa largeur spectrale encore trop grande pour la conversion de fréquence, et son absence de polarisation. Une autre solution a donc dû être envisagée.

Le rajout d'un coupleur de sortie permet alors de réaliser un laser ayant un spectre affiné. L'optimisation du coupleur de sortie a été effectuée expérimentalement, et la valeur optimale de transmission est en accord avec les simulations du modèle analytique. Avec une lame de verre ayant un coefficient de réflexion de l'ordre de 4 %, ce laser a une très bonne efficacité de 73 %, et délivre une puissance de 2 W à 976 nm pour une puissance incidente de pompe de 3 W. Son spectre a une largeur à mi-hauteur inférieure à 0,02 nm, et la source a une accordabilité de 7 nm. Le modèle analytique nous permet de déterminer une longueur optimale de la fibre très proche de celle observée expérimentalement. Les simulations donnent des résultats très proches des résultats expérimentaux. Ce modèle analytique permet donc

d'avoir une bonne idée des performances des sources avant de les réaliser. La source obtenue expérimentalement a les avantages requis pour son doublement en fréquence. Elle a un spectre suffisamment étroit, une puissance élevée et est polarisée.

L'étape suivante a donc été le doublement de la fréquence de cette source en configuration extracavité. Cette configuration nécessite le choix d'un matériau non linéaire particulièrement efficace comme le niobate de lithium polarisé périodiquement, avec un dopage MgO pour limiter les dommages photoréfractifs (PP MgO:LN). Pour accroître l'efficacité de la conversion, un guide d'onde monomode, permettant de confiner les ondes dans le milieu non linéaire, a été utilisé. Sa caractérisation expérimentale a permis de déterminer une acceptance spectrale de 0,14 nm, justifiant bien l'emploi d'une source infrarouge spectralement affinée, ainsi qu'une acceptance thermique de 2,4 °C environ. La source laser a été doublée avec une efficacité de conversion interne de 26 % pour la puissance à 488 nm la plus élevée (83 mW). Nous avons pu observer l'apparition d'une limitation de la puissance dans le bleu quand la puissance dans l'infrarouge augmente. Elle peut être due à l'apparition d'un gradient de température dans le guide d'onde non linéaire, entraînant un décalage de l'accord de phase dans le cristal au fur et à mesure de la propagation de l'onde. Il pourrait être intéressant d'utiliser un guide d'onde plus court, pour limiter cet échauffement, ou d'améliorer la régulation thermique du cristal, en essayant de réaliser un gradient de température pour compenser celui qui se crée dans le guide.

Au vu de la littérature sur ce sujet, on peut supposer que les résultats que nous avons obtenus à 489 nm pourraient encore être améliorés par l'utilisation de guides d'onde PP MgO:LN plus efficaces.

Les résultats obtenus dans cette étude sont très intéressants. Le laser affiné spectralement a une efficacité meilleure que celle obtenue avec des fibres double-cœur microstructurées [Yla-Jarkko 03]. La limitation de sa puissance est liée à la puissance du laser de pompage à 914 nm. Les résultats obtenus lors de la conversion en fréquence de ce cristal sont prometteurs.

Nous avons essayé de voir si une autre configuration possible, la structure de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), pouvait être plus efficace pour réaliser une source permettant une bonne efficacité de conversion. Nous l'avons étudiée en amplifiant une diode laser en régime impulsionnelle dans une fibre dopée par des ions ytterbium. Cette étude fait l'objet du chapitre IV.

Chapitre IV

Amplification d'une diode laser impulsionnelle émettant à 976 nm pour la génération de second harmonique.

INTRODUCTION _____ **131**

1 - OBTENIR LE REGIME IMPULSIONNEL À 976 NM _____ **132**

1.1 Etat de l'art des lasers impulsionnels à 976 nm à base de fibres dopées par des ions ytterbium **132**

1.2 Utilisation d'une diode laser impulsionnelle à 976 nm **133**

2 - UTILISATION D'UNE DIODE LASER EN CAVITE ETENDUE _____ **134**

2.1 Principe de la diode laser en cavité étendue **135**

2.2 Caractéristiques de la diode laser en cavité étendue **135**

3 - CARACTERISATION DE L'AMPLIFICATION EN REGIME CONTINU _____ **139**

3.1 Principe de l'évaluation du gain en régime continu **139**

3.2 Résultats de l'évaluation des gains **140**

3.2.1 - Evolution du gain en fonction de la puissance du signal incident *141*
3.2.2 - Rôle de la puissance de pompe sur le gain *142*

4 - AMPLIFICATION EN REGIME IMPULSIONNEL _____ **143**

4.1 Influence de la durée et de la cadence des impulsions **145**

4.2 Mesure du gain en régime impulsionnel **148**

4.2.1 - Etude du gain pour une puissance de pompe de 700 mW *149*
4.2.2 - Etude du gain pour une puissance de pompe de 2,5 W *150*

5 - DOUBLEMENT DE LA FREQUENCE DE LA SOURCE IMPULSIONNELLE _153

5.1 Montage expérimental 154

5.2 Optimisation de la source impulsionnelle pour la conversion de fréquence... 155

5.3 Doublement de fréquence des impulsions du LCE après amplification 157

6 - CONCLUSION _____160

Chapitre IV

Amplification d'une diode laser impulsionnelle émettant à 976 nm pour la génération de second harmonique.

Les sources à 976 nm que nous étudions sont réalisées dans l'optique de leur doublement de fréquence vers 488 nm. Or l'efficacité de cette conversion est proportionnelle, en première approximation, au carré de la puissance de l'onde fondamentale. Elle est donc très importante pour des puissances élevées, malgré la saturation de la conversion non linéaire par la déplétion de la pompe. Ces puissances élevées dans l'infrarouge peuvent être obtenues en régime impulsionnel. On cherche alors à avoir des impulsions courtes avec une forte puissance crête, pouvant dépasser la dizaine de watts, ce qui permettrait une conversion de fréquence plus efficace qu'en régime continu.

Plusieurs solutions sont possibles pour obtenir ce régime impulsionnel. On peut produire des impulsions à partir d'un laser à fibre fonctionnant en régime déclenché en insérant un modulateur intracavité [Selvas 02], [Okhtnikov 03]. Une autre solution, classiquement adoptée par les télécommunications à 1,55 µm, est basée sur l'utilisation d'une diode laser à 976 nm pilotée par un courant impulsionnel. C'est la solution que nous avons choisi d'étudier. Comme nous devons assurer que le spectre de la source soit étroit pour la conversion non linéaire, nous utilisons une diode laser en cavité étendue (LCE) qui nous permet de bénéficier d'un contrôle en largeur et en stabilité du spectre de la diode. Elle sera en plus accordable en longueur d'onde. Les caractéristiques spectrales de la diode laser en régime continu et impulsionnel sont exposées dans ce chapitre.

La puissance des diodes laser monomodes transverses à 976 nm étant limitée, il est indispensable de les amplifier. Nous utilisons pour cela nos fibres dopées par des ions ytterbium. Nous avons vu dans le chapitre II qu'il est possible d'avoir un fort gain dans ces fibres. Nous allons donc, dans un premier temps, caractériser expérimentalement le gain accessible en régime continu, et comparer ces résultats avec les simulations réalisées avec notre modélisation. Le gain n'est pas mesuré de façon très précise en régime continu, à cause de l'émission spontanée amplifiée (ASE) autour de 976 nm que l'on ne peut séparer directement du signal amplifié. Nous avons donc utilisé deux types d'évaluation du gain que nous avons comparés. Cette étude permet de valider les simulations dans le cas de l'amplification d'un signal à 976 nm. Les simulations permettent ensuite de prévoir les facteurs d'amplification que nous pouvons atteindre en régime impulsionnel.

En effet, si les conditions du régime impulsionnel, c'est-à-dire la durée et la cadence des impulsions, sont bien choisies, l'inversion de population dans le milieu dopé n'est pas affectée par les puissances crêtes du signal. Le gain sera alors défini par la puissance moyenne du signal. Dans ce cas, le gain sur les puissances crêtes sera très proche du gain sur la puissance moyenne, alors qu'il serait plus faible s'il était régi par les puissances crêtes. Nous avons donc déterminé quelles sont les conditions à respecter sur les cadences et durées des

impulsions pour satisfaire ces conditions. Le gain en régime impulsionnel a ensuite été mesuré, et comparé aux simulations. Les limitations de cette amplification seront abordées à partir de ces mesures.

La source ainsi obtenue ayant des caractéristiques de largeur spectrale et de puissance intéressantes pour le doublement de fréquence, nous avons étudié cette conversion avec le guide d'onde non linéaire utilisé pour le doublement de la fréquence de la source laser continue. Une brève étude théorique de la conversion non linéaire nous permet d'évaluer les puissances moyennes à 488 nm que nous pouvons attendre, ainsi que l'évolution de cette puissance moyenne en fonction de la puissance moyenne de la source à 976 nm. Ceci nous permet de savoir quelle doit être l'ordre de grandeur de la puissance moyenne du signal injecté dans la fibre dopée afin de choisir sa cadence et la durée de ses impulsions. Ces valeurs théoriques sont comparées aux résultats expérimentaux.

En conclusion, nous mènerons une étude comparative des régimes continus et impulsionnels pour la génération de second harmonique.

1 - Obtenir le régime impulsionnel à 976 nm

Deux types de solutions sont proposés pour réaliser une source impulsionnelle à base d'une fibre dopée. Ils ont principalement été étudiés dans l'infrarouge autour de 1,0 et 1,5 µm. La première solution consiste en la réalisation d'un laser opérant soit en régime de déclenchement ("Q-switched" en anglais), soit en régime de verrouillage de mode ("mode-locking"). De telles sources à 1030 nm ont ainsi été démontrées avec des fibres dopées par des ions ytterbium [Limpert 04]. La deuxième solution est une configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) qui utilise une diode laser impulsionnelle en régime de commutation de gain ("gain switched") suivie d'un amplificateur à fibre dopée. Par exemple, dans une fibre dopée par des ions erbium, un signal à 1,55 µm issu d'une diode laser impulsionnelle a été amplifié, permettant la réalisation d'une source autour de 780 nm par doublement de fréquence [Champert 01]. Une des limitations intrinsèques des sources impulsionnelles basées sur les fibres dopées par des ions des terres rares est l'apparition d'effets non linéaires aux fortes puissances [Agrawal 95]. Ainsi, des signes de mélange à quatre ondes (FWM : Four Wave Mixing), d’effets Raman ou Brillouin [Jaouën 03] peuvent être visibles. D'autres limitations peuvent aussi apparaître pour les sources de très fortes puissances, telles que des effets thermo-optiques. Un endommagement de la fibre peut aussi être possible. Des solutions permettant de diminuer ces effets non linéaires et thermiques sont étudiées [Limpert 04]. Les seuils des effets non linéaires étant néanmoins très élevés, supérieurs à quelques centaines de watts crêtes dans les fibres monomodes, ils ne seront pas limitant dans le cas de l'étude de la transition à 976 nm, d'autant plus que ces effets dépendent de la longueur de la fibre et que celles utilisées à 976 nm sont très courtes.

1.1 Etat de l'art des lasers impulsionnels à 976 nm à base de fibres dopées par des ions ytterbium

Différentes solutions sont possibles pour accéder au régime impulsionnel à partir d'une fibre dopée émettant à 976 nm. Une première technique, proposée par R.Selvas de l'ORC de Southampton, utilise un modulateur acousto-optique dans la cavité laser pour réaliser un laser en régime Q-Switch [Selvas 02]. Cette solution permet de générer des impulsions de l'ordre de 20 ns pour une cadence de 0,2 MHz avec une puissance moyenne de 250 mW, avec une

fibre double-cœur microstructurée. Une seconde technique, proposée par O.G.Okhotnikov de l'Optoelectronics Research Center de Tampere, utilise le régime de verrouillage de modes à l'aide d'un miroir à absorbant saturable semiconducteur (SESAM : SEmiconductor Saturable Absorber Mirror) à 976 nm [Okhotnikov 03]. Elle permet d'atteindre le régime picoseconde avec des cadences plus élevées, de l'ordre de 30 MHz. La fibre utilisée étant une fibre monomode avec une puissance de pompe relativement faible, la puissance moyenne obtenue reste très faible, de l'ordre de 3 mW.

Référence	**Fibre**	**Cavité laser**	**Caractéristiques des impulsions, puissances à 976 nm**	**Commen-taires**
ORC Southampton [Selvas 02]	double-cœur microstructurée diamètre de cœur : 6,5 µm, ON : 0,11	miroir HR et extrémité de la fibre, recyclage de la pompe	durée : 20 ns, cadence : 0,2 MHz, puissance moyenne : 250 mW, puissance crête : 60 W (pour 2,6 W à 914 nm émis par une diode laser multimode)	déclenche-ment avec modulateur acousto-optique
ORC Tampere [Okhotnikov 03]	monomode ON : 0,13, longueur : 35 cm	miroir HR, deux réseaux pour la compensation de la dispersion), SESAM à 976 nm	1,6 ps - 30 MHz 3 mW moyen 60 W crête (130 mW à 914 nm, diode laser monomode)	verrouillage de modes avec SESAM, laser accordable

Tableau IV-1 : Etat de l'art des sources lasers impulsionnelles vers 976 nm à base de fibres dopées à l'ytterbium.

D'après cet état de l'art, le laser Q-switch semble plus favorable à l'obtention de puissances moyennes élevées dans le bleu, après une étape de conversion de fréquence. Le régime de verrouillage de modes permet d'obtenir des puissances crêtes élevées, mais les puissances moyennes restent très faibles, car les puissances de pompe sont modérées pour ces deux exemples. Des durées d'impulsions de l'ordre de la dizaine de nanoseconde pour une cadence de l'ordre du MHz sont des ordres de grandeurs intéressants pour le doublement de fréquence. Mais à ma connaissance, le doublement de la fréquence de ces sources n'a pas été étudié.

1.2 Utilisation d'une diode laser impulsionnelle à 976 nm

Une autre méthode est la configuration MOPA, qui consiste à amplifier une diode laser en régime impulsionnel dans une fibre dopée. Le régime impulsionnel est obtenu par la modulation du gain de la diode laser (régime dit "gain switched"). En pratique, le courant de polarisation de la diode laser est modulé par des créneaux de durée et de cadence variables. Ceci permet de "décorréler" la puissance moyenne et la puissance crête du faisceau signal, et d'optimiser le gain de l'amplificateur et la conversion de fréquence. Par contre, cette opération introduit une dérive de fréquence de la diode laser (ou "chirp") [Peterman 91]. D'autre part, le régime impulsionnel élargit le spectre de la diode, jusqu'à des largeurs de 10 nm, ce qui sera défavorable à une conversion efficace [Birkin 00]. Il est donc nécessaire d'introduire un élément de contrôle et de stabilisation du spectre afin de combattre ces effets. Les diodes de type DFB [Avanex] ou DBR [Sacher] sont très utilisées en régime impulsionnel pour les

télécommunications optiques. Des diodes laser en cavité étendue ont aussi été étudiées à 976 nm en régime impulsionnel, et leur émission a été doublée en fréquence [Rafailov 01].

Une fois les impulsions créées, on les amplifie dans la fibre dopée à l'ytterbium. Si les impulsions sont suffisamment brèves, c'est-à-dire de durée largement inférieure au temps de vie de l'état excité du milieu actif, et que leur énergie est faible, la puissance crête des impulsions ne modifie pas l'inversion de population et le gain, qui en dépend, est géré par la puissance moyenne du signal incident. On pourra ainsi bénéficier d'un fort gain en régime de faibles puissances moyennes qui se répercutera sur les puissances crêtes.

Nous avons donc choisi d'utiliser cette solution, c'est-à-dire la modulation d'une diode laser à 976 nm et son amplification dans une fibre monomode dopée ytterbium (figure IV-1). L'amplification est réalisée en pompage contrapropagatif. C'est en effet la configuration que nous avons retenue, comme nous l'avons vu dans le chapitre II-3.2, car, d'un point de vue expérimental, elle permet de découpler totalement l'injection de la pompe à 914 nm dans la fibre optique dopée, et celui du signal à 976 nm dans la même fibre, facilitant ainsi les réglages. De plus, elle donne accès à des gains équivalents à ceux du pompage copropagatif. L'utilisation d'un faisceau signal de faible puissance moyenne permettra d'accéder à de forts gains, mais, dans ce cas, l'émission spontanée amplifiée à 976 nm entrera en compétition avec le signal. Un faisceau signal de forte puissance moyenne permet de limiter l'influence de l'ASE, mais diminue le gain disponible. Le choix de la puissance moyenne de la diode laser sera donc un compromis entre ces deux situations.

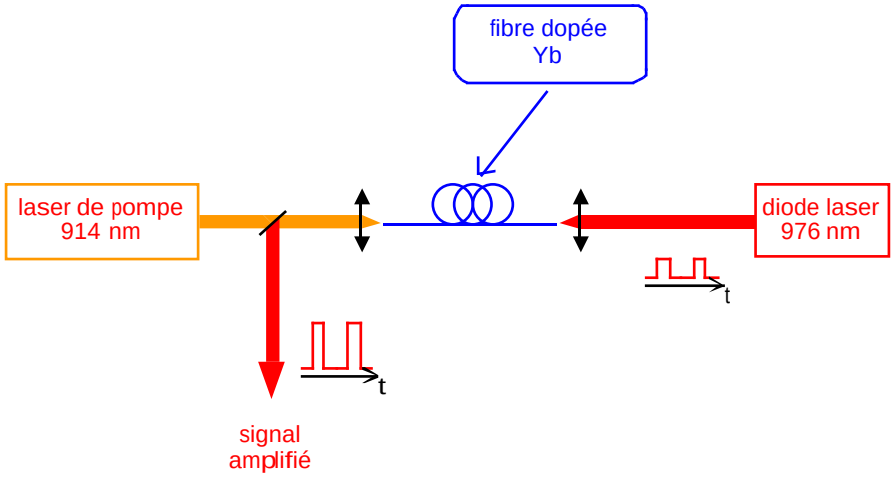


Figure IV-1 : Schéma de principe de l'amplification dans une fibre dopée d'une diode laser impulsionnelle en configuration de pompage contrapropagatif.

Les simulations du gain en régime continu, présentées dans le chapitre II, permettront d'optimiser les conditions expérimentales.

2 - Utilisation d'une diode laser en cavité étendue

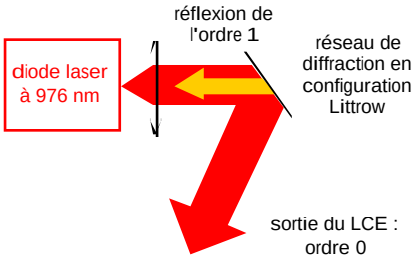
La diode laser utilisée doit remplir plusieurs critères. Le premier est le caractère monomode transverse, indispensable pour injecter la puissance du signal dans la fibre dopée. Le second est une finesse spectrale suffisante pour l'acceptance spectrale du guide d'onde PP MgO:LN, mesurée dans le chapitre III-4.2.4 à environ 0,14 nm. Une diode laser monomode transverse a

une puissance faible, inférieure à 600 mW en régime continu, et un spectre de largeur de l'ordre de 0,3 nm, qui s'élargit encore en régime impulsionnel. Une solution est d'utiliser une diode laser en cavité étendue, ou LCE (Laser en Cavité Etendue) [Wyatt 83], [Favre 86].

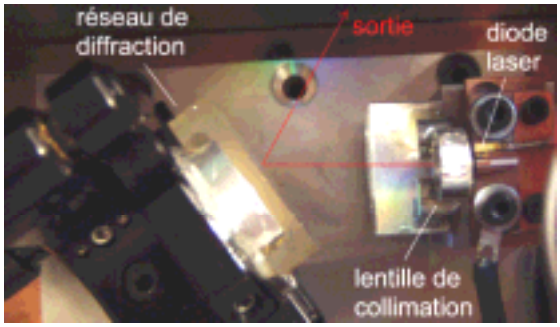
2.1 Principe de la diode laser en cavité étendue

La réduction du spectre de la diode laser est obtenue à l'aide d'un réseau de diffraction, créant deux cavités couplées en régime de couplage fort. Le réseau permet de sélectionner spectralement une partie du faisceau issu de la diode laser. Il est utilisé en configuration Littrow. L'ordre 1 est renvoyé dans la diode laser et force l'émission laser en cavité étendue (figure IV-2 (a)). Il permet alors d'affiner le spectre de la diode et d'accorder sa longueur d'onde à l'intérieur de la courbe de gain du semiconducteur. La sortie utile est l'ordre 0 du réseau. Le choix du réseau de diffraction est important pour conserver une puissance suffisante en sortie de cette diode laser en cavité étendue.

La réflexion par le réseau doit en effet être suffisante pour que la cavité étendue impose son fonctionnement à la diode laser, vue à peu près comme un simple milieu actif dans ce cas. Expérimentalement, il faut que cette réflexion soit supérieure de 2 à 5 fois la réflectivité de la face de sortie de la diode laser. De plus, l'augmentation de l'efficacité de diffraction sur l'ordre 1 se fait au détriment de celle sur l'ordre 0, qui détermine la puissance de sortie du système. Il faut donc trouver un compromis entre la puissance réinjectée dans la diode laser, et l'efficacité de diffraction sur l'ordre 0.



(a) Schéma de principe de la diode laser en cavité étendue



(b) Photo du LCE réalisé

Figure IV-2 : Principe de la diode laser en cavité étendue (LCE).

2.2 Caractéristiques de la diode laser en cavité étendue

La diode laser que nous avons utilisée a été fabriquée par Thales Research and Technology. Elle est monomode transverse et émet autour de 974 nm à 30 °C. Son spectre d'ASE en dessous du seuil est large, et couvre une gamme de longueur d'onde de 965 à 980 nm (figure IV-4). La face de sortie de la diode est traitée autour de 976 nm pour présenter une réflectivité de l'ordre de 3 %. Son seuil est atteint pour un courant de 40 mA, et son efficacité électrique / optique est de 0,71 W/A. En régime continu, son spectre a une largeur de 0,3 nm et une accordabilité par la température de 0,6 nm/°C. Le réseau de diffraction utilisé est un réseau blazé à 976 nm, possédant 1200 traits par mm, et une efficacité de diffraction dans l'ordre 1 de 14 % pour la polarisation perpendiculaire aux traits du réseau.

Le seuil laser de la diode laser en cavité étendue apparaît pour un courant de polarisation de 35 mA. La caractéristique du LCE est comparée à celle de la diode laser libre sur la figure IV-3.

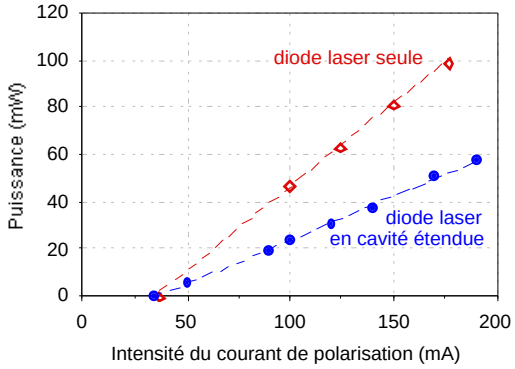


Figure IV-3 : Caractéristique de la diode laser en cavité étendue comparée à son fonctionnement libre.

La puissance disponible en sortie de la diode laser en cavité étendue est évidemment plus faible que celle de la diode libre à cause des pertes introduites par la cavité externe. En régime continu, le spectre de cette diode laser en cavité étendue est très étroit (figure IV-4). La mesure de sa largeur est limitée par l'analyseur de spectre optique utilisé, qui a une résolution de 0,07 nm. De plus, le spectre de la diode en cavité étendue est insensible aux changements du courant de polarisation sur la gamme de puissances utilisée.

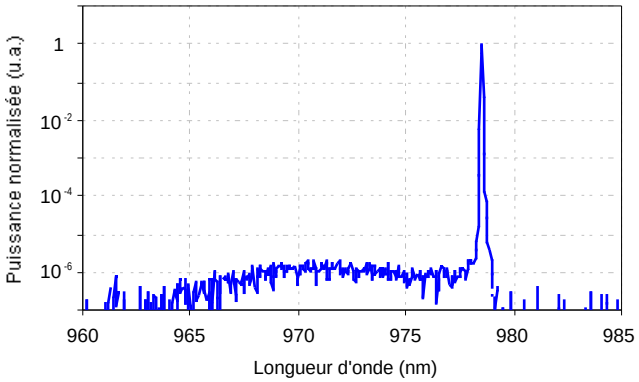


Figure IV-4 : Spectre du LCE en régime continu et courbe de gain de la diode laser pour le courant de polarisation maximal.

La température de régulation de la diode laser permet de centrer la zone de gain sur la plage de longueur d'onde recherchée et la rotation du réseau permet de sélectionner la longueur d'onde de la diode. Une accordabilité de 14 nm a ainsi été obtenue autour de 974 nm, entre 967 nm et 981 nm avec une puissance presque constante sur cette plage de longueurs d'onde (figure IV-5).

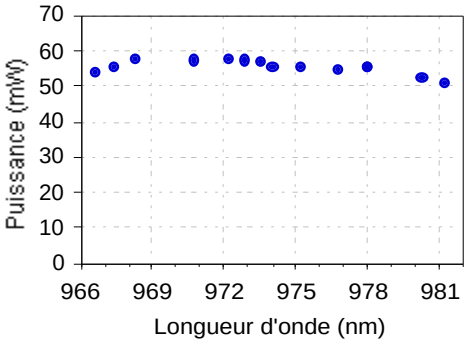


Figure IV-5 : Courbe d'accordabilité de la diode laser en cavité étendue pour un courant de polarisation de 190 mA, obtenue par rotation du réseau de diffraction et pour une température de la diode de 30 °C.

Au-delà de cette gamme, la diode laser reprend son comportement libre, et émet vers le centre de la zone de gain, donc vers 974 nm.

La diode laser est utilisée en régime impulsionnel à l'aide d'une modulation de son courant de polarisation. Pour réaliser cette modulation, nous avons besoin d'un générateur d'impulsions de courant. D'autre part, il faut garantir que la diode laser reste polarisée en direct. Un courant de polarisation continu va donc permettre de la maintenir à son seuil. La somme de ce courant continu et du courant modulé est obtenue grâce à un té de polarisation électronique (figure IV-6).

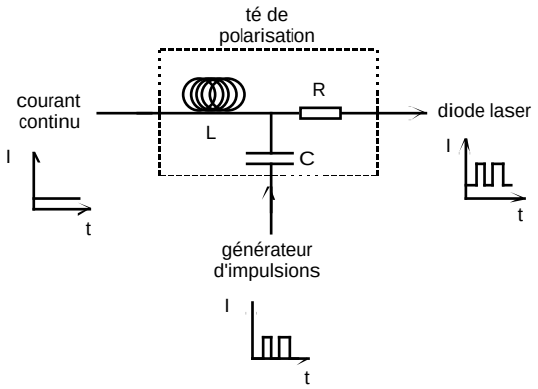
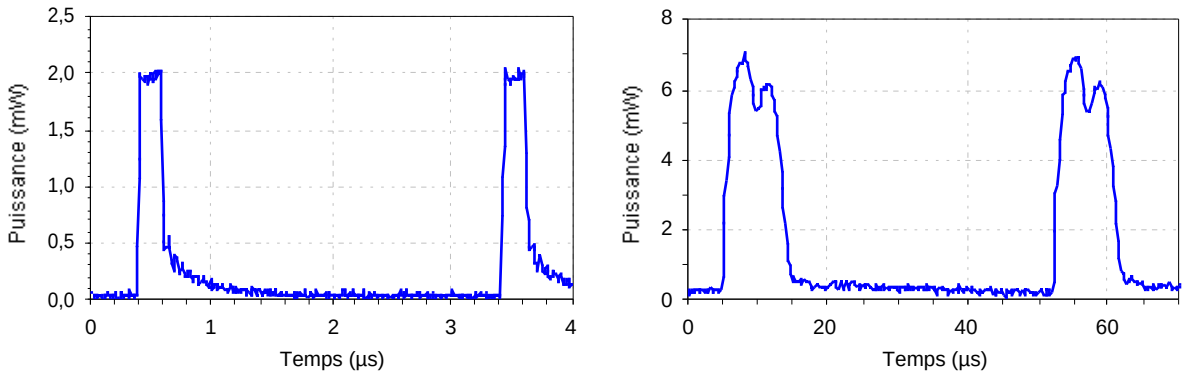


Figure IV-6 : Schéma de principe du té de polarisation.

Deux générateurs d'impulsions ont été utilisés. Le premier permet d'accéder à des durées d'impulsions de quelques millisecondes à 20 ns, pour des cadences de quelques kiloHertz à une centaine de mégaHertz. Il est utilisé avec un té de polarisation "fait maison".[10] Le second générateur permet de créer des impulsions plus courtes, de 2 à 10 ns, pour des cadences de 10 kHz à 300 MHz, avec un té de polarisation adapté. Pour des durées d'impulsions très courtes (inférieures à la nanoseconde), le temps de réponse du circuit électronique et de la diode laser pourra être limitant, et les impulsions issues de la diode laser seront temporellement déformées avant leur amplification.

La forme des impulsions obtenues avec les deux générateurs est présentée en figure IV-7. Les impulsions de courant équivalentes sont des créneaux rectangulaires en l'absence de la diode laser. Avec la diode laser, nous voyons apparaître des rebonds sur le profil temporel des impulsions issues de la diode laser, mais qui sont aussi un peu présents sur celui des impulsions de courant incidentes. Ces rebonds proviennent principalement de problèmes d'adaptation d'impédance entre le générateur de fonction, le té de polarisation utilisé, et la diode laser.

[10] Ce té de polarisation a été mis au point par Aurélie Berthel, dans le cadre d'un stage de fin d'études de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille [Berthel 02].



(a) Impulsions de durée 200 ns et de cadence 330 kHz. *(b) Impulsions de durée 10 ns et de cadence 13 MHz.*

Figure IV-7 : Profil temporel des impulsions en entrée de l'amplificateur à fibre dans le cas des impulsions de durée supérieure à 20 ns (a) et de durée inférieure à 10 ns (b).

Dans ces régimes, un élargissement du spectre de la diode est visible, mais il est modéré par la présence de la cavité étendue qui réduit significativement la dérive de fréquence [Rong-Qing 89].

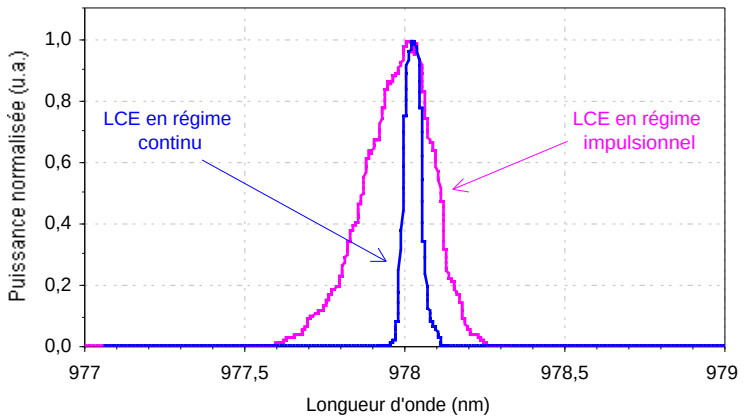


Figure IV-8 : Comparaison des spectres du LCE en régime continu et en régime impulsionnel (durée des impulsions : 10 ns, cadence : 13 MHz)

La largeur spectrale du LCE en régime impulsionnel est de l'ordre de 0,3 nm (figure IV-8), ce qui sera un peu large pour la conversion de fréquence, mais plus favorable que dans le cas d'une diode laser impulsionnelle simple. Le spectre de la diode laser en cavité étendue est également affecté d'une instabilité résiduelle, et la longueur d'onde centrale varie dans une plage de 0,3 nm environ. Cette instabilité, qui n'a pu être totalement supprimée, sera préjudiciable à l'amplification de la source et à son doublement de fréquence.

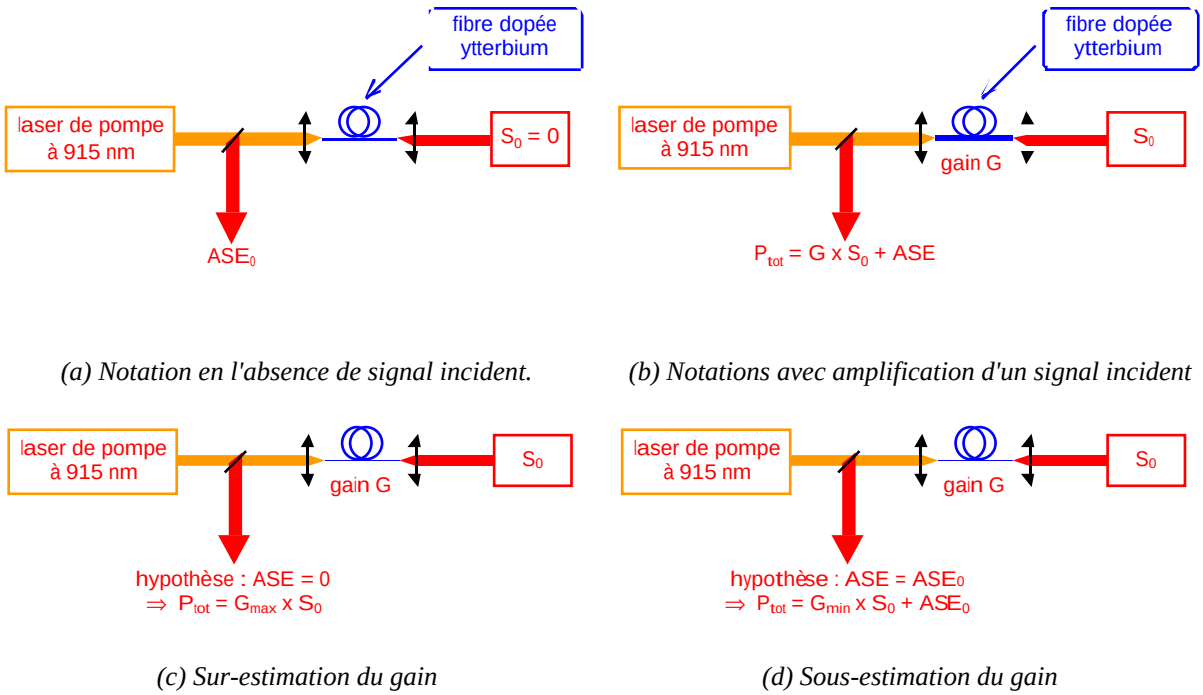
Le LCE ainsi mis en œuvre a été utilisé en régime continu et impulsionnel. Il a été amplifié, dans ces deux régimes, dans nos fibres monomodes dopées par des ions ytterbium. L'étude de l'amplification du LCE à 976 nm en régime continu a servi pour valider notre modélisation, présentée dans le chapitre II, et avoir une idée des gains potentiellement accessibles en régime impulsionnel.

3 - Caractérisation de l'amplification en régime continu

L'amplification peut être caractérisée en régime continu puisque, si les conditions du régime impulsionnel sont bien choisies, le gain est régi par la puissance moyenne du signal incident. Cette étude préliminaire nous a permis d'avoir une évaluation du gain disponible pour amplifier le signal impulsionnel, en fonction de la puissance moyenne incidente et de la puissance de pompe. Nous verrons aussi quelles limitations peuvent exister expérimentalement.

3.1 Principe de l'évaluation du gain en régime continu

La principale difficulté de la mesure du gain en régime continu est la présence de l'ASE à 976 nm. Puisqu'elle est à la même longueur d'onde que le signal, il est difficile de discriminer le signal amplifié et l'ASE, et on ne pourra avoir accès qu'à une évaluation du gain. Celle-ci sera d'autant plus imprécise que la puissance incidente du signal sera faible, et donc que l'ASE sera importante. Pour des valeurs de puissances incidentes du signal élevées, l'ASE est négligeable, ce qui permet d'avoir une évaluation du gain plus précise. Mais ce sont principalement les faibles puissances moyennes qui nous intéressent, pour accéder à de forts gains et donc des puissances crêtes importantes. Deux méthodes d'évaluation du gain ont ici été utilisées. La première est basée sur la comparaison des puissances émises en sortie de la fibre dopée, et la deuxième sur l'analyse spectrale de l'émission.



(a) Notation en l'absence de signal incident.

(b) Notations avec amplification d'un signal incident

(c) Sur-estimation du gain

(d) Sous-estimation du gain

Figure IV-9 : Principe de l'évaluation du gain par mesure des puissances en sortie de l'amplificateur avec ou sans signal injecté.

Première méthode (figure IV-9) :

Cette technique consiste à encadrer la valeur réelle du gain G, subie par le signal au cours de sa propagation dans la fibre, par deux évaluations de ce gain, l'une minorée (d), l'autre majorée (c). La surestimation du gain (c) est donnée en négligeant l'ASE contrapropagative

lors de l'amplification du signal, et en considérant que la valeur de puissance P_{tot} mesurée en sortie contrapropagative de l'amplificateur n'est que le signal amplifié avec un gain G_{max}. La sous-estimation du gain (d) est obtenue si on suppose que l'ASE avec ou sans amplification d'un signal reste la même (ASE = ASE_0). Dans ce cas, la puissance totale P_{tot} mesurée est la somme du signal amplifié avec un gain G_{min}, et de la valeur de l'ASE en l'absence de signal incident. Cette hypothèse surestime l'ASE contrapropagative qui est plus faible lors de l'amplification d'un signal, puisqu'une partie du gain qui servait à l'amplifier sert maintenant à amplifier le signal. D'après les simulations du chapitre II, si la puissance de signal incident est très faible, l'ASE contrapropagative est faiblement diminuée par l'amplification du signal, et l'hypothèse est réaliste.

Deuxième méthode :

Une deuxième évaluation du gain peut être obtenue en analysant le spectre du signal amplifié (figure IV-10).

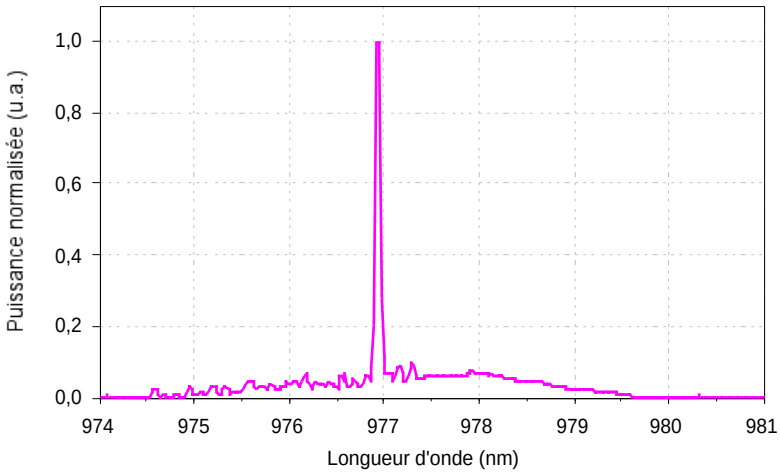


Figure IV-10 : Spectre en sortie de l'amplificateur à fibre, pour une puissance incidente de 6 mW, une puissance de pompe de 2,5 W et une longueur de fibre de 40 cm.

Celui-ci permet de déterminer la proportion de puissance contenue dans la largeur du spectre correspondant au signal (ici vers 977 nm), et de la discriminer par rapport à l'ASE à 976 nm. Cette méthode donne une évaluation assez précise du gain, sauf dans le cas où cette ASE est très importante, le spectre du signal amplifié étant perturbé par des effets laser parasites qui apparaissent à forte puissance de pompe. Néanmoins, un analyseur de spectre optique n'a pas toujours été disponible lors de nos études et cette méthode n'a pu être utilisée systématiquement. Elle a été comparée à la méthode d'évaluation du gain par mesure des puissances dans le paragraphe suivant.

Les résultats expérimentaux sont comparés avec les simulations présentées dans le chapitre II-3, notre modélisation simple ne prenant en compte que l'ASE autour de 976 nm, mais pas celle autour de 1030 nm.

3.2 Résultats de l'évaluation des gains

La puissance de pompe à 914 nm disponible lors de cette étude était de 2,5 W injectée dans la fibre. L'optimisation de l'amplification passe par le choix de la longueur de la fibre. La modélisation du paragraphe II-3.2.3 présente la détermination de la longueur optimale de la

fibre pour une puissance de pompe variable, et une puissance de signal incident de 0,1 ou 10 mW. Nous avons pu voir théoriquement que, pour une puissance de pompe de l'ordre de 2,5 W, la longueur optimale pour une puissance de signal incident de 0,1 mW est de l'ordre de 38 cm, et de 45 cm pour une puissance de signal de 10 mW, en pompage contrapropagatif. Dans ce deuxième cas, en régime d'extraction de la puissance, la longueur de la fibre n'est pas critique. Elle est plus sensible en régime d'amplification, pour un signal incident de 100 µW (paragraphe II-3.1.2). Expérimentalement, la longueur optimale de la fibre a été évaluée à 40 cm, et toutes les expériences seront réalisées avec cette longueur de fibre.

3.2.1 - Evolution du gain en fonction de la puissance du signal incident

Pour cette fibre de 40 cm, l'influence de la puissance du signal incident sur le gain a été étudiée, et comparée à la simulation (figure IV-11). La mesure du gain a été réalisée avec les deux techniques utilisant la comparaison des puissances autour de 976 nm et l'analyse spectrale.

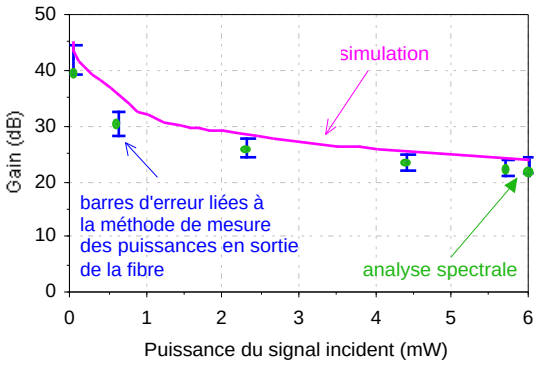


Figure IV-11 : Influence de la puissance du signal incident sur le gain disponible dans une fibre de 40 cm pompée à 914 nm par une puissance de pompe de 2,5 W. L'évaluation du gain par la mesure des puissances de sortie est donnée sous la forme de barres d'erreurs, celle donnée par l'analyse spectrale est représentée par les points. La simulation associée est symbolisée par le trait plein.

Les deux méthodes d'évaluation du gain sont cohérentes entre elles. Elles sont toutes les deux relativement imprécises quand le signal incident est faible. Dans ce cas, les réflexions parasites autour de la fibre créent une oscillation laser perturbant l'amplification pour une puissance de pompe supérieure à 1 W. Ceci a d'ailleurs été visible sur certains spectres du signal amplifié (figure IV-12).

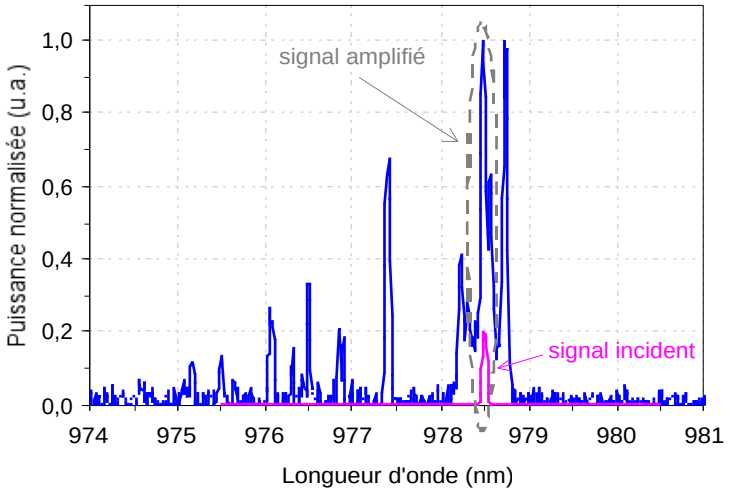


Figure IV-12 : Spectre du signal incident et du signal amplifié en présence d'un effet laser parasite. La puissance du signal incident est de 30 µW, la puissance de pompe de 2,5 W et la longueur de la fibre de 40 cm. L'échelle entre les deux spectres n'est pas respectée.

Les valeurs du gain aux faibles puissances de signal incident sont donc plus faibles que celles que nous attendions avec notre modélisation. Néanmoins, l'évolution de la courbe de gain expérimentale en fonction de la puissance du signal incident est conforme aux simulations.

3.2.2 - Rôle de la puissance de pompe sur le gain

Pour la fibre de 40 cm et deux puissances incidentes de signal de 0,2 et 4 mW, l'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe a été étudiée, et comparée avec les simulations (figure IV-13). Pour cette étude, l'analyseur de spectre n'a pas pu être utilisé.

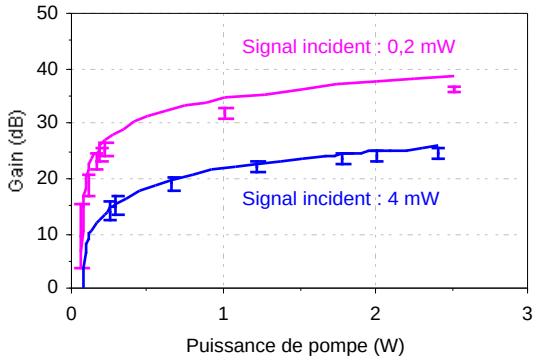


Figure IV-13 : Influence de la puissance de pompe couplée dans la fibre sur le gain pour une puissance de signal incident de 0,2 et 4 mW et une fibre de 40 cm. L'évaluation du gain expérimentale est représentée par les barres d'erreur, et la simulation correspond au trait plein.

On retrouve bien une courbe d'augmentation du gain en fonction de la puissance de pompe conforme à la simulation. Le gain théorique surestime le gain expérimental quand les puissances de pompage sont fortes pour la même raison que précédemment (effet laser parasite). Quand les puissances de pompe sont faibles, il n'y a pas d'effet laser parasite perturbant l'amplification du signal, la puissance de pompe au seuil de ces effets étant de l'ordre de 1 W.

Un amplificateur à fibre en régime continu a également été étudié par D.Soh de l'ORC à Southampton, et les résultats ont été publiés pendant ma thèse [Soh 04-1]. Avec une fibre

double-cœur microstructurée de 72 cm, pompée avec une puissance de 11 W à 915 nm, ils ont obtenu un gain de 11,6 dB à 977 nm pour une puissance incidente de signal de 300 mW. Dans ces conditions, le gain petit signal de leur fibre est de 20 dB pour une puissance de signal incident de 1 mW. Par comparaison, le gain obtenu pour une puissance de pompe de 2,5 W et une puissance de signal incident de 1 mW avec notre fibre est de l'ordre de 30 dB. Le meilleur recouvrement de la pompe avec le cœur dopé permet d'obtenir de meilleures efficacités en amplification.

Notre modèle, bien qu'assez simple, permet une bonne évaluation des gains disponibles à 976 nm dans notre fibre dopée. Cependant, il ne prend pas en compte l'apparition possible d'effets laser parasites qui perturbent l'amplification du signal. Néanmoins, cette étude a permis d'évaluer les gains qui seront accessibles en régime impulsionnel pour des puissances de pompe de 2,5 W et des puissances moyennes incidentes de l'ordre de 100 µW. Ces gains peuvent atteindre 40 dB. Si l'amplificateur était géré par la puissance crête des impulsions, c'est-à-dire, dans le cas d'impulsions longues, pour une puissance crête incidente de 10 mW, le gain serait de l'ordre de 20 dB, conduisant à une puissance crête amplifiée de 0,1 W. Dans le cas où l'amplificateur est régi par la puissance moyenne du signal incident, pour une puissance moyenne de 100 µW par exemple, le gain sur la puissance crête serait de 40 dB, permettant d'obtenir des puissances crêtes amplifiées de 100 W. Le paragraphe suivant présente l'étude du gain en régime impulsionnel.

4 - Amplification en régime impulsionnel

Ce paragraphe est consacré à l'étude du gain en régime impulsionnel. Pour que le gain soit effectivement régi par la puissance moyenne du signal incident, il faut que l'énergie des impulsions soit suffisamment faible pour ne pas modifier l'inversion de population moyenne obtenue par la puissance moyenne. L'effet de la durée et de la cadence des impulsions sur le profil temporel final des impulsions amplifiées a donc été étudié. Les conditions optimales de fonctionnement de l'amplificateur sont déduites de cette étude. Le gain en régime impulsionnel a ensuite été mesuré pour deux puissances de pompe. En effet, nous avons vu, lors des tests d'amplification d'un signal continu, l'apparition d'un effet laser parasite pour une puissance de pompe supérieure à environ 1 W. Le gain a donc été étudié pour des puissances de pompe de part et d'autre de ce seuil.

Le schéma expérimental de la source est présenté en figure IV-14. La diode laser en cavité étendue est utilisée en régime impulsionnel. Elle est protégée des réflexions parasites provenant de l'amplificateur, qui pourraient modifier son comportement, par un isolateur optique à 976 nm. Le faisceau à 976 nm est ensuite injecté dans une fibre monomode à 820 nm non dopée, dont la taille de mode est adaptée à notre fibre dopée. Le signal à 976 nm est ainsi amené contrapropagativement à la pompe dans la fibre dopée.

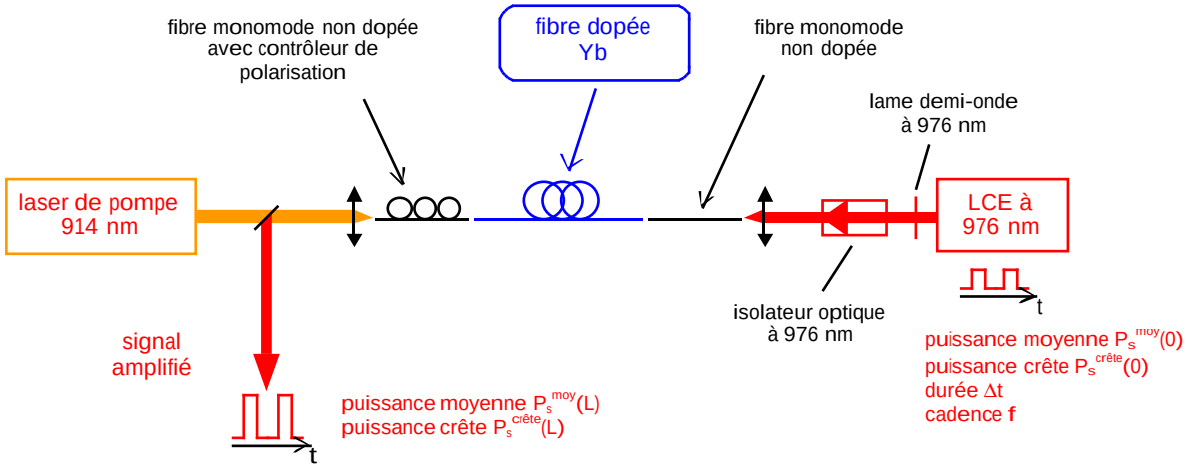


Figure IV-14 : Montage expérimental de l'étude de l'amplification en régime impulsionnel en configuration de pompage contrapropagatif.

Les impulsions avant et après amplification sont mesurées à l'aide de photodiodes silicium rapides (Hamamatsu). Leurs surfaces sensibles sont de l'ordre de 80 µm^2, ce qui correspond à une bande passante de 2 GHz sur une résistance de charge de 50 Ω, soit un temps de réponse inférieur à 0,5 ns. Un oscilloscope de 500 MHz de bande passante est utilisé pour visualiser les impulsions délivrées par la diode en entrée et en sortie de la fibre dopée. Les photodiodes utilisées ont été préalablement étalonnées dans les conditions du montage expérimental, ce qui permet de déterminer directement les gains obtenus en régime impulsionnel.

En regardant la réponse temporelle, on peut facilement discriminer les signaux impulsionnels de l'ASE à 976 nm continue. L'ASE n'introduit en effet qu'une composante continue dans le signal total en sortie de la fibre dopée puisque la pompe reste en régime continu, à condition, toutefois, que le signal incident ne comporte pas de composante continue (figure IV-15). Le gain G pourra donc être mesuré en ne considérant que la partie modulée des impulsions observées (G x $P_s^{crête}$), quelle que soit la puissance moyenne du signal incident (figure IV-15). Néanmoins, si le niveau d'ASE diminue pendant l'amplification de l'impulsion, le gain sera sous-estimé par cette mesure.

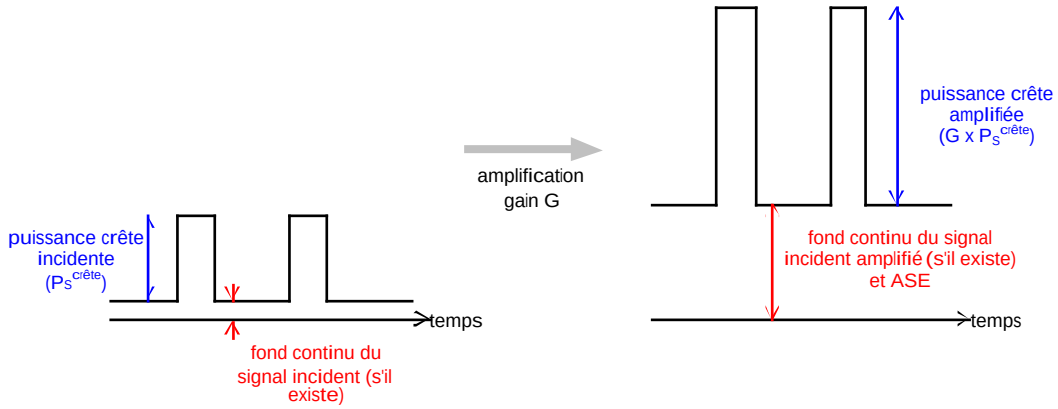
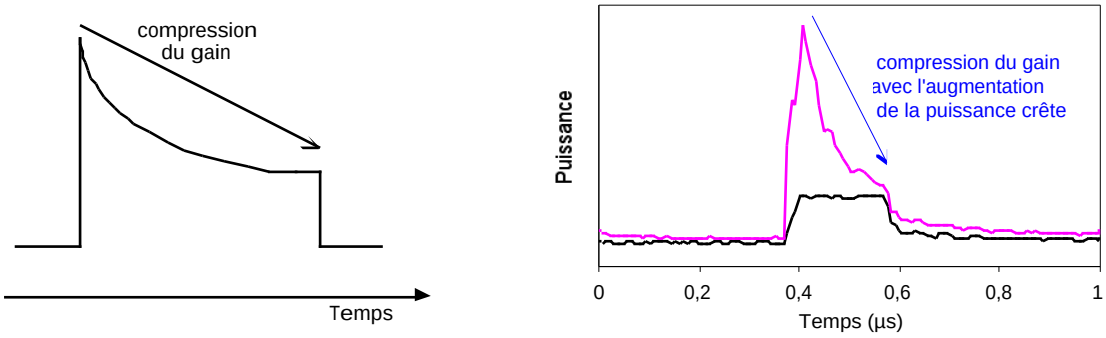


Figure IV-15 : Schéma de principe de la mesure du gain en régime impulsionnel.

4.1 Influence de la durée et de la cadence des impulsions

La durée des impulsions Δt ainsi que leur cadence f sont deux paramètres importants à choisir. En effet, si on amplifie un signal de type Heaviside, on peut s'attendre à ce que ce créneau soit fortement déformé par l'évolution du gain en fonction de la puissance du signal. Le début de l'impulsion bénéficie d'un gain élevé, induit par la forte inversion de population créée en l'absence de signal, et au cours du temps, le gain sature par déplétion de l'inversion de population (figure IV-11). On s'attend donc à ce que le créneau amplifié ait une forme proche de la figure IV-16 (a) [Desurvire 94].



(a) Profil temporel théorique des impulsions.

(b) Observation expérimentale pour une impulsion de durée 200 ns (f = 330 kHz). L'impulsion incidente est indiquée en bas de la figure.

Figure IV-16 : Effet d'une durée trop longue des impulsions sur leur amplification.

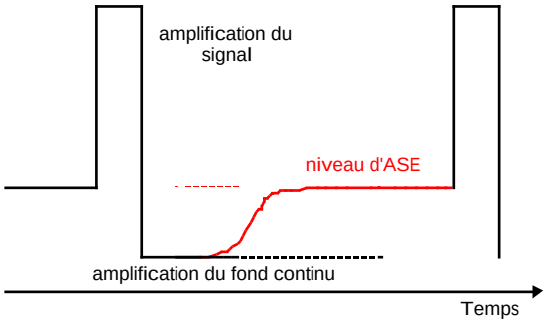
Expérimentalement, cette déformation des impulsions est visible pour des durées d'impulsions supérieures à 100 ns (figure IV-16 (b)). Cette durée est nettement inférieure au temps de vie de l'état excité τ, de l'ordre de 840 µs, qui correspond à une désexcitation par émission spontanée. En effet, l'amplification du signal est un phénomène dû à la désexcitation par émission stimulée. Le temps de réponse du milieu dopé dépend alors de la puissance de pompe et de la puissance du signal. Dans le cas où la puissance de pompe à 914 nm est grande devant la puissance de saturation du milieu à cette longueur d'onde (environ 9 mW), le temps de saturation du gain t_{sat} est donné par l'expression (IV-1) [Desurvire 94] :

$$t_{sat} = \frac{\tau}{1 + \frac{P_p(z=0)}{P_p^{sat}} + \frac{P_s(z=0)}{P_s^{sat}}} \qquad \text{(IV-1)}$$

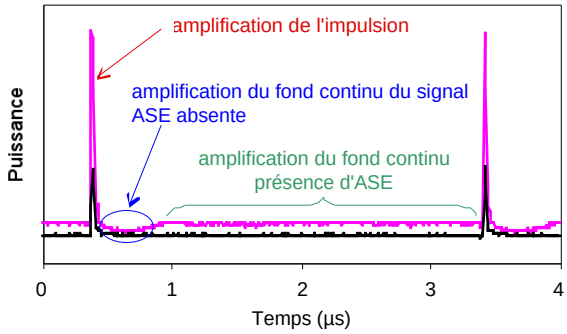
Il correspond au temps au bout duquel le gain passe de 90 à 10 % de sa valeur maximale instantanée au début de l'impulsion. Dans notre cas, le temps de saturation calculé est de l'ordre de 2,5 µs, pour une puissance de pompe de 3 W et une puissance crête des impulsions de signal incident de 10 mW. Nous cherchons à conserver un gain à peu près constant sur la durée de l'impulsion, ou du moins à ne pas voir une diminution trop importante de ce gain. Nous allons donc utiliser des durées d'impulsions bien plus petites que 2,5 µs. Expérimentalement, cette contrainte correspond à des durées d'impulsions inférieures à 100 ns. En dessous de cette durée d'impulsion, l'amplification du signal est bien gérée par sa puissance moyenne, comme on le verra dans le paragraphe IV-4.2.

Un deuxième phénomène vient naturellement perturber l'amplification : l'ASE. Celle-ci apparaît quand la puissance de signal est très faible, ou quand il n'y a pas de signal incident, c'est-à-dire entre deux impulsions. Dès la fin de l'impulsion, l'ASE va s'établir avec une certaine constante de temps (figure IV-17 (a)). L'ASE modifie l'inversion de population du

milieu, et son niveau sature à la valeur de puissance attendue en régime continu pour une puissance de pompe donnée, si l'intervalle entre les deux impulsions est très long. Pour éviter la présence de l'ASE, cela impose une limite supérieure à la durée de l'intervalle entre impulsions.



(a) Profil temporel théorique d'impulsions dont l'écartement temporel est trop long.



(b) Observation expérimentale de l'influence de l'ASE sur le fond continu du signal amplifié (écart entre impulsions : 3µs - durée : 25 ns); Les impulsions incidentes sont données en bas de la courbe.

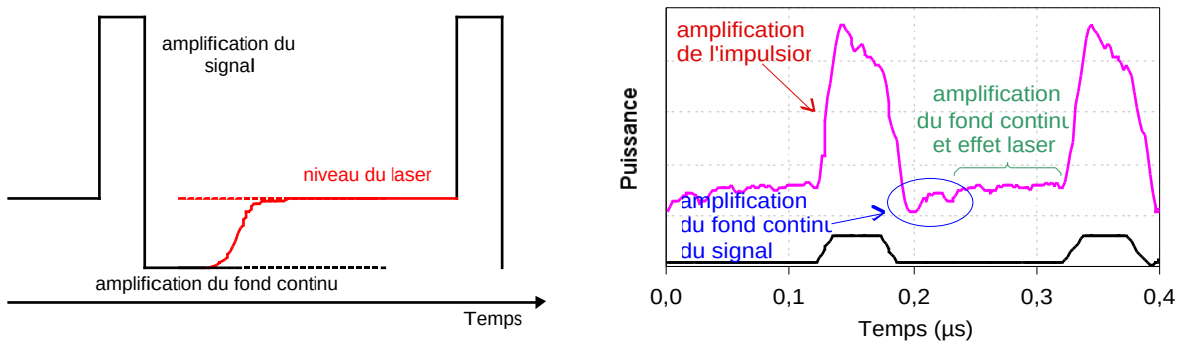
Figure IV-17 : Effet d'un intervalle entre deux impulsions trop long sur l'amplification des impulsions.

La constante de temps d'établissement de l'ASE est liée au taux d'émission stimulée, et ne dépend que de la puissance de pompe. Ce temps de réponse théorique t_{rep}, s'exprime selon la relation (IV-2) [Desurvire 94] :

$$t_{rep} = \frac{\tau}{1 + \frac{P_p(z=0)}{P_p^{sat}}} \qquad \text{(IV-2)}$$

Pour une puissance de pompe de 3 W, ce temps d'établissement de 10 à 90 % de la puissance de l'ASE à l'état stationnaire est de l'ordre de 2,5 µs. Expérimentalement, nous cherchons à éviter la présence de cette ASE entre deux impulsions. Nous utiliserons donc des intervalles entre impulsions de durée inférieure à 2,5 µs. Nous avons observé que la remontée du fond continu entre deux impulsions est visible pour des intervalles de durées supérieures à 0,5 µs (figure IV-17 (b)). Il y a peu de différence entre le temps théorique d'établissement de l'ASE et le temps théorique de saturation du gain dans notre cas où la puissance du signal incident est de l'ordre de la puissance de saturation (environ 2 mW) ou légèrement supérieure, et où la puissance de pompe est très grande devant la puissance de pompe de saturation.

D'autre part, pour des puissances de pompe élevées, un effet laser parasite apparaît entre deux impulsions, quand la puissance du signal incident est faible ou nulle. Il est dû à des réflexions parasites liées aux différents connecteurs utilisés avec la fibre dopée et des fibres non dopées, ou à tout autre miroir involontairement introduit dans le système, comme la fenêtre de sortie de la diode laser... On s'attend donc aussi à voir une remontée du fond continu entre deux impulsions (figure IV-18 (a)).



(a) Profil temporel attendu de l'impulsion amplifiée déformé par un effet laser parasite.

(b) Observation expérimentale de cet effet (durée : 50 ns - écart entre impulsions : 100 ns). L'impulsion incidente est en bas de la figure.

Figure IV-18 : Influence d'un effet laser parasite sur l'amplification.

Le temps caractéristique mis en jeu est différent du précédent, et est a priori plus court. Il est lié au temps de vie du photon dans la cavité parasite. Expérimentalement, un intervalle entre deux impulsions inférieur à 40 ns permet de supprimer cet effet laser parasite (figure IV-18 (b)).

Il faut donc être prudent dans le choix de la durée et de la cadence des impulsions. Il faut travailler avec des impulsions de durées inférieures à 100 ou 50 ns, à cause du phénomène de saturation du gain.

D'autre part, la cadence devra être choisie de façon à éviter l'ASE et l'effet laser. Pour une durée d'impulsions de 50 ns, une cadence minimale typique de 2 MHz (écart de 0,45 µs) est nécessaire pour éviter l'ASE, et de 10 MHz (écart de 50 ns) pour éviter un effet laser.

Finalement, un autre critère de choix existe pour la cadence des impulsions. En effet, pour une durée des impulsions fixée et une puissance crête donnée, la cadence détermine la puissance moyenne des impulsions incidentes. Si la cadence est trop élevée, la puissance moyenne sera grande, et le gain d'amplification dans la fibre sera faible. Les puissances crêtes des impulsions obtenues seront relativement faibles. Si au contraire, la fréquence de répétition est petite, la puissance moyenne sera faible et le gain élevé, mais l'ASE sera présente. Il faut donc trouver un compromis entre tous ces paramètres pour obtenir une bonne qualité temporelle des impulsions, et un gain élevé pour obtenir des puissances crêtes importantes (figure IV-19).

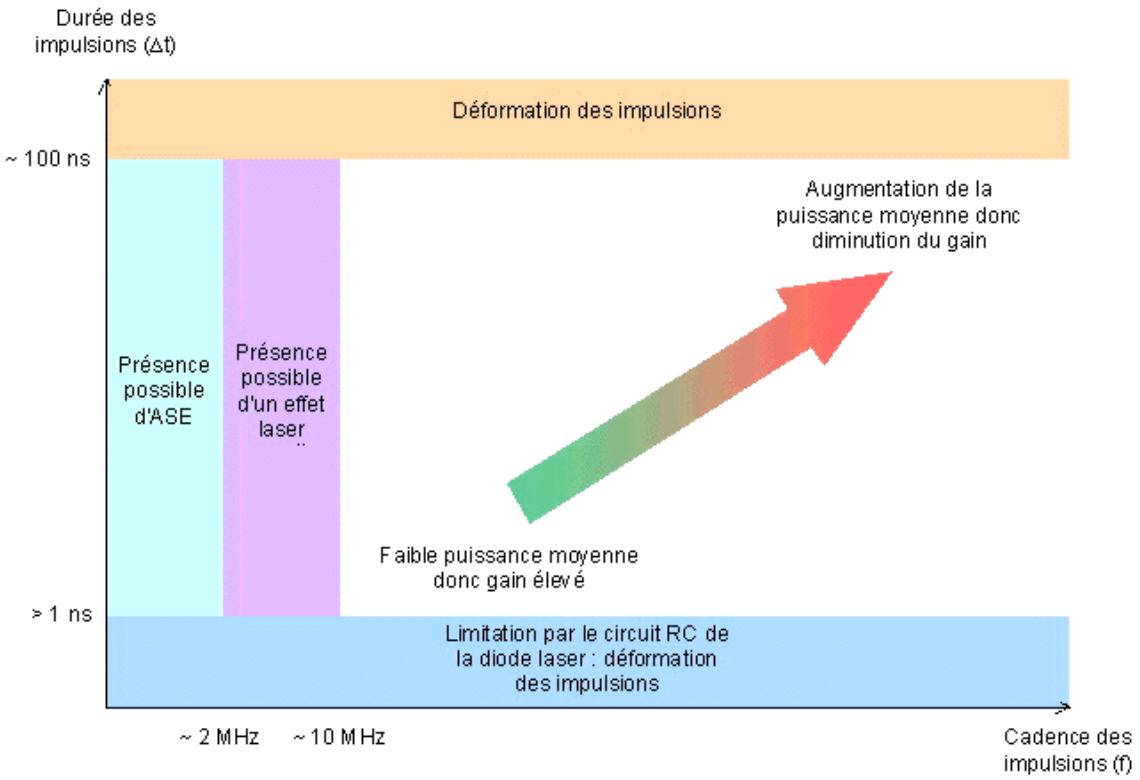


Figure IV-19 : Résumé de l'influence de la durée et de la cadence des impulsions incidentes sur leur amplification dans la fibre dopée.

4.2 Mesure du gain en régime impulsionnel

La mesure du gain en régime impulsionnel est réalisée sur les signaux de sortie de la fibre, dans les conditions de durée et de cadence des impulsions définies précédemment. Le fond continu des impulsions amplifiées correspond à l'ASE à 976 nm (figure IV-20). Le gain G_{moy} est mesuré sur la puissance moyenne du signal amplifié en soustrayant cette valeur. Il est donc relativement délicat de connaître avec précision le gain de l'amplification. Mais comme un intérêt du régime impulsionnel, s'il est bien choisi, est de permettre l'amplification des puissances crêtes avec le gain déterminé par la puissance moyenne du signal incident ($G_{crete} = G_{moy}$), il doit suffire de mesurer le gain sur les puissances crêtes du signal amplifié (G_{crete} x P_s^{crete}), en ne considérant que la partie impulsionnelle du signal amplifié. Les valeurs obtenues par ces deux méthodes seront comparées lors de l'étude de l'évolution du gain en fonction de la puissance moyenne du signal incident.

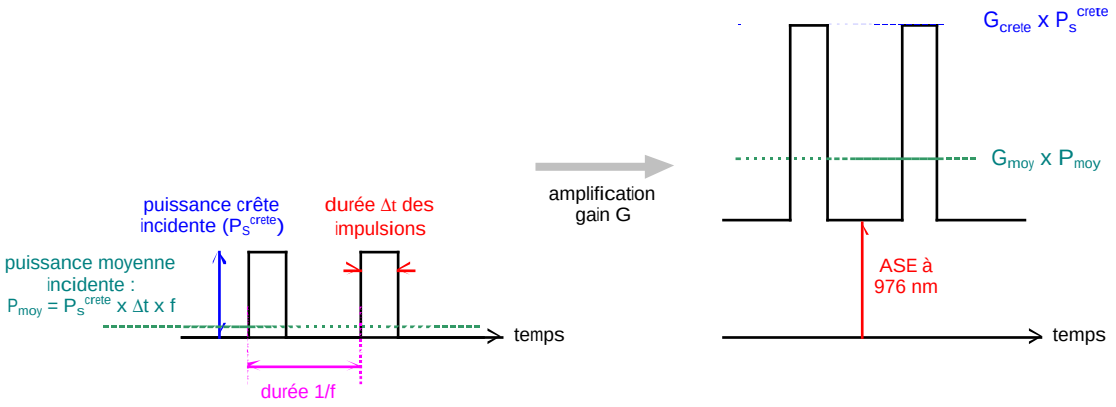
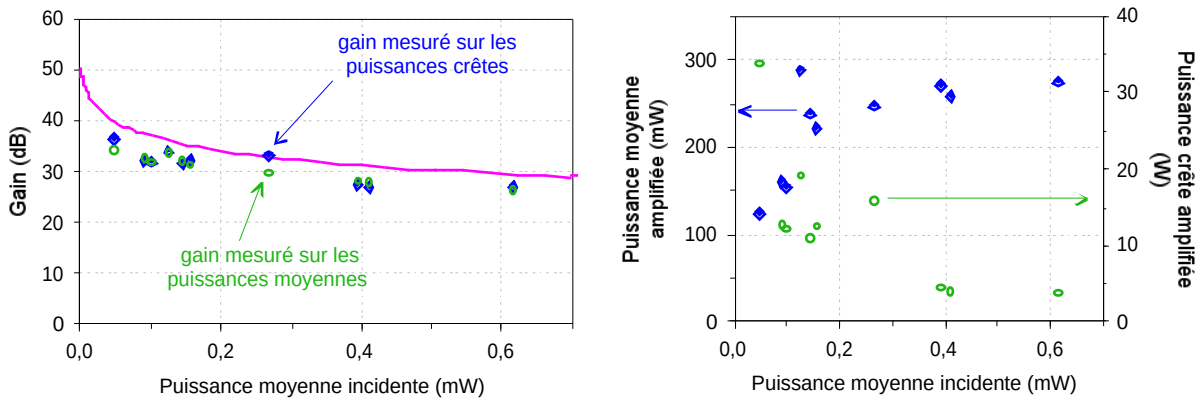


Figure IV-20 : Principe de la mesure du gain en régime impulsionnel.

L'évolution du gain avec la puissance moyenne du signal incident a été étudiée pour deux puissances de pompe associées aux deux longueurs de fibres optimisées pour ces puissances de pompe. Une première étude concerne des puissances de pompe moyennes, de l'ordre de 700 mW, permettant d'éviter d'éventuels effets laser parasites, qui apparaissent pour des puissances de pompe supérieures à 1 W. La seconde utilise une puissance de pompe au-delà du seuil de l'effet laser. Nous comparerons les résultats obtenus dans ces deux cas, leurs intérêts et inconvénients, et quelles solutions nous pouvons adopter.

4.2.1 - Etude du gain pour une puissance de pompe de 700 mW

La longueur optimale expérimentale pour une puissance de pompe de 700 mW est de 25 cm et ne varie pas beaucoup dans la gamme de puissance de signal incident utilisée. La puissance moyenne de la diode laser en cavité étendue varie de 1 à 700 µW pour une puissance crête de l'ordre de 7 mW, en jouant sur la durée de ses impulsions et leur cadence. La figure IV-21 présente l'évolution du gain en fonction de la puissance moyenne du signal incident et la comparaison avec les simulations correspondantes.



(a) Evolution du gain. Le gain est mesuré sur les puissances moyennes (cercles) et comparé au gain mesuré sur les puissances crêtes (losanges pleins), ainsi qu'aux valeurs simulées (trait plein).

(b) Evolution de la puissance moyenne (losanges pleins) et de la puissance crête (cercles) amplifiées.

Figure IV-21 : Evolution du gain et des puissances expérimentaux en régime impulsionnel en fonction de la puissance moyenne incidente du signal pour une fibre de 25 cm pompée avec une puissance de 700 mW.

Dans la gamme de puissances moyennes incidentes étudiées, l'évolution du gain suit bien la tendance générale simulée. Les valeurs obtenues sont inférieures à celles prévues théoriquement, mais l'ordre de grandeur est respecté. Les puissances moyennes incidentes sont modifiées via la cadence, entre 330 kHz et 7 MHz, et la durée des impulsions, entre 10 et 100 ns. Les impulsions amplifiées conservent bien les mêmes caractéristiques temporelles que les impulsions incidentes. Conformément à ce qui était attendu du régime impulsionnel, les durées des impulsions étant inférieures à 100 ns, le gain mesuré sur les puissances crêtes est en bon accord avec le gain mesuré sur les puissances moyennes (figure IV-21 (a)). La différence entre ces gains est principalement due à la correction de la puissance moyenne du fond continu d'ASE. Les gains obtenus étant déjà élevés (supérieurs à 25 dB), l'augmentation de la puissance de pompe permettra a priori d'augmenter les puissances crêtes obtenues.

Les puissances moyennes maximales obtenues sont de l'ordre de 250 mW (figure IV-21 (b)). Cette valeur est similaire à la puissance d'ASE contrapropagative obtenue dans le cas d'une source d'ASE simple (cf. chapitre II-2.1). L'amplificateur fonctionne en régime d'extraction de la puissance pour une puissance moyenne de signal incident supérieure à 0,2 mW, avec une efficacité proche de celle de la source d'ASE simple.

Le spectre obtenu (figure IV-22) ne montre pas d'effet laser parasite tel qu'il a été observé en régime continu pour de fortes puissances de pompe (figure IV-12).

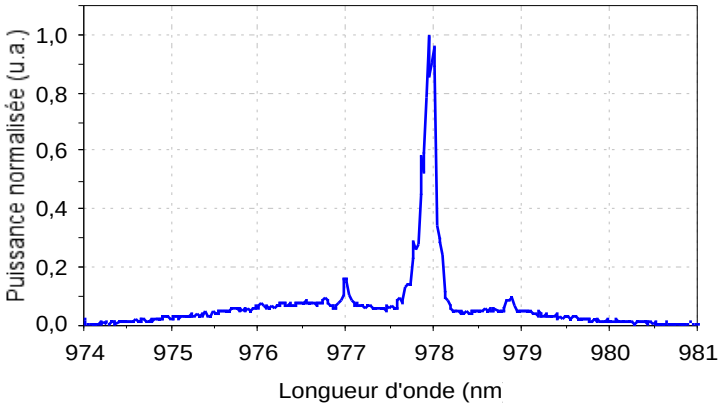
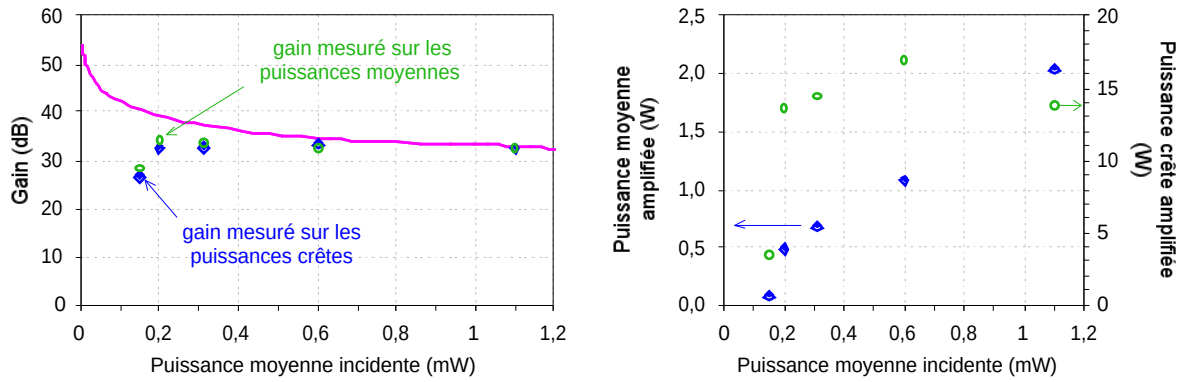


Figure IV-22 : Spectre en sortie de l'amplificateur à fibre pour une puissance incidente moyenne de 0,1 mW à 978 nm. La puissance de pompe est de 0,7 W pour une longueur de fibre de 25 cm.

4.2.2 - Etude du gain pour une puissance de pompe de 2,5 W

Pour des puissances de pompe supérieures à 1 W, une étude similaire a été réalisée. Avec une puissance de pompe de 2,5 W, la longueur expérimentale optimale de la fibre est de 40 cm et varie peu sur la gamme de puissances moyennes étudiée (figure II-31). L'étude de l'évolution du gain a été étudiée avec des puissances moyennes du signal incident variant de 0,1 à 1,1 mW, pour une puissance crête de l'ordre de 7 mW (figure IV-23). Elles correspondent à des durées d'impulsions entre 10 et 100 ns, et des cadences de 330 kHz à 15 MHz.



(a) Evolution du gain. Le gain est mesuré sur les puissances moyennes (cercles) et comparé au gain mesuré sur les puissances crêtes (losanges pleins), ainsi qu'aux valeurs simulées (trait plein).

(b) Evolution de la puissance moyenne (losanges pleins) et de la puissance crête (cercles) amplifiées.

Figure IV-23 : Evolution du gain et des puissances expérimentaux en régime impulsionnel en fonction de la puissance moyenne incidente du signal pour une fibre de 40 cm pompée avec une puissance de 2,5 W.

L'évolution du gain expérimental suit la même tendance que la simulation, sauf quand la puissance moyenne du signal incident est faible, inférieure à 0,3 mW environ. Dans ce cas, les réflexions parasites sont suffisantes pour engendrer un effet laser. Ce dernier entre en compétition avec l'amplification du signal en utilisant une partie du gain disponible et diminuant le gain utile à l'amplification des impulsions. Le gain théorique augmente quand la puissance moyenne diminue, mais n'est expérimentalement pas totalement exploitable à cause de cet effet laser indésirable. Celui-ci est alors bien visible sur les spectres en sortie de la fibre amplificatrice, similaires à celui présenté en figure IV-24. Sur ce spectre, on observe le pic correspondant au signal amplifié, à 978 nm, et les pics correspondant à l'effet laser, qui contiennent 70 % de la puissance totale émise. Nous avons pu voir en régime continu que le gain peut être beaucoup plus important (de l'ordre de 42 dB) pour des puissances de signal incident de l'ordre de 0,1 mW (figure IV-10), sans que l'on voie un effet laser gênant. Cette différence de comportement en régime impulsionnel, et la plus grande sensibilité de l'amplificateur à un effet laser parasite, peut être due aux instabilités du spectre de la diode laser en cavité étendue dans ce régime.

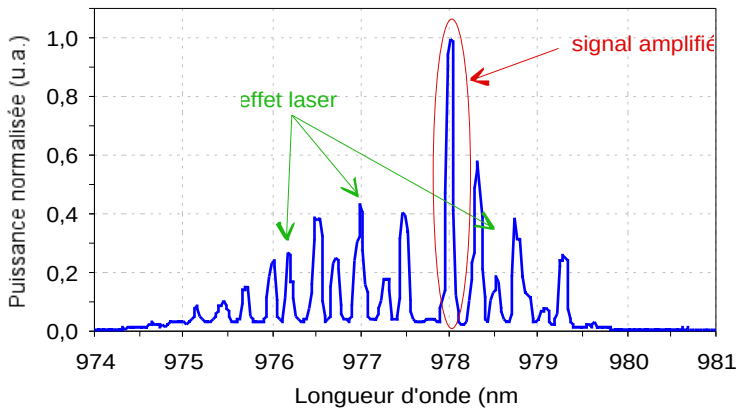
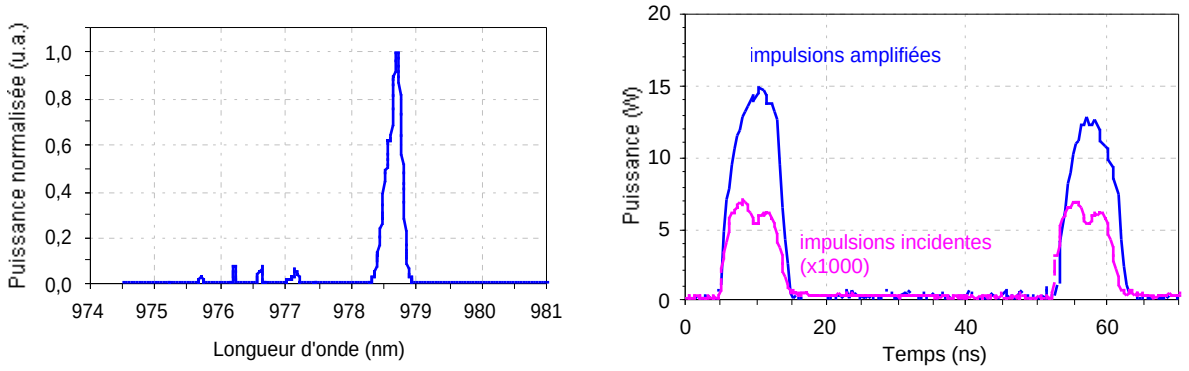


Figure IV-24 : Spectre en sortie de l'amplificateur à fibre pour une puissance incidente moyenne de 0,1 mW à 978 nm. La puissance de pompe est de 2,5 W pour une longueur de fibre de 40 cm.

La puissance crête accessible est donc plus faible que ce qu'on pouvait espérer, avec une puissance crête maximale de 15 W (figure IV-23 (b)). L'amplificateur travaille en régime

d'extraction de la puissance pour des puissances moyennes supérieures à 1 mW. En effet, la puissance moyenne après amplification peut atteindre 2 W. Cette puissance moyenne extraite est supérieure à celle obtenue avec l'effet laser filtré étudié dans le chapitre III-4, en fait proche de la puissance dans le cadre de l'effet laser libre, qui ne présente pas les pertes dues au filtrage de la longueur d'onde du laser spectralement filtré.

Il faut donc travailler avec une puissance moyenne incidente suffisante pour éviter un effet laser parasite, que l'on peut malgré tout encore voir sur le spectre de la figure IV-25 (a), et bénéficier de la possibilité d'utiliser pleinement des puissances de pompe importantes, et donc accéder à des gains élevés. Dans ce cas, l'amplification du signal ne modifie ni sa largeur spectrale, ni les caractéristiques temporelles des impulsions (figure IV-25).



(a) Spectre en sortie de l'amplificateur.

(b) Impulsions en entrée et en sortie de l'amplificateur à fibre pour une puissance de pompe de 2,8 W et une fibre de 40 cm. Les impulsions incidentes ont été multipliées par 1000 pour leur visibilité.

Figure IV-25 : Caractéristiques spectrales et temporelles du signal de 1 mW de puissance moyenne amplifiée dans une fibre de 40 cm pompée avec une puissance de 2,8 W. La durée des impulsions est de 10 ns, et leur cadence est de 13 MHz.

Pour amplifier des signaux de faible puissance moyenne incidente à 976 nm, nous ne pourrons pas exploiter tout le gain disponible avec une forte puissance de pompe. Il sera possible de diminuer la puissance de pompe en dessous du seuil de l'effet laser parasite, c'est-à-dire en dessous de 1 W. Le gain obtenu pour une puissance incidente moyenne de l'ordre de 0,1 mW est en pratique aussi élevé avec une puissance de pompe de 700 mW (32 dB environ) qu'avec une puissance de pompe de 2,5 W (28 dB environ). Néanmoins, la puissance moyenne en sortie de l'amplificateur est plus faible avec une puissance de pompe de 700 mW qu'avec une puissance de pompe de 2,5 W (figure IV-22 (b) et IV-23 (b)). D'un autre côté, le spectre est de meilleure qualité en l'absence d'effet laser, donc avec une puissance de pompe faible. En conclusion, il nous faut faire un compromis entre la puissance moyenne du signal incident à amplifier et la puissance de pompe utilisée, en ajustant la longueur de la fibre, pour obtenir un gain élevé, et un spectre de bonne qualité (figure IV-26). Nous travaillerons d'ailleurs avec des puissances moyennes incidentes plus élevées.

Pour obtenir des gains plus élevés et conserver un bon rapport signal à bruit, il faudrait filtrer l'ASE ou d'éventuels effets laser avec un filtre très fin (comme un étalon Fabry-Perot, par exemple). Une autre solution serait d'utiliser un deuxième étage d'amplification. Un premier étage pourrait ici être pompé avec une puissance à 914 nm de 700 mW, pour une fibre de 25 cm, puisqu'elle permet d'obtenir un gain de 32 dB pour une puissance moyenne incidente de 0,1 mW, en régime d'amplification. Un deuxième étage, d'extraction de la puissance, pourrait utiliser la puissance de pompe restante (environ 2 W) pour amplifier le signal issu du premier amplificateur, dont la puissance moyenne serait de l'ordre de 150 mW.

Pour une puissance de pompe de 2 W et une fibre de 40 cm, le deuxième étage aurait un gain théorique de 10 dB, et permettrait d'atteindre une puissance moyenne de 1,6 W environ, sans problème d'ASE ni d'effet laser parasite.

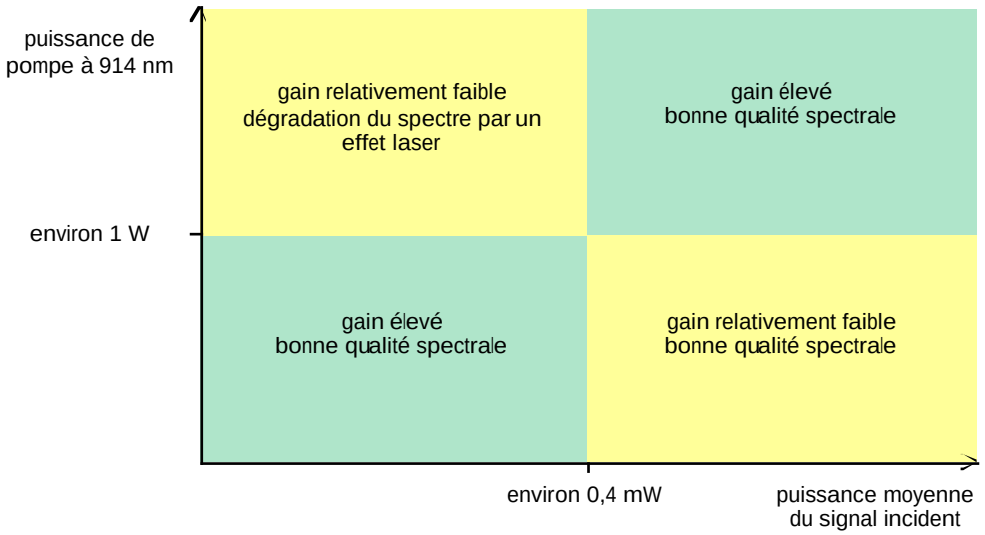


Figure IV-26 : Résumé des caractéristiques du gain et du spectre du signal amplifié en fonction de la puissance moyenne du signal incident et de la puissance de pompe.

L'équipe de l'ORC de Tampere a aussi réalisé pendant la durée de ma thèse l'amplification de leur laser à verrouillage de modes à 976 nm générant des impulsions de l'ordre de 2 ps [Grudinin 03]. Pour une puissance moyenne incidente de 3 mW, avec une puissance de pompe absorbée de 2 W sur 4 W incidents répartis en co et contrapropagation, la puissance moyenne après amplification est de 1,55 W. Le gain est de 517, soit de 27 dB environ, et la puissance crête correspondante est de 32 kW. Cette amplification permet d'obtenir des puissances moyennes non négligeables pour un éventuel doublement de fréquence, d'autant plus que les puissances crêtes disponibles en régime picoseconde sont plus importantes que celles obtenues en régime nanoseconde, pour des cadences d'impulsions proches. Par contre, le spectre du laser après amplification s'est élargi, passant d'environ 0,5 nm à environ 3 nm, ce qui n'est pas le cas pour l'amplification du LCE impulsionnel. Cette dernière solution s'avère donc tout de même plus judicieuse dans le cadre du doublement de fréquence de la source impulsionnelle à 976 nm amplifiée, que je vais présenter dans le paragraphe suivant.

5 - Doublement de la fréquence de la source impulsionnelle

La source impulsionnelle amplifiée, que nous avons réalisée, a un spectre assez fin pour être efficacement doublée en fréquence, bien qu'il soit un peu plus large que l'acceptance spectrale du cristal non linéaire. Les puissances crêtes et moyennes accessibles après amplification sont suffisamment importantes pour que la conversion de fréquence soit plus efficace en régime impulsionnel qu'en régime continu. La source impulsionnelle est doublée en fréquence par le guide d'onde PP MgO:LN utilisé pour le doublement en fréquence du laser continu à 976 nm affiné spectralement (paragraphe III-4). En étude préliminaire au doublement de la fréquence de la source amplifiée, nous avons réalisé le doublement en fréquence du LCE en régime

continu amplifié dans la fibre dopée. Nous comparerons donc le doublement de fréquence en régime impulsionnel et en régime continu dans des conditions similaires.

5.1 Montage expérimental

Le montage expérimental du doublement de fréquence de la source amplifiée (figure IV-27) est assez similaire à celui du doublement de fréquence de la source laser (paragraphe III-4.2.2). La sortie amplifiée à 976 nm est remise en forme par le prisme, et la puissance incidente sur le guide d'onde est réglée par un système lame demi-onde / cube séparateur de polarisation. L'ensemble du système optique compris entre la sortie de la fibre et l'entrée du guide d'onde PP MgO:LN a une transmission de 65 %. Le couplage dans le guide d'onde, réalisé par un objectif de 6,5 mm de focale, est mesuré de la même façon que dans le chapitre III-4.2.2, et est de 44 %, ou de 57 % en prenant en compte les pertes de Fresnel aux interfaces du guide et les pertes par propagation dans le guide.

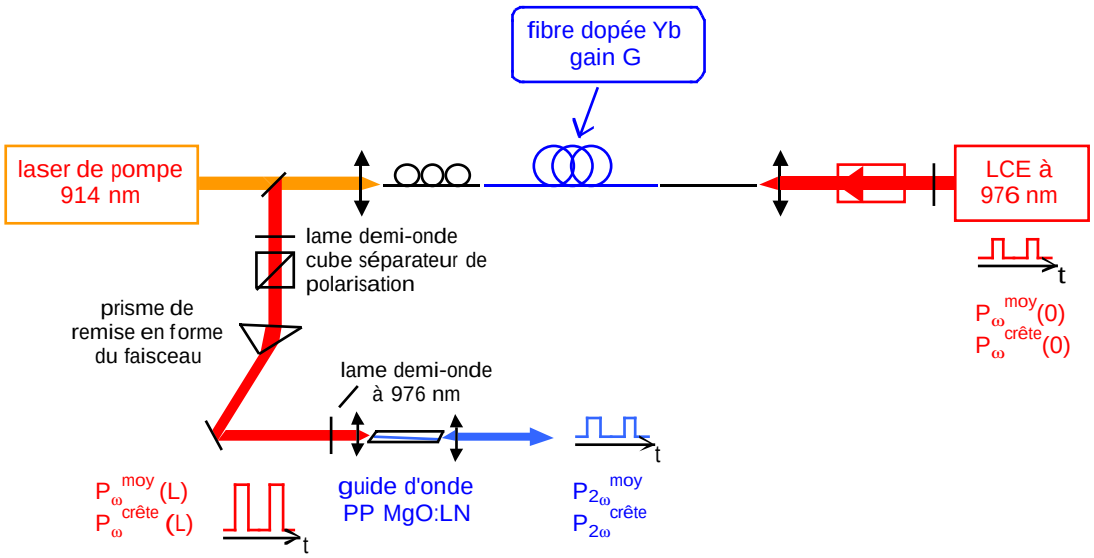
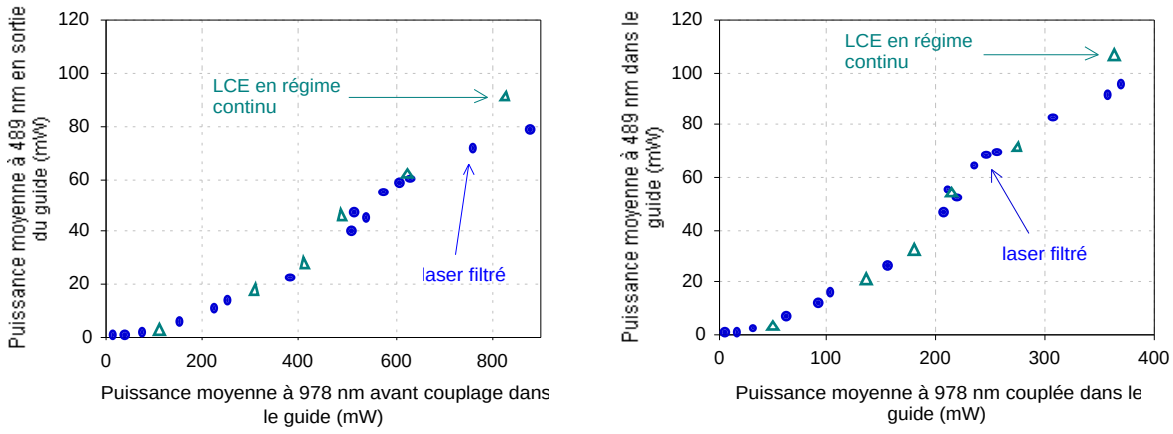


Figure IV-27 : Montage expérimental et notations pour le doublement de fréquence de la source impulsionnelle.

Le doublement de fréquence du LCE a été réalisé en régime continu et en régime impulsionnel dans les mêmes conditions afin de pouvoir les comparer et de voir l'influence du régime impulsionnel sur la conversion de fréquence. La courbe d'efficacité de cette source est présentée en figure IV-28, où elle est comparée avec le résultat obtenu avec le laser filtré (voir chapitre III).



*(a) Puissance à 489 nm **en sortie** du guide en fonction de la puissance à 978 nm avant couplage dans le guide.*

*(b) Puissance à 489 nm **dans** le guide en fonction de la puissance à 978 nm couplée dans le guide.*

Figure IV-28 : Courbe d'efficacité de la conversion du LCE amplifié en régime continu, et comparaison avec le laser filtré (chapitre III).

Nous pouvons voir que l'efficacité de la conversion du LCE en régime continu est similaire à celle de la conversion de la fréquence du laser filtré, ce qui était attendu. Les spectres de ces deux sources sont effectivement presque similaires, avec des largeurs inférieures à 0,07 nm. L'efficacité normalisée intrinsèque de cette conversion est de 139 %/W, et est identique à celle obtenue avec le laser filtré. Pour une puissance couplée dans le guide de 360 mW à 978 nm, 107 mW à 489 nm ont été obtenus, correspondant à une efficacité interne de 30 %.

Le LCE permet donc d'obtenir des efficacités de conversion équivalentes à celle du laser filtré. Le spectre du LCE en régime impulsionnel, qui est plus large que dans le cas du régime continu, est aussi plus large que l'acceptance spectrale du cristal, mais ce problème devrait être compensé par la puissance crête importante des impulsions. Une brève analyse théorique du rendement de doublement de fréquence est maintenant présentée, afin de déterminer quelles devront être les caractéristiques des impulsions permettant d'optimiser la conversion, en tenant compte des paramètres expérimentaux.

5.2 Optimisation de la source impulsionnelle pour la conversion de fréquence

Pour les applications visées pour une source bleue émettant à 488 nm, la grandeur utile est la puissance moyenne disponible. En régime impulsionnel, la puissance moyenne dans le bleu après la conversion non linéaire dépend de la puissance crête dans l'infrarouge au travers de l'équation IV-3 :

$$P_{2\omega}^{moy} = \tanh^2\left(\sqrt{\eta\, P_{\omega}^{crête}(L)}\right) \times P_{\omega}^{crête}(L) \times f \times \Delta t, \qquad \text{(IV-3)}$$

où $P_{\omega}^{crête}(L)$ et $P_{2\omega}^{moyen}$ sont respectivement la puissance crête dans l'infrarouge incidente sur le milieu non linéaire et la puissance moyenne dans le bleu, f est la fréquence du signal impulsionnel doublé, Δt la durée des impulsions, et η est l'efficacité de la conversion de fréquence, définie par l'expression (III-24). Des puissances crêtes élevées dans l'infrarouge permettront donc d'obtenir des puissances moyennes importantes dans le bleu. La puissance crête à 976 nm incidente sur le milieu non linéaire résulte de l'amplification dans la fibre dopée avec un gain G : $P_{\omega}^{crête}(L) = G \times P_{\omega}^{crête}(0)$. Le doublement de fréquence s'écrit alors :

$$P_{2\omega}^{moy} = \tanh^2\left(\sqrt{\eta \times G \times P_{\omega}^{crête}(0)}\right) \times G \times P_{\omega}^{crête}(0) \times f \times \Delta t\,. \qquad \text{(IV-4)}$$

Dans cette équation, le gain G est fonction de la puissance moyenne à ω avant amplification ($P_{\omega}^{moy}(0) = P_{\omega}^{crête}(0) \times f \times \Delta t$).

Une étude du rendement de conversion peut donc être réalisée pour déterminer la puissance moyenne incidente "idéale". La puissance moyenne avant amplification $P_{\omega}^{moy}(0)$ est déterminée par la durée et la cadence des impulsions, et par leur puissance crête. Expérimentalement, nous avons décidé de ne faire varier qu'un seul paramètre, la cadence des impulsions, et de fixer la puissance crête à 7 mW et la durée des impulsions à 10 ns. La puissance moyenne des impulsions avant amplification est donc fixée par la cadence des impulsions. Le gain théorique est calculé à l'aide du modèle simplifié pour une puissance de pompe de 2,5 W, et une fibre de 40 cm. La puissance après amplification $P_{\omega}^{moy}(L)$ est injectée dans le guide d'onde PP MgO:LN en prenant en compte le couplage expérimental de 44 %, ainsi que la transmission des optiques. La conversion de fréquence est réalisée avec une efficacité normalisée intrinsèque de environ 140 %/W, obtenue en régime continu avec le laser filtré (chapitre III-5), et le LCE en régime continu. Cette efficacité de conversion est surestimée ici à cause de la largeur spectrale de la source qui est un peu grande. La figure IV-29 présente la courbe théorique de la puissance moyenne dans le bleu en fonction de la puissance moyenne dans l'infrarouge avant l'amplification dans la fibre dopée, ainsi que le gain de l'amplification.

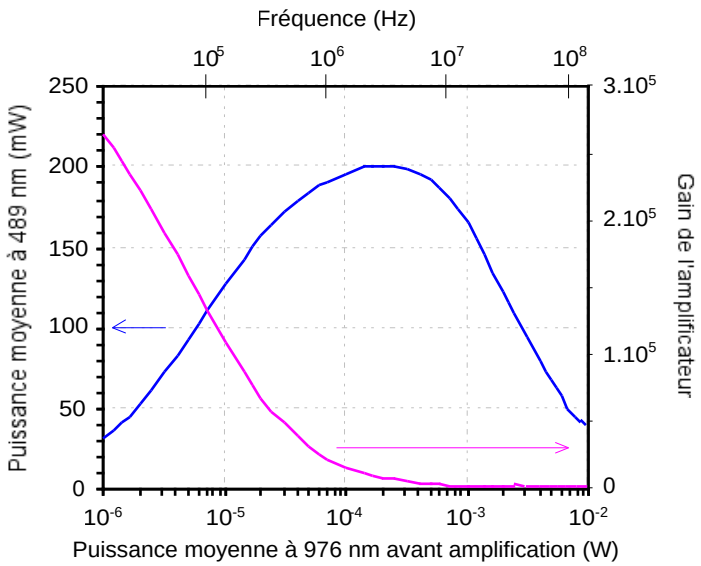


Figure IV-29 : Evolution théorique du gain à 976 nm et de la puissance moyenne à 489 nm en fonction de la puissance moyenne à 976 nm avant amplification par la fibre dopée. La simulation utilise une fibre de 40 cm pour une puissance de pompe de 2,5 W. La fréquence est donnée pour des durées d'impulsions de 10 ns.

La puissance moyenne à 489 nm $P_{2\omega}^{moy}$ augmente avec la puissance moyenne à 976 nm avant amplification $P_{\omega}^{moy}(0)$, bien que le gain diminue, cette diminution étant largement compensée par l'augmentation de $P_{\omega}^{moy}(L)$. Puis la diminution du gain devient trop rapide, et l'efficacité de la conversion décroît. On observe donc un maximum de la puissance moyenne à 2ω. D'après la figure IV-18, la puissance à 488 nm atteint ce maximum pour une puissance moyenne avant amplification proche de 0,2 mW, c'est-à-dire pour une cadence de l'ordre de 3 MHz pour des impulsions de 10 ns. Théoriquement, la puissance moyenne obtenue dans le

bleu devrait alors être de l'ordre de 200 mW. Mais cette simulation ne prend pas en compte les éventuels effets laser parasites qui diminuent le gain réel, et la largeur spectrale des impulsions qui réduisent l'efficacité de conversion.

5.3 Doublement de fréquence des impulsions du LCE après amplification

Le guide d'onde est utilisé dans les mêmes conditions que dans le cas du laser continu à 976 nm. Le LCE a donc été réglé vers 978 nm. Le doublement de fréquence a été optimisé expérimentalement pour une durée d'impulsions de 10 ns, et une cadence de 13 MHz. Pour ces caractéristiques des impulsions, la puissance moyenne incidente, avant amplification, est de 1 mW, pour une puissance crête de 7 mW. Ces valeurs sont proches de l'optimum de la conversion non linéaire, d'après la figure IV-29. Les impulsions avant et après amplification sont comparées sur la figure IV-24.

Après amplification dans la fibre dopée de 40 cm, pompée par une puissance de 2,8 W, ces impulsions ont une puissance moyenne de 2 W pour une puissance crête de 14 W. Le gain en puissance moyenne ou crête est de 33 dB. La puissance moyenne ainsi obtenue est de 0,7 W environ en entrée du cristal non linéaire.

Pour ces caractéristiques des impulsions, la figure IV-30 compare les performances théoriques du doublement de fréquence dans le guide d'onde PP MgO:LN, avec celles correspondant au doublement d'un signal continu ($P_\omega^{crête} = P_\omega^{moy}$). Le régime impulsionnel conduit théoriquement à une puissance dans le bleu plus importante, à même puissance moyenne dans l'infrarouge en sortie de l'amplificateur, car la puissance crête correspondante est significativement plus élevée. Rappelons toutefois que ce calcul ne prend pas en compte la largeur spectrale des sources utilisées. Les valeurs maximales à 489 nm obtenues dans ces deux régimes sont indiquées sur la figure.

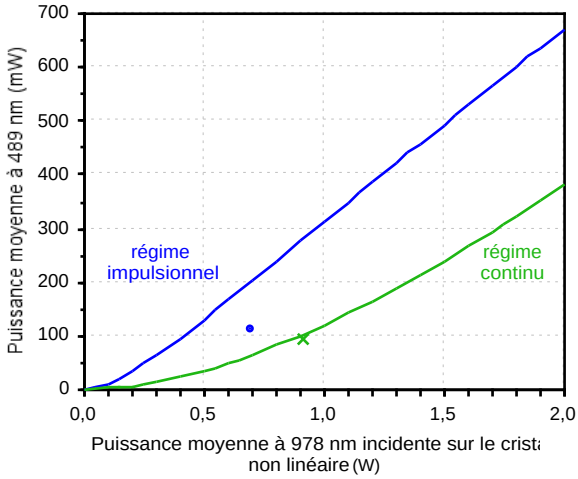
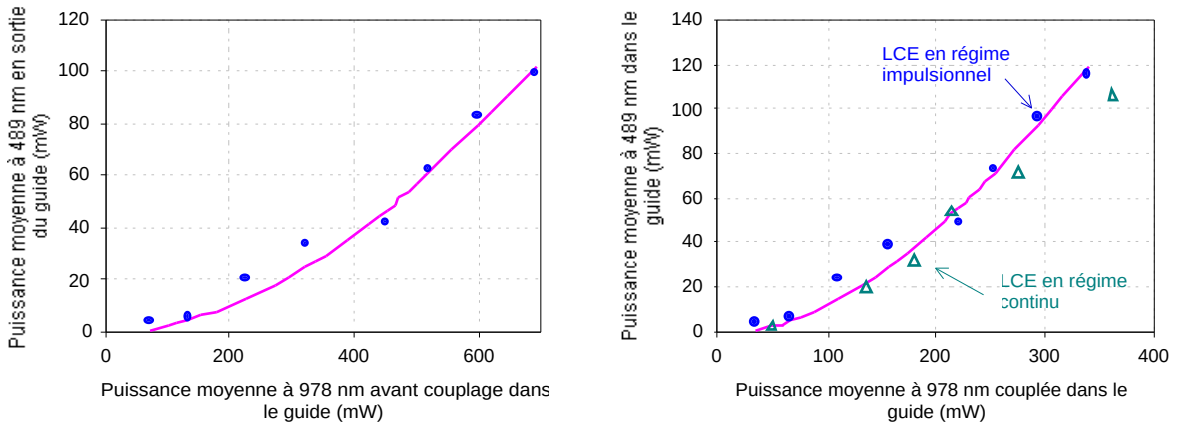


Figure IV-30 : Comparaison théorique (traits) des régimes continu et impulsionnel (Δt = 10 ns, f = 13 MHz) pour le doublement de fréquence. Les points correspondent aux valeurs expérimentales maximales obtenues en régime continu (croix) et impulsionnel (point) à partir du LCE.

La caractéristique de la puissance moyenne de bleu en régime impulsionnel obtenue est présentée en figure IV-31, et est comparée au cas du doublement de fréquence de la diode laser en cavité étendue amplifiée en régime continu, afin d'évaluer l'intérêt du régime impulsionnel.



*(a) Puissance moyenne à 489 nm **en sortie** du guide en fonction de la puissance moyenne d'infrarouge avant le guide, et comparaison avec la courbe de tendance parabolique.*

*(b) Puissance moyenne à 489 nm **dans** le guide en fonction de la puissance moyenne d'infrarouge couplée dans le guide (ronds), et comparaison avec le doublement de fréquence après amplification du LCE en régime continu (triangles).*

Figure IV-31 : Caractéristiques de la conversion de fréquence en régime impulsionnel et comparaison avec le cas du régime continu.

Les impulsions observées dans le bleu conservent des caractéristiques temporelles proches de celles des impulsions fondamentales. La puissance moyenne à 489 nm maximale obtenue en sortie du guide est de 100 mW pour une puissance moyenne d'infrarouge en entrée du guide de 690 mW. L'efficacité de conversion externe est alors de 14 %. En prenant en compte les pertes de Fresnel et de propagation dans le guide, la puissance moyenne à 489 nm maximale dans le guide est de 115 mW pour une puissance moyenne d'infrarouge couplée dans le guide de 340 mW. L'efficacité de la conversion interne est alors de 34 %. L'efficacité normalisée intrinsèque de la conversion est déterminée à partir du fit parabolique présenté en figure IV-29 (b). Elle est de η_{norm} = 141 %/W. Ces valeurs sont similaires à celles observées en régime continu, même si elle sont légèrement supérieures. La conversion est donc à peine plus efficace en régime impulsionnel, ce qui est un peu décevant au vu de nos attentes. Nous l'attribuons à une réduction de l'efficacité non linéaire induite par la largeur spectrale du LCE en régime impulsionnel (0,3 nm), qui est un peu grande par rapport à l'acceptance spectrale du guide d'onde PP MgO:LN (0,14 nm). Dans ce cas, seule 50 % de la puissance incidente à 978 nm sur le guide d'onde est réellement doublée en fréquence. De plus, le réglage de la longueur d'onde du LCE n'est pas assez fin pour optimiser le doublement.

5.4 Discussion sur l'utilisation du guide d'onde

Les guides d'onde PP MgO:LN permettent d'avoir accès à des efficacités normalisées très importantes. Néanmoins, la principale difficulté de leur utilisation est la dimension du guide pour obtenir un faisceau si possible monomode à 488 nm, qui est de 3 x 5 μm^2 dans notre cas. Le couplage dans le guide est très délicat, et constitue la première limitation de la puissance à 488 nm que nous avons obtenue, que ce soit en régime continu ou en régime impulsionnel. Une question peut alors se poser : serait-il plus efficace de travailler avec un cristal de PPLN massif ou un autre cristal non linéaire massif ayant des coefficients non linéaires très élevés, comme le niobate de potassium ($KNbO_3$) ?

Nous avons donc comparé théoriquement la puissance moyenne à 488 nm obtenue par doublement de la fréquence du LCE impulsionnel amplifié dans le guide d'onde PP MgO:LN

que nous avons utilisé, un cristal de PPLN massif, et un cristal massif de $KNbO_3$. Ces calculs tiennent compte de la transmission globale des optiques de transport et de remise en forme du faisceau entre la sortie de la fibre dopée et l'entrée du cristal non linéaire pour les trois cristaux. Pour le guide d'onde, on rajoute le couplage expérimental de 44 %. L'efficacité de conversion normalisée des cristaux est calculée d'après (IV-5) :

$$\eta_{norm} = \frac{P_{2\omega}^{moy}}{\left(P_{\omega}^{moy}\right)^2} = \frac{8\pi\ d_{eff}\ L^2}{n_{2\omega}\ n_{\omega}^2\ \varepsilon_0\ c\ w_0^2\ \lambda^2} \quad \text{(IV-5)}$$

où L est la longueur du cristal, n_ω et $n_{2\omega}$ les indices de réfraction à 976 et 488 nm, w_0 le rayon du faisceau à 976 nm, et λ est la longueur d'onde infrarouge. La taille des cristaux est identique, et, sauf pour le guide d'onde, la taille du faisceau est déterminée de façon à optimiser la longueur de Rayleigh du faisceau à 976 nm par rapport à la longueur du cristal. Le tableau IV-2 récapitule les caractéristiques des cristaux utilisés et leur efficacité de conversion normalisée η_{norm} théorique, et, pour le guide d'onde PP MgO:LN que nous avons utilisé, l'efficacité expérimentale.

	Guide d'onde PP MgO:LN	PPLN massif	$KNbO_3$ massif
d_{eff} (pm/V)	17	17	17
Longueur (mm)	8,3	8,3	8,3
Rayon du faisceau (µm)	2	24	25
η_{norm} (%/W)	expérience : 141 (théorie : 450)	3	1,3

Tableau IV-2 : Paramètres utilisés pour comparer les efficacités des trois cristaux.

Quand l'approximation parabolique de l'expression IV-4 de la puissance moyenne dans le bleu est valable (IV-6), c'est-à-dire pour des efficacités de conversion inférieures à 10 % la comparaison du guide d'onde et d'un cristal massif se fait entre η_{norm}(guide) x couplage et η_{norm}(massif).

$$P_{2\omega}^{moy} \approx \eta_{norm} \times \text{couplage}^2 \times \left(P_{\omega}^{crête}(L)\right)^2 \quad \text{(IV-6)}$$

Pour que le guide d'onde reste la solution la plus favorable, il faut que le couplage au carré dans le guide soit supérieur au rapport de l'efficacité du cristal massif sur celle du guide d'onde. Ceci revient à dire que le guide d'onde PP MgO:LN est plus efficace que le cristal de PPLN massif tant que le couplage est supérieur à 14 %, ce qui est le cas ici.

Pour des efficacités de conversion plus élevées, il faut tenir compte de la déplétion de la pompe. La limite ultime est atteinte lorsque la conversion est de 100 %. Dans ce cas, la puissance convertie dans le bleu n'est plus limitée que par le couplage de l'onde infrarouge dans le cristal, et le guide d'onde, avec ses pertes importantes, n'est plus intéressant. La figure IV-32 permet de comparer la puissance moyenne obtenue à 488 nm par doublement de fréquence dans le guide d'onde PP MgO:LN, le cristal de PPLN massif, ou le cristal de $KNbO_3$. La puissance incidente à 976 nm correspond aux impulsions que nous avons utilisées expérimentalement, avec des durées d'impulsions de 10 ns et des cadences de 13 MHz. La puissance moyenne totale issue de l'amplificateur est de 2 W. La transmission globale du système étant de 39 %, on ne pourra dépasser en pratique une puissance moyenne incidente sur le cristal non linéaire de 800 mW. Le point expérimental pour une puissance moyenne incidente de 690 mW à 976 nm est aussi indiqué.

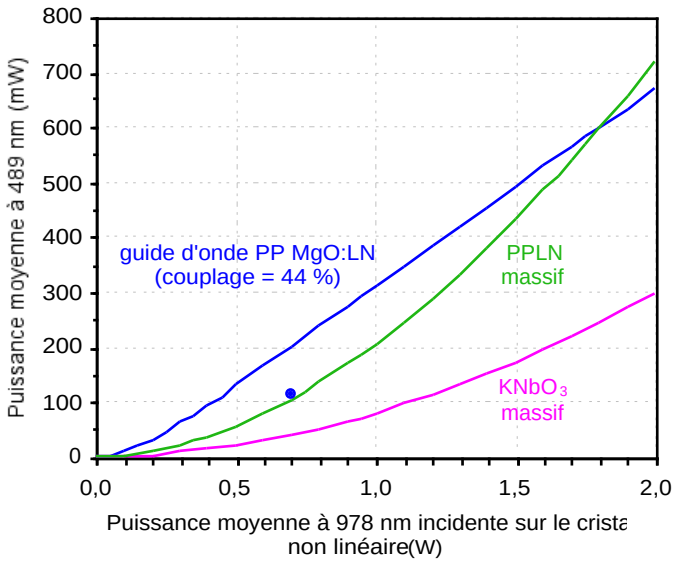


Figure IV-32 : Comparaison des performances en régime impulsionnel du doublement de fréquence pour trois types de cristaux, pour des durées d'impulsions de 10 ns et une cadence de 13 MHz.

Nous pouvons voir que le couplage dans le guide d'onde est une donnée critique pour comparer l'efficacité du guide d'onde et le cristal de PPLN massif. Pour le couplage de 44 % que nous avons obtenu, le guide d'onde reste la meilleure solution tant que la puissance moyenne incidente est inférieure à 1,7 W. Il est ensuite préférable d'utiliser un cristal massif de PPLN. Néanmoins, cette limite de puissance moyenne incidente maximale sera diminuée expérimentalement à cause du phénomène de limitation de la puissance moyenne générée que nous avons observée.

6 - Conclusion

La diode laser en cavité étendue à 976 nm est une source ayant un spectre fin et stabilisé en régime continu et impulsionnel. Dans ce dernier cas, le spectre a une largeur de 0,3 nm, supérieure à l'acceptance spectrale du guide d'onde non linéaire. Une étude préliminaire de l'amplification en régime continu de ce LCE nous a permis d'évaluer les gains disponibles pour l'amplification d'un signal impulsionnel, et d'obtenir des gains pouvant s'élever à plus de 40 dB dans une fibre de 40 cm pour une puissance de pompe de 2,5 W. Les gains disponibles en régime impulsionnel sont donc très élevés, permettant l'accès à des puissances crêtes importantes.

Le choix des durées et des cadences des impulsions est très important pour l'amplification en régime impulsionnel. Si on veut que les puissances crêtes ne modifient pas l'inversion de population du milieu dopé, il faut que la durée des impulsions soient inférieure au temps de réponse du milieu. Expérimentalement, nous avons vu que cette condition correspond à des impulsions de durées inférieures à 100 ns. Une autre limitation de ce régime est l'apparition de l'ASE ou d'un effet laser entre deux impulsions, si la puissance de pompe

est supérieure au seuil de cette oscillation laser parasite, évalué expérimentalement à 1 W. Il faut donc utiliser des cadences supérieures à au moins 2 MHz, pour éviter l'ASE et 10 MHz pour éviter l'effet laser, pour une durée des impulsions de 50 ns. Un compromis est nécessaire entre ces contraintes temporelles et la puissance moyenne du signal incident, qui ne doit pas être trop élevée pour que le gain reste important. Pour des puissances de pompe supérieures au seuil de l'oscillation laser parasite, un signal injecté ayant une puissance moyenne faible, inférieure à 0,3 mW, n'est pas correctement amplifié. Il vaut alors mieux utiliser une puissance de pompe inférieure au seuil de l'effet laser. Pour des puissances moyennes du signal incident supérieures à 0,3 mW, la puissance maximale de pompe peut être utilisée, donnant accès à des gains de l'ordre de 30 dB.

Le doublement de cette source a ensuite été réalisé dans le guide d'onde PP MgO:LN utilisé pour la conversion de la fréquence de la source laser (chapitre III). L'optimisation expérimentale des impulsions pour cette application nous a conduit à l'utilisation d'une durée d'impulsions de 10 ns et une cadence de 13 MHz. Avec une puissance moyenne de 1 mW environ, la puissance de pompe totale (2,8 W) peut être utilisée, et un gain de l'ordre de 33 dB a été obtenu, conduisant à une puissance moyenne du signal amplifié de 2 W pour une puissance crête de 14 W. Malgré les pertes liées à la transmission des optiques de transport et de remise en forme du faisceau et au couplage dans le guide non linéaire, une puissance moyenne maximale de 100 mW a été obtenue en sortie du guide, correspondant à une efficacité de conversion interne de 34 %. Ces résultats sont très proches de ceux obtenus en régime continu, et sont limités par la largeur spectrale de la source impulsionnelle. Le couplage dans le guide d'onde PP MgO:LN peut être amélioré en utilisant un autre système de remise en forme du faisceau infrarouge, un système de biprismes par exemple, ou de couplage dans le guide d'onde, grâce à une fibre lentillée. Les performances de ce système peuvent être donc largement améliorées.

Le chapitre suivant est quant à lui consacré à l'étude d'une solution alternative aux fibres dopées. Il présente l'étude de la transition à 981 nm d'un cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions ytterbium. Après un bref aperçu de la spectroscopie de ce cristal, la vraie transition à trois niveaux à 981 nm est étudiée. Cette étude est réalisée expérimentalement en pompage par un laser à saphir dopé au titane (Ti:Sa) à 931 nm, qui nous a permis de mettre en évidence une émission étonnamment intense à 981 nm. Nous avons donc confronté ces résultats à une modélisation de la transition dans ce cristal, directement issue du modèle que nous avons développé pour la transition à 976 nm dans les fibres dopées monomodes, afin de comprendre les phénomènes mis en jeu. Les résultats que nous avons obtenus en pompage avec le laser Ti:Sa étant encourageants, nous avons envisagé le pompage par diode laser de ce cristal. Ce chapitre V présentera donc les résultats et les difficultés rencontrées et analysées lors de ces différentes études.

Chapitre V

Une alternative aux fibres : l'émission à 981 nm dans un cristal de $KY(WO_4)_2$

INTRODUCTION _____ **165**

1 - DESCRIPTION DU CRISTAL DE $KY(WO_4)_2$ DOPÉ PAR DES IONS Yb^{3+} ___ **166**

1.1 Quelques caractéristiques physiques **166**

1.2 Spectroscopie du cristal **167**

2 - ETUDE DU CRISTAL DE Yb:KYW EN POMPAGE PAR UN LASER À SAPHIR DOPE AU TITANE _____ **169**

2.1 Laser à saphir dopé au titane de pompage **170**

2.2 Etude de l'absorption de la pompe **172**

2.3 Deux types d'émission à 981 nm **174**

2.4 Emission spontanée amplifiée à 981 nm **175**

2.4.1 - Mise en évidence expérimentale et caractérisation de l'ASE *175*
2.4.2 - Modélisation de la source : de l'importance des réflexions *177*
2.4.3 - Validation expérimentale de l'influence d'une réflexion *179*

2.5 Effet laser à 981 nm **182**

2.5.1 - Oscillation laser à 981 nm entre les faces des cristaux *182*
2.5.2 - A la recherche de l'oscillation laser en cavité *185*
2.5.3 - Discussion sur l'effet laser dans ce cristal *187*

3 - VERS LE POMPAGE PAR DIODE... _____ **190**

4 - CONCLUSION _____ **193**

Chapitre V

Une alternative aux fibres : l'émission à 981 nm dans un cristal de $KY(WO_4)_2$

Une alternative aux lasers et amplificateurs à fibres dopées par des ions ytterbium est possible avec les cristaux dopés. Les cristaux dopés par des ions Yb^{3+} sont des matériaux intéressants pour leur diversité et leur disponibilité, comme nous avons pu le voir dans l'état de l'art du chapitre I. Mais la transition $^2F_{7/2}$ - $^2F_{5/2}$ que nous étudions, qui est une vraie transition à trois niveaux, est difficile à mettre en œuvre. Le choix du cristal utilisé pour l'étude de cette transition est important, et a été présenté dans le chapitre I.3.3. Les deux principaux critères de choix sont l'intensité de transparence, c'est-à-dire l'intensité minimale de la pompe pour que l'émission autour de 976 nm ne soit plus absorbée, et le gain disponible pour cette transition. Un premier cristal de $Sr_5(PO_4)_3F$ (S-FAP) dopé par des ions ytterbium a été retenu. L'étude de son émission à 985 nm a été réalisée par Sylvie Yiou dans le cadre de sa thèse dans l'équipe ELSA. La très faible intensité de transparence de ce cristal (2 kW/cm^2) s'accompagne d'un gain de 49 cm^{-1} pour une intensité de pompage égale à 10 fois l'intensité de transparence. Ce cristal, pompé à 900 nm par un laser à saphir dopé au titane, a permis l'obtention d'une puissance de 250 mW à 985 nm pour une puissance de pompe de 2 W [Yiou 03-2]. Mais ce cristal n'est pas disponible commercialement, puisqu'il a été développé exclusivement par le Lawrence Livermore National Laboratory. Dans la continuité de cette étude, nous avons choisi de travailler avec le cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions Yb^{3+}. Il présente en effet une intensité de transparence relativement faible (~ 20 kW/cm^2), un gain potentiellement élevé, favorable à l'effet laser et à l'amplification autour de 976 nm, et est disponible commercialement.

Le cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions ytterbium est noté Yb:KYW. Ses principales caractéristiques physiques et spectroscopiques sont présentées dans un premier paragraphe. Nous définirons ici quelles sont les contraintes sur la source de pompage à utiliser pour étudier sa transition à 981 nm.

Une étude de l'émission laser à 981 nm à partir de ce cristal a été réalisée avec un laser à saphir dopé au titane (laser Ti:Sa). Des cristaux de longueurs différentes ayant le même dopage ont été testés. Nous avons, à cette occasion, observé une émission spontanée à 981 nm étonnamment forte que nous avons étudiée. Cette émission laissant prévoir un fort gain à 981 nm, nous avons cherché à obtenir une émission laser efficace en testant plusieurs configurations de cavité. Cette étude nous a permis d'analyser les difficultés liées à la transition à 981 nm de ce cristal.

À partir de cette étude, le pompage par diode de ces cristaux a été envisagé et testé. Il en est ressorti que l'observation du spectre de fluorescence en sortie du cristal pouvait permettre de prévoir si l'oscillation laser était susceptible d'être obtenue ou non. Nous verrons aussi quelles sont les pistes à explorer pour obtenir l'effet laser à 981 nm en pompage par diode.

1 - Description du cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions Yb^{3+}

Le cristal de tungstate de potassium et d'yttrium dopé par des ions ytterbium (Yb:$KY(WO_4)_2$ ou Yb:KYW) est un candidat intéressant pour l'étude de la transition autour de 976 nm. Quelques-unes de ses caractéristiques physiques et spectroscopiques sont présentées ici.

1.1 Quelques caractéristiques physiques

Le cristal de $KY(WO_4)_2$ est un cristal monoclinique, du groupe d'espace C2/c. Sa croissance est obtenue par une méthode de Czochralski modifiée [Kuleshov 97-1]. Le dopage par des ions Yb^{3+} se fait par substitution des ions Y^{3+}. Leurs diamètres atomiques étant proches, 1,78 Å pour Y et 1,94 Å pour Yb, le dopage du cristal de KYW peut se faire avec un taux de substitution des ions yttrium de 0,5 % à 100 % [Klopp 02]. Ces cristaux peuvent donc être fortement dopés. Quelques-unes de leurs caractéristiques physiques sont récapitulées dans le tableau V-1. Les valeurs de leurs indices de réfraction ne sont pas données précisément, mais doivent être proches de celles du cristal de $KGd(WO_4)_2$, qui sont indiquées dans le tableau. D'un point de vue optique, le cristal de $KY(WO_4)_2$ est un cristal uniaxe, avec un axe optique parallèle à l'axe cristallographique c.
Les propriétés thermiques de ce cristal sont indiquées dans le tableau. La conductivité thermique de ce cristal est du même ordre de grandeur que celle du cristal de YVO_4 (de l'ordre de 5 $W.m^{-1}.K^{-1}$). Son coefficient d'expansion thermique est légèrement plus faible sur l'axe c que celui du cristal de YVO_4 (11.10^{-6} K^{-1}), et du même ordre de grandeur dans les autres directions. Les effets thermiques seront du même ordre de grandeur dans le cristal de $KY(WO_4)_2$ que dans un cristal de YVO_4.

Propriété	**$KY(WO_4)_2$**
Paramètres de maille (Å)	a = 8,05 b = 10,35 c = 7,54 β = 94°
Densité ($g.cm^{-3}$)	6,6
Indice de réfraction à 1064 nm *	$n_a \approx 2,03$ $n_b \approx 2,03$ $n_c \approx 1,99$
Dépendance thermique de l'indice dn_i / dT ($x\ 10^{-6}.K^{-1}$)	0,4
Conductivité thermique K_c ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	a : 2,6 b : 3,8 c : 3,4
Coefficient d'expansion thermique α (10^{-6} K^{-1})	a : 4 b : 3,6 c : 8,5

Tableau V-1 : Récapitulatif de quelques propriétés physiques du cristal de $KY(WO_4)_2$ (valeurs pour le cristal de $KGd(WO_4)_2$) [Ekspla].*

1.2 Spectroscopie du cristal

Les niveaux d'énergie des ions ytterbium dans une matrice de KYW sont présentés en figure V-1.

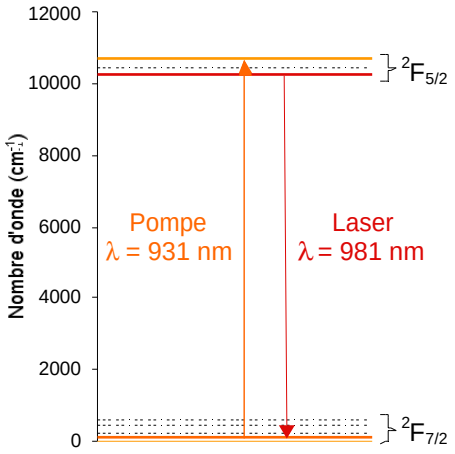


Figure V-1 : Niveaux d'énergie des ions Yb^{3+} dans une matrice de KYW, d'après [Kuleshov 97-1].

Les spectres d'émission et d'absorption (figure V-2) associés à ces niveaux d'énergie montrent la dépendance des sections efficaces d'absorption et d'émission en fonction de la polarisation de la lumière par rapport aux axes cristallographiques du cristal. Ce cristal présente une émission importante à 981 nm, liée à la transition entre le sous-niveau du bas du multiplet $^2F_{5/2}$, et le sous-niveau du bas du multiplet $^2F_{7/2}$. Cette émission est maximale sur la polarisation parallèle à l'axe a. Le spectre d'absorption (figure V-2) présente une absorption intense à cette longueur d'onde, traduisant le caractère "trois niveaux" de la transition. La forte absorption autour de 981 nm, maximale pour la polarisation parallèle à l'axe a, est couramment utilisée pour pomper les cristaux de KYW dopés ytterbium et émettre autour de 1025 nm [Kuleshov 97-2].

L'émission à 981 nm peut être obtenue en utilisant un pompage, sur la polarisation parallèle à l'axe a, entre le sous-niveau du bas du multiplet $^2F_{7/2}$, et le sous-niveau du haut du multiplet $^2F_{5/2}$, vers 931 nm. Une autre solution pourrait être de pomper le cristal autour de 945 nm, où la section efficace d'absorption, pour la polarisation parallèle à l'axe b, est supérieure à la section efficace maximale d'absorption autour de 931 nm. La difficulté est alors d'ordre technologique. Il est en effet très difficile de réaliser des traitements sur les miroirs, présentant une très grande transmission autour de 945 nm et un fort coefficient de réflexion vers 981 nm, tout en assurant aussi une transmission maximale au-delà de 1000 nm. Nous avons donc choisi de pomper le cristal autour de 931 nm. La plus grande différence entre la longueur d'onde de pompe et celle du laser permet d'avoir accès à des traitements des miroirs plus faciles à réaliser.

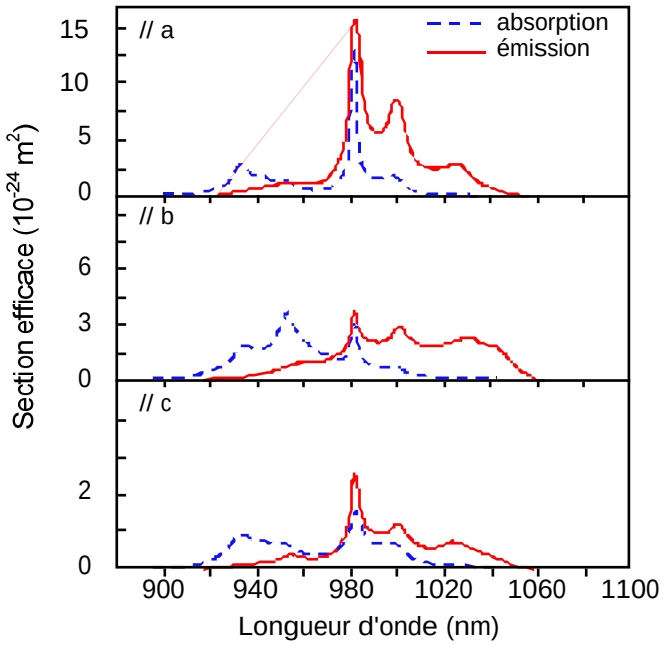


Figure V-2 : Spectres d'absorption et d'émission des ions ytterbium dans un cristal de KYW [Kuleshov 97-1].

Nous allons donc utiliser un pompage à 931 nm sur la polarisation parallèle à l'axe a, qui correspond à la section efficace d'émission maximale (figure V-2). La section efficace d'émission à 981 nm étant maximale sur l'axe a, l'émission sera polarisée parallèlement à cet axe. Le cristal étant uniaxe dans le plan (a,b), et les sections efficaces d'absorption et d'émission étant moins favorables parallèlement à l'axe c, l'axe c est l'axe de propagation des faisceaux.

Les sections efficaces à 931 et 981 nm sont récapitulées dans le tableau V-2. Les sections efficaces sur l'axe a sont au moins 5 fois plus élevées que dans le cas de la silice (2.10^{-24} m^2) pour les fibres optiques dopées. Le gain linéique disponible dans les cristaux est donc potentiellement plus important que dans les fibres. Pour la transition que nous allons utiliser, la bande d'absorption autour de 931 nm est accessible en pompage par un laser à saphir dopé au titane (Ti:Sa), et la largeur de la bande d'absorption (environ 5 nm) est suffisante pour envisager le pompage par diode du cristal.

Longueur d'onde (nm)	**Section efficace d'absorption (10^{-24} m^2)**			**Section efficace d'émission (10^{-24} m^2)**		
	axe a	axe b	axe c	**axe a**	axe b	axe c
931 nm	**3**	1,7	0,8	**0,3**	0,1	0,3
981 nm	**13**	2,5	1,3	**16**	3	2,3

Tableau V-2 : Sections efficaces d'absorption et émission pour la transition utilisée. Les valeurs en gras correspondent à un faisceau polarisé parallèlement à l'axe a [Kuleshov 97-1].

Le temps de vie du niveau excité τ n'est pas très bien connu et varie de 0,23 ms [Kisel 03] à 0,6 ms [Kuleshov 97-1] dans la littérature.

Ces valeurs permettent d'évaluer l'intensité de transparence du cristal pour un pompage à 931 nm (chapitre I-3). L'expression de cette intensité de transparence est rappelée dans l'équation (V-1).

$$I_{trans} = \frac{hc}{\tau \lambda_p} \frac{\sigma_s^{abs}}{\sigma_s^{em} \sigma_p^{abs} - \sigma_s^{abs} \sigma_p^{em}} . \qquad \text{(V-1)}$$

Dans cette expression, τ est le temps de vie de l'état excité, et λ_p la longueur d'onde de la pompe. σ_p^{abs} et σ_p^{em} sont les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde de la pompe. σ_s^{abs} et σ_s^{em} sont celles à la longueur d'onde du signal. Avec les valeurs de sections efficaces données dans le tableau V-2, cette intensité de transparence varie théoriquement entre 10 et 27 kW/cm^2 pour des temps de vie de 0,6 à 0,23 ms respectivement. La transition étant une vraie transition à trois niveaux, il faut utiliser une source de pompage permettant d'avoir accès à des intensités très importantes sur la totalité de la longueur du cristal afin d'obtenir la transparence du milieu entier. Il est donc nécessaire d'avoir une source de très bonne qualité spatiale, ce qui permettra de focaliser le faisceau de pompe sur un diamètre d'autant plus petit que l'on voudra atteindre des intensités au waist élevées. Il faut toutefois veiller à maintenir une longueur de Rayleigh du faisceau au moins égale à la longueur du cristal, pour assurer une forte intensité sur tout le cristal. Néanmoins, un inconvénient de l'utilisation d'un laser monomode transverse est la puissance relativement limitée (2 à 3 W) à laquelle nous aurons accès. Une autre source de pompage possible est une diode laser multimode. Dans ce cas, la puissance de pompe sera importante (10 à 15 W), mais le faisceau est fortement multimode, avec un facteur de qualité supérieur à 10. Puisque le faisceau ne pourra pas être fortement focalisé, les intensités de pompe au waist seront restreintes.

Lorsque la transparence du milieu est obtenue, le gain linéique disponible, par exemple pour une intensité de pompage égale à 10 fois l'intensité de transparence, est de l'ordre de 66 cm^{-1}, d'après l'expression (V-2) :

$$\text{gain @ } 10 \times I_{trans} \approx N_{tot}\, \sigma_s^{em} \frac{9\, \sigma_s^{abs}}{10\, \sigma_s^{abs} + \sigma_s^{em}} . \qquad \text{(V-2)}$$

Nous allons donc chercher à exploiter ce gain linéique 5 fois plus élevé que celui de la silice. Nous avons commencé par une étude de cette transition en pompage par un laser Ti:Sa.

2 - Etude du cristal de Yb:KYW en pompage par un laser à saphir dopé au titane

Quatre cristaux de Yb:KYW ont été étudiés. Ils ont des longueurs différentes mais le même dopage en ions ytterbium. Ces cristaux, mesurant 1 et 1,5 mm de long, sont dopés par 10 % d'ions Yb^{3+}, soit environ 6.10^{20} ions.cm^{-3}. Ils sont commercialisés par "Crystals of Siberia" [Crystals of Siberia] en Russie, et diffèrent par la présence ou l'absence de traitement anti-reflet (AR) sur leurs faces. Pour plus de commodités, les 4 cristaux seront nommés selon le tableau V-3.

Nom du cristal	Longueur	Traitement anti-reflet
cristal A	1 mm	non traité
cristal B	1,5 mm	non traité
cristal C	1 mm	traité AR
cristal D	1,5 mm	traité AR

Tableau V-3 : Notation des cristaux de Yb:KYW utilisés.

Afin d'essayer de comprendre les phénomènes physiques auxquels nous avons été confrontés lors de cette étude, nous avons réalisé des simulations des différentes sources à 981 nm que nous avons étudiées. Ces simulations sont basées sur la modélisation que nous avons développée pour l'étude de la transition à 976 nm dans les fibres monomodes dopées par des ions ytterbium. Cette modélisation, présentée dans le chapitre II, simplifie la vraie transition à trois niveaux en une transition à deux niveaux larges, et considère la propagation des faisceaux qui se fait dans le cœur dopé de la fibre optique monomode. Dans le cas de notre étude des cristaux, les distances de Rayleigh correspondant aux tailles de faisceau que nous avons utilisées (tableau V-4) sont supérieures à la taille des cristaux testés. Nous pouvons donc modéliser le faisceau focalisé dans le cristal par un cylindre de diamètre égal au diamètre du faisceau au waist, et le cristal devient équivalent à une fibre. Notre modélisation sera donc aussi adaptée dans ce cas. Les trois principaux modèles que nous utiliserons ici sont le modèle le plus simple, ne prenant en compte que l'évolution de la puissance de pompe dans le milieu dopé (paragraphe II-1.2), celui prenant en compte l'ASE autour de 976 nm (paragraphe II-1.3), et le modèle analytique développé pour les lasers à fibre (paragraphe III-3.2).

Ces modèles nécessitent la connaissance des valeurs des sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'onde de la pompe et de l'émission. Les valeurs utilisées à 981 nm sont celles données dans la tableau V-2, pour la polarisation parallèle à l'axe a. La section efficace d'émission à la longueur d'onde de la pompe est négligée devant sa section efficace d'absorption. Ce point est vérifié expérimentalement lors de la mesure d'absorption de la pompe. Nous avons aussi besoin de connaître le temps de vie de l'état excité. Il est déterminé à partir de la simulation de la saturation de l'absorption de la pompe présentée dans les paragraphes suivants. La mesure du diamètre du faisceau de pompe des cristaux présente une incertitude de l'ordre de 10 % que nous pourrons utiliser pour l'ajustement des simulations.

2.1 Laser à saphir dopé au titane de pompage

Pour cette étude, nous avons utilisé un laser à saphir dopé au titane (laser Ti:Sa) du Laboratoire de Chimie Appliquée à l'Etat Solide de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris. Il est pompé par un laser à argon ionisé de 18 W, et délivre une puissance de 2 W à 931 nm. Avec le jeu de miroirs utilisé, ce laser est accordable typiquement entre 850 et 1000 nm, ce qui nous permettra de choisir la longueur d'onde pour travailler au maximum d'absorption. Le faisceau est circulaire et limité par la diffraction, son M^2 ayant été mesuré à 1,0 ± 0,1 (figure V-3).

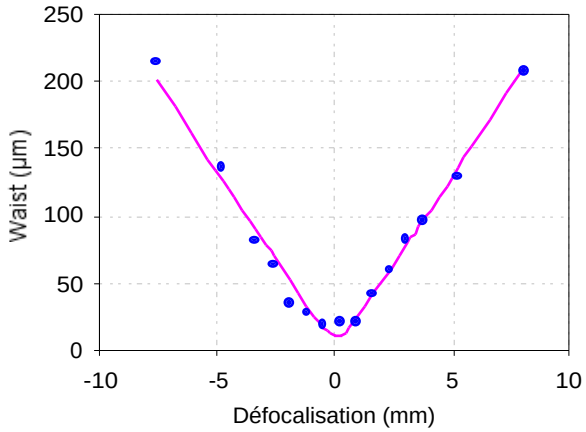


Figure V-3 : Mesure du waist du faisceau du laser Ti:Sa (points), focalisé par un doublet de 60 mm, en fonction de la défocalisation pour une puissance de pompe de 2 W, et courbe théorique associée (trait plein).

Trois doublets de focalisation du faisceau (figure V-4) ont été utilisés, leurs focales étant de 60, 80 et 100 mm. Les correspondances entre la focale du doublet, le waist de pompe mesuré et l'intensité de pompe au waist I_p (V-3) pour une puissance de pompe P_p de 2 W sont récapitulés dans le tableau V-4.

$$I_p = 2\,\frac{P_p}{\pi\, w_0^2} \qquad \text{(V-3)}$$

La distance de Rayleigh complète (Eq. V-4) y est aussi indiquée.

$$2\,Z_R = 2\,n\,\frac{\pi\, w_0^2}{\lambda} \qquad \text{(V-4)}$$

Dans cette expression de la longueur de Rayleigh, λ est la longueur d'onde du faisceau considéré, w_0 son waist, et n l'indice du cristal.

Focale (mm)	**Waist (µm)**	**Longueur de Rayleigh dans le cristal (mm)**	**Intensité (kW/cm^2) pour 2 W à 931 nm**
60	12,5	2,0	896
80	16,5	3,6	514
100	21	5,4	318

Tableau V-4 : Correspondance entre la focale des doublets, le waist de pompe, la distance de Rayleigh dans le cristal (n=2) et l'intensité de pompe au centre du cristal.

L'intensité de pompage à laquelle nous avons accès est donc bien plus élevée que l'intensité de transparence du cristal (inférieure à 27 kW/cm^2).

La puissance délivrée par le laser Ti:Sa étant gardée constante, la puissance de pompe incidente sur le cristal est réglée par un système constitué d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation placé avant le cristal, puisque le laser Ti:Sa est polarisé linéairement. Ce système est légèrement incliné afin de limiter les réflexions parasites sur le trajet du faisceau de pompe. Le schéma de l'étude expérimentale de ces cristaux est présenté en figure V-4.

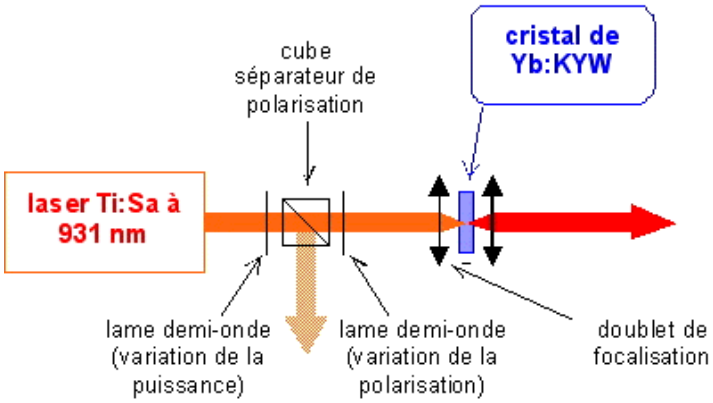


Figure V-4 : Schéma de principe du montage expérimental.

2.2 Etude de l'absorption de la pompe

L'absorption à la longueur d'onde de la pompe dépend de la polarisation du laser de pompage. Une lame demi-onde permet d'orienter la polarisation du laser de pompe et de maximiser son absorption. L'absorption non saturée est mesurée sans focaliser la pompe dans le cristal, le diamètre du faisceau collimaté étant de l'ordre de 2 mm. Dans cette configuration, le maximum d'absorption est obtenu à 933 nm, comme le montre la figure V-5, sur laquelle on retrouve bien la forme du spectre d'absorption dans cette gamme de longueurs d'onde. Cette courbe a été réalisée avec le cristal C. Les autres cristaux donnent des résultats similaires.

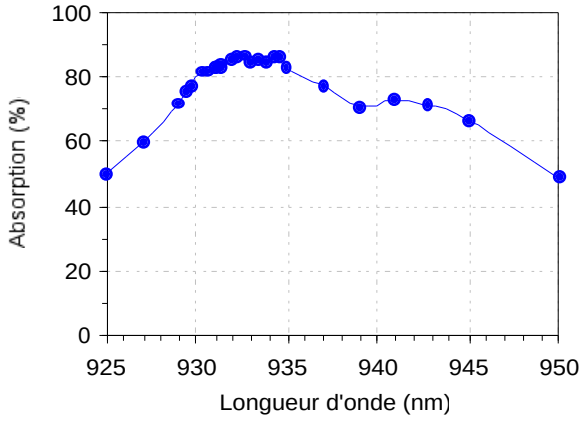


Figure V-5 : Absorption petit signal expérimental de la pompe en fonction de sa longueur d'onde dans le cas du cristal C.

Néanmoins, la puissance du laser Ti:Sa à cette longueur d'onde est plus faible que celle émise autour de 931 nm, longueur d'onde à laquelle le cristal présente une absorption presque aussi élevée. Ceci est vraisemblablement dû au filtre de Lyot qui permet d'accorder la longueur d'onde du laser. Les absorptions étant proches autour de la longueur d'onde du maximum d'absorption, nous avons choisi de privilégier la puissance disponible à cette longueur d'onde, et de travailler à 931 nm.

Le tableau V-5 donne les résultats de la mesure de l'absorption non saturée à 931 nm. Dans ce tableau sont données l'absorption A (V-4) et l'absorption linéique petit signal α qui en est déduite (V-5).

$$A = 1 - e^{-\alpha L} \qquad \text{(V-4)}$$

$$\alpha \approx \sigma_p^{abs} \; N_{tot} \qquad \text{(V-5)}$$

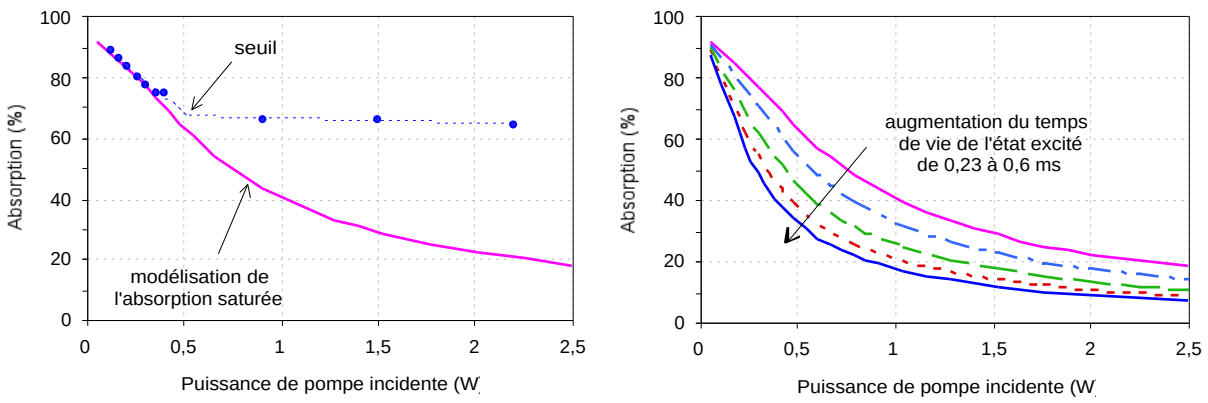
Théoriquement, l'absorption petit signal des cristaux est de 18 cm^{-1} pour un dopage des cristaux de 10 % et une section efficace d'absorption à la longueur d'onde de la pompe de $0{,}3.10^{-24}$ m^2. Cette valeur théorique est du même ordre de grandeur que l'absorption linéique expérimentale donnée dans le tableau V-5. Nous conserverons cette valeur de section efficace d'absorption à 931 nm dans nos simulations. Les cristaux étant fortement dopés, leur absorption est importante bien qu'ils soient courts.

Cristal	**Absorption A (%)**	**Absorption linéique α (cm^{-1})**
1 mm (A et C)	84	18
1,5 mm (B et D)	93	18

Tableau V-5 : Absorption non saturée et absorption linéique expérimentales à 931 nm.

Nous avons aussi besoin de connaître le temps de vie de fluorescence pour les simulations, puisque ce paramètre n'est pas très bien connu dans la littérature. Les mesures d'absorption de la pompe, ainsi que leur simulation peuvent nous permettre de le préciser. Pour cela, nous avons étudié l'absorption saturée de la pompe avec le cristal B (1,5 mm, non traité) qui a présenté la plus forte absorption, avec un faisceau de pompe focalisé dans le cristal sur un diamètre de 25 µm (figure V-6).

Les résultats sont simulés avec le modèle le plus simple ne prenant en compte aucune émission spontanée amplifiée. Dans ce cas, seule l'évolution de la puissance de pompe est étudiée, ce qui nous permet de simuler l'absorption de la pompe. La simulation ajustée sur ces valeurs expérimentales est présentée sur la figure V-6 (a). Elle a été réalisée en prenant un diamètre de faisceau de pompe de 27 µm, et un temps de vie de l'état excité de 0,23 ms. La figure V-6 (b) montre l'évolution simulée de l'absorption de la pompe en fonction du temps de vie pour ce cristal. L'ajustement des simulations sur les valeurs expérimentales permet donc d'estimer le temps de vie, dans les conditions de notre expérience, avec une précision de l'ordre de 0,05 ms, liée à l'incertitude sur le diamètre du faisceau de pompe.



(a) Comparaison des résultats expérimentaux (points) avec la simulation pour τ = 0,23 ms (traits pleins).

(b) Evolution simulée de l'absorption en fonction du temps de vie entre 0,23 et 0,6 ms (τ = 0,23 - 0,3 - 0,4 - 0,5 - 0,6 ms).

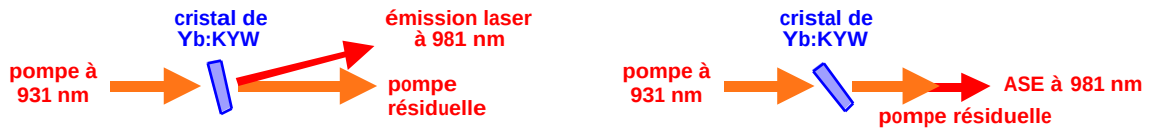
Figure V-6 : Etude de l'absorption de la pompe en fonction de la puissance de pompe incidente pour le cristal B et un diamètre de faisceau de pompe de 27 µm.

Nous avons donc conservé cette valeur de temps de vie (τ = 0,23 ms) pour la suite des simulations, puisque l'évolution théorique est en bon accord avec l'évolution expérimentale pour des puissances à 931 nm inférieures à 500 mW. Au-dessous de cette valeur, l'absorption est beaucoup plus élevée que ce qu'on aurait pu attendre. Nous verrons dans la suite les raisons de ce comportement pour les fortes puissances de pompe.

2.3 Deux types d'émission à 981 nm

Lorsque la pompe est fortement focalisée dans les cristaux A et B (non traités), nous avons pu observer une émission à 981 nm étonnamment intense, sans ajouter de miroirs pour construire une cavité laser. Cette émission a été caractérisée afin de déterminer précisément sa nature. Elle présente un faisceau très intense et directif, de divergence légèrement supérieure à celle du faisceau de pompe. Une émission est observée malgré la rotation du cristal autour de son axe vertical. En fait, deux types de comportements ont été observés.

Lors de la rotation du cristal, tant que les angles sont petits, le faisceau de sortie reste perpendiculaire à la face de sortie du cristal, et une séparation spatiale entre la pompe résiduelle et l'émission à 981 nm est observable (figure V-7 (a)). Ce comportement indique que l'émission est une oscillation laser entre les faces du cristal. Au-delà d'un certain angle du cristal par rapport au faisceau de pompe, le faisceau de sortie à 981 nm se réaligne sur celui de la pompe résiduelle (figure V-7 (b)). On observe alors de l'émission spontanée amplifiée (ASE).



(a) Cas de l'effet laser : faisceau perpendiculaire au cristal

(b) Cas de l'ASE : faisceau colinéaire au faisceau de pompe résiduelle

Figure V-7 : Effet de la rotation du cristal de Yb:KYW sur la nature de l'émission à 981 nm : (a) laser et (b) ASE.

Pendant cette étude, nous avons observé une modification du spectre de l'émission à 981 nm qui corrobore notre analyse. Lorsque le cristal est en autocollimation avec le faisceau de pompe, ou pour des angles très petits, le spectre présente une succession de pics (figure V-8). La mesure de la distance entre ces pics pour le cristal A de 1 mm montre un intervalle de 0,25 nm. Avec un indice du KYW de l'ordre de 2, ceci correspond bien à une cavité de 1 mm de long. Nous observons donc bien un effet d'oscillation laser entre les faces du cristal. De même, pour le cristal B de 1,5 mm, un intervalle de 0,14 nm a été mesuré, ce qui correspond bien à une longueur de cavité de 1,5 mm.

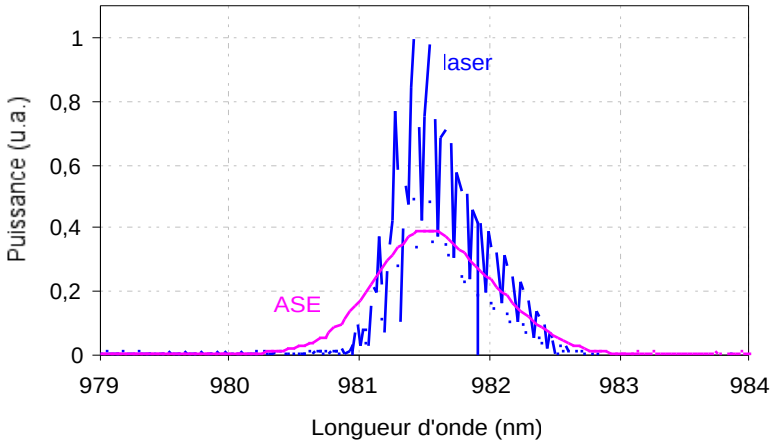


Figure V-8 : Spectre du laser et de l'ASE pour le cristal B et une puissance de pompe de 2 W focalisé sur 25 µm.

Le coefficient de réflexion des faces d'un cristal non traité est relativement important, de l'ordre de 11 %. Puisque le cristal est fortement dopé, et que la section efficace d'émission est très élevée à 981 nm, le gain est important, et la réflexion sur les faces du cristal est suffisante pour permettre une émission laser entre ses faces.

Lorsque le cristal est plus incliné par rapport à l'axe du faisceau de pompe, le spectre change d'apparence. Il devient en effet régulier et lisse. On observe à ce moment un spectre d'émission spontanée amplifiée (figure V-8). Le gain est effectivement suffisamment important pour qu'elle soit visible, malgré la faible longueur du cristal. Dans ces deux situations, aucune émission intense autour de 1020 nm n'a été observée.

Deux phénomènes, ASE et oscillation laser, sont donc observables en l'absence de miroirs supplémentaires de cavité. L'émission spontanée amplifiée est caractérisée dans le paragraphe suivant, et l'effet laser dans le paragraphe 2.5.

2.4 Emission spontanée amplifiée à 981 nm

L'émission spontanée amplifiée est un phénomène peu observé dans les cristaux. Une émission spontanée amplifiée liée à la présence de centres colorés F_2^- ou O_2^- dans des cristaux de LiF ou KBr, respectivement, a été identifiée avec un pompage par un laser impulsionnel [Tsuboi 00], [Ashida 97]. Plus récemment, une ASE a été obtenue dans des fibres cristallines de YAG ($Y_3Al_5O_{12}$) dopé par des ions Cr^{4+} [Lo 04]. Une puissance de 2,5 mW à 1,4 µm a été obtenue pour une puissance de 9 W absorbée à 1,06 µm, dans une fibre de 47 mm de long, pour un dopage en ions Cr^{4+} de 0,5 %. Nous nous attendons donc à observer des puissances d'ASE à 981 nm faibles dans nos cristaux, qui sont relativement courts (1 et 1,5 mm).

2.4.1 - Mise en évidence expérimentale et caractérisation de l'ASE

L'ASE à 981 nm a été obtenue pour les deux cristaux non traités A et B, et faiblement pour le cristal D. Nous n'avons pas pu la voir avec le cristal C. Pour analyser cette émission, les puissances à 981 nm et à 931 nm sont séparées par un miroir dichroïque transparent pour les longueurs d'onde au dessus de 950 nm (figure V-9).

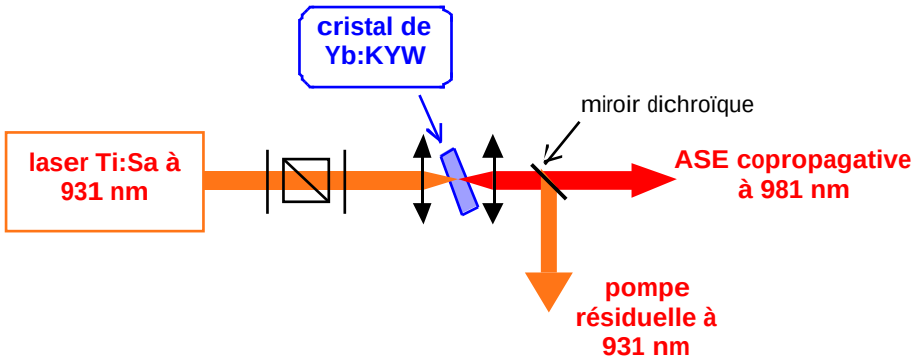


Figure V-9 : Schéma de principe du montage expérimental de l'étude de l'ASE à 981 nm.

La puissance de l'ASE est mesurée quand le cristal est suffisamment incliné pour que l'oscillation laser entre les faces du cristal ne puisse cohabiter. L'angle de la normale des cristaux par rapport au faisceau de pompe est d'environ 30°. Les longueurs optiques des cristaux changent donc. Le cristal A de 1 mm devient équivalent à un cristal de 1,2 mm de long, et celui de 1,5 mm (B) à un cristal de 1,7 mm.

La largeur à mi-hauteur de l'ASE à 981 nm est de 1,2 nm, pour une longueur d'onde centrale de 981,5 nm (figure V-10).

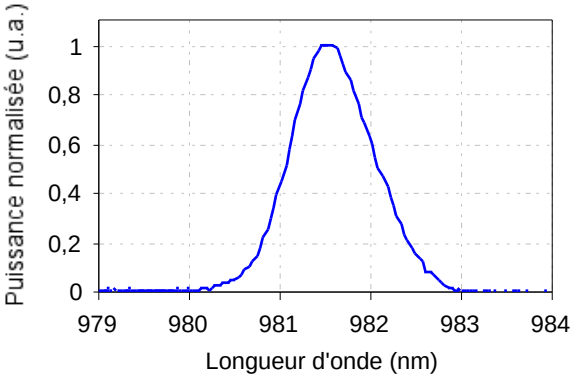


Figure V-10 : Spectre de l'ASE copropagative à 981 nm pour le cristal B, pompé avec une puissance de pompe de 2 W sur un faisceau de diamètre 25 µm. Le cristal est incliné d'un angle de 30 ° par rapport au faisceau de pompe.

La comparaison des caractéristiques en puissance de l'ASE copropagative à 981 nm pour les deux cristaux A et B est présentée en figure V-11.

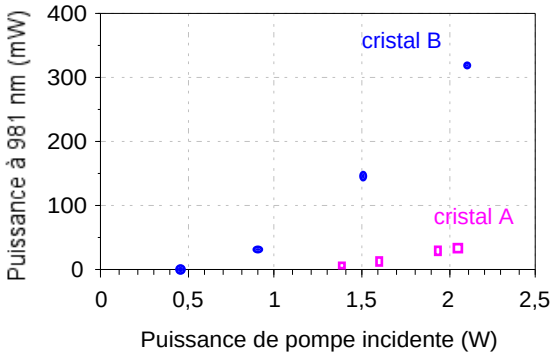


Figure V-11 : Caractéristiques de l'ASE copropagative à 981 nm pour les cristaux A (carrés vides) et B (cercles pleins), pompés avec un faisceau de diamètre 25 µm. Les cristaux sont tournés d'un angle de 30 ° par rapport au faisceau de pompe.

Le cristal B de 1,5 mm est le plus efficace, avec une puissance maximale obtenue de 320 mW pour une puissance de pompe incidente de 2,1 W. L'absorption de la pompe, en présence d'ASE est de 55 % (tableau V-7). Le cristal A de 1 mm s'avère beaucoup moins efficace, avec une efficacité par rapport à la pompe incidente de 4,4 %. Le cristal D ne présente qu'une puissance maximale de 20 mW pour une puissance de pompe incidente de 1,4 W, qui était la puissance de pompe disponible au moment de son étude.

Longueur du cristal (mm)	**Seuil**			**P_{pompe} : 2,1 W**		**η_{inc} / η_{abs}**
	Puissance (W)	**Intensité (kW/cm^2)**	**Absorption à 931 nm**	**Puissance (mW)**	**Absorption à 931 nm**	
1 (A)	1,4	562	non mesurée	35	non mesurée	4,4 % / -
1,5 (B)	0,45	184	66 %	320	55 %	20 % / 38 %

Tableau V-7 : Caractéristiques de l'émission spontanée pour un diamètre de faisceau de pompe de 25 µm, pour les cristaux A et B. Les puissances de pompe à 931 nm sont les puissances incidentes. L'intensité est calculée au waist du faisceau de pompe. η_{inc} et η_{abs} sont respectivement les efficacités par rapport à la puissance de pompe incidente et absorbée.

2.4.2 - Modélisation de la source : de l'importance des réflexions

Nous avons modélisé ces sources d'ASE pour les deux cristaux A et B, en prenant en compte leur longueur effective, due à leur orientation angulaire de 30 ° par rapport au faisceau de pompe. La modélisation utilisée prend en compte l'ASE autour de 981 nm uniquement, avec la largeur à mi-hauteur expérimentale de 1,2 nm (paragraphe I-1.3.2). L'absence de traitements anti-reflet sur les faces est prise en compte au travers d'un coefficient de transmission de 89 % sur la puissance de pompe incidente sur le cristal, et d'une correction de 89 % de transmission sur la puissance simulée en sortie du cristal.

Avec cette modélisation, pour une puissance de pompe de 2,1 W, une puissance maximale de 6 mW environ sur chacune des sorties (co et contrapropagative), dans le cas d'un cristal de 1,5 mm, devrait être obtenue. Pour le cristal de 1 mm, les puissances maximales seraient de 0,45 mW pour cette puissance maximale de pompe. Ceci ne suffit pas du tout pour expliquer les très fortes puissances que nous avons mesurées.

Nous avons pu voir, lors de la simulation de l'ASE à 976 nm dans les fibres dopées par des ions ytterbium, qu'elle est très sensible aux réflexions parasites (paragraphe II-2.2). Par analogie avec les fibres dopées, on peut se dire que la forte puissance d'ASE que nous mesurons est liée à la présence d'une réflexion parasite sur le trajet de l'ASE contrapropagative, la source devenant alors copropagative. L'angle d'inclinaison du cristal est trop important, et les faisceaux dans le cristal trop petits, pour que l'ASE réfléchie par une face du cristal soit superposée avec le faisceau de pompe dans le cristal, et que cette ASE soit à nouveau amplifiée. L'influence d'une réflexion parasite sur une face du cristal est donc peu probable, ou faible. La réflexion parasite doit probablement provenir des optiques situées sur le trajet des faisceaux avant le cristal. Cette hypothèse est corroborée par la baisse de la puissance de l'ASE copropagative observée expérimentalement lors de l'insertion d'un miroir dichroïque (hautement réfléchissant à 981 nm et de transmission maximale à 931 nm) sur le trajet du faisceau de pompe à 931 nm, destiné à réfléchir l'émission contrapropagative à 981 nm. Ce miroir n'est pas aligné en autocollimation par rapport au faisceau de pompe, et ne réinjecte donc pas l'émission à 981 nm dans le cristal.

Par contre, le coupleur de sortie du laser Ti:Sa est fortement réfléchissant à 981 nm (avec un coefficient de réflexion de l'ordre de 96 %). Il se peut donc qu'il induise une réflexion de l'ASE contrapropagative suffisamment importante pour que la source d'ASE devienne unidirectionnelle (figure V-12).

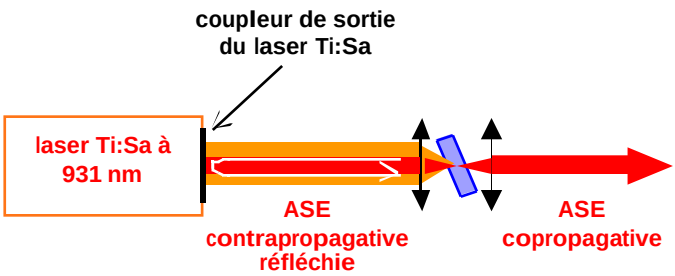


Figure V-12 : Réflexion parasite de l'ASE contrapropagative à 981 nm.

Nous avons donc tenté d'évaluer avec les simulations l'ordre de grandeur de la réflexion de l'ASE contrapropagative nécessaire pour simuler les valeurs expérimentales. Avec un diamètre du faisceau de pompe de 28 µm, une réflexion de 10 % (soit 13 % en prenant en compte les pertes de 11 % aux interfaces) de l'ASE contrapropagative permet d'ajuster la simulation sur les résultats expérimentaux pour le cristal de 1,5 mm. Une valeur très proche (12 %) a été obtenue pour le cristal de 1 mm. Les simulations de ces sources d'ASE sont comparées aux valeurs expérimentales sur la figure V-13, avec un bon accord, ce qui tendrait à confirmer notre hypothèse.

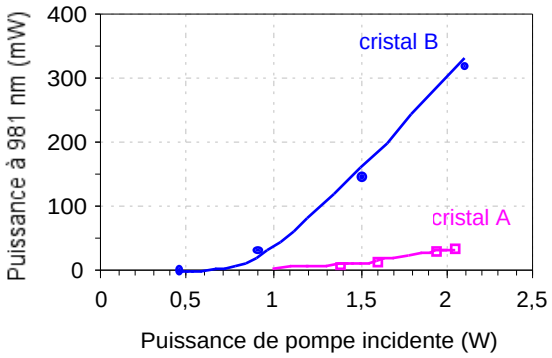


Figure V-13 : Caractéristiques de l'ASE copropagative à 981 nm pour les cristaux A (carrés vides) et B (cercles pleins), pompés avec un faisceau de diamètre 25 µm. Les cristaux sont tournés d'un angle de 30 ° par rapport au faisceau de pompe. Les simulations (traits) sont comparées aux valeurs expérimentales (points).

Cette réflexion est faible, mais seule l'ASE contrapropagative comprise dans l'ouverture du doublet de focalisation de la pompe peut être réfléchie, et nos optiques, notamment le système de réglage de la puissance incidente sur le cristal (figure V-9), qui n'est pas en autocollimation avec le faisceau de pompe, introduisent des pertes qui diminuent la puissance d'ASE contrapropagative réfléchie. Il faut de plus que le faisceau réfléchi se superpose exactement à celui de la pompe pour être amplifié, puisqu'il est réabsorbé dans les zones non pompées du cristal. Lorsque nous avons introduit un miroir dichroïque réfléchissant l'ASE contrapropagative à 981 nm, nous n'avons pu observer l'amplification de l'ASE copropagative par le cristal en réglant le miroir. En effet, la superposition des faisceaux de pompe et de l'ASE réfléchie est critique, et nos réglages n'étaient pas suffisamment fins pour nous permettre de la réaliser avec efficacité. Le système fonctionnerait donc efficacement en auto-alignement avec le miroir de sortie du laser de pompe ! Le coefficient de réflexion de 10 % environ, obtenu grâce à la simulation, est un coefficient de réflexion effectif, prenant tous ces paramètres en compte, et sa valeur semble réaliste.

Les valeurs d'efficacité obtenues avec ces sources d'ASE à 981 nm sont moins élevées que dans le cas d'une fibre optique dopée, puisque le confinement de la pompe n'est pas réalisé. Mais le fort gain accessible à cette longueur d'onde suffit pour que l'émission soit intense, et compense la faible longueur des cristaux.

2.4.3 - Validation expérimentale de l'influence d'une réflexion

Dans la configuration décrite par la figure V-9, les cristaux C et D, traités anti-reflet, présentent une émission spontanée plus faible que les cristaux non traités A et B. Le cristal D délivre ainsi une puissance de l'ordre de 20 mW pour une puissance de pompe de 1,4 W. Le cristal C n'a présenté aucune émission mesurable à cette longueur d'onde, ce qui est confirmé par notre modélisation, qui prévoit une puissance maximale de 0,5 mW dans les conditions de pompage de ce cristal. Dans le cas du cristal D, la puissance mesurée est plus importante que celle prévue par le modèle, et une réflexion parasite sur une optique située avant le cristal, plus faible que dans le cas des cristaux A et B, peut être en cause.

Dans le but d'augmenter la puissance d'ASE générée par le cristal D, l'émission peut être refocalisée dans le cristal, avec la pompe résiduelle, grâce à un miroir concave de 50 mm de rayon de courbure, réfléchissant la pompe et l'émission à 981 nm. Un miroir plan transparent à la longueur d'onde de la pompe et réfléchissant à 981 nm a été inséré entre le doublet de focalisation et le cristal de 1,5 mm (figure V-14), de manière à recueillir l'émission à 981 nm.

Dans ce cas, nous ne devrions pas être gênés par une réflexion sur le coupleur de sortie du laser Ti:Sa, puisque l'ASE contrapropagative ne peut se réfléchir dessus.

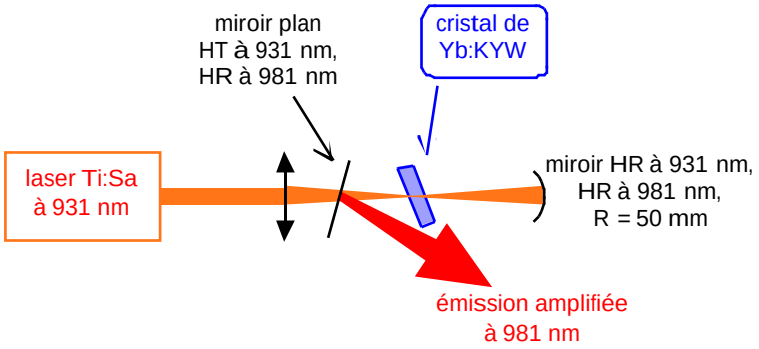
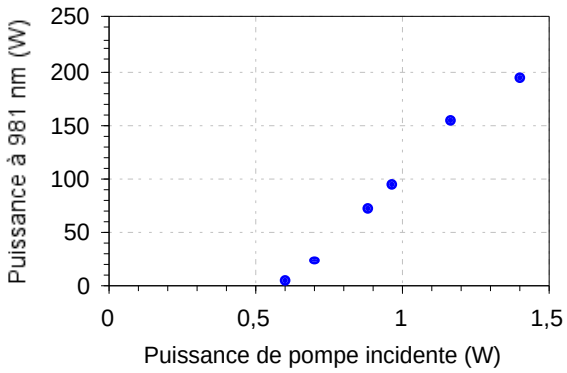
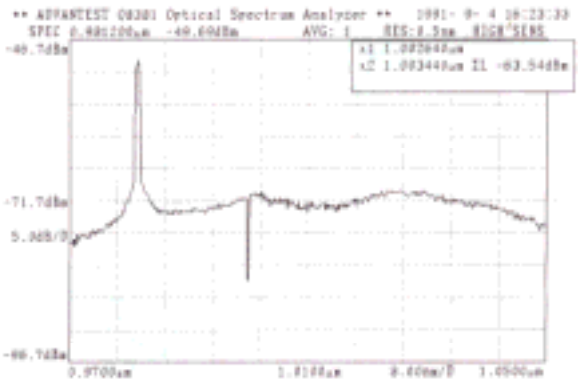


Figure V-14 : Schéma expérimental de l'amplification de l'émission à 981 nm dans un cristal pourvu d'un traitement anti-reflet.

Lorsque le miroir concave permet de superposer le faisceau qu'il réfléchit sur le faisceau de pompe, on observe, sur la réflexion du miroir plan d'entrée, une nette augmentation de la puissance émise autour de 981 nm, ce réglage étant assez fin. La caractéristique en puissance de cette émission est donnée en figure V-15 (a), et le spectre de la source montre bien que l'émission autour de 1020 nm est négligeable par rapport à celle à 981 nm, puisque son niveau est 20 dB en dessous de celui de l'émission à 981 nm (figure V-15 (b)). Le faisceau semble a priori monomode transverse, mais ceci n'a pas été vérifié expérimentalement par des mesures précises.



(a) Caractéristique en puissance de l'ASE.



(b) Spectre de l'ASE pour une puissance de pompe de 1,4 W. Le creux à 1000 nm est un artéfact lié à l'analyseur de spectre utilisé.

Figure V-15 : Caractéristiques spectrales et en puissance de l'ASE à 981 nm pour le cristal D, pour un faisceau de pompe de 25 µm de diamètre.

Une puissance de 200 mW à 981 nm a ainsi été obtenue pour une puissance de pompe de 1,4 W (qui était la puissance de pompe maximale au moment de cette étude). L'absorption de la pompe au seuil (0,6 W) est de 98 %.

Nous avons essayé de simuler cette source afin de comprendre le rôle de la réflexion par le miroir. Pour ces cristaux dotés de traitements anti-reflet sur leurs faces, nous avons négligé les pertes aux interfaces dues au coefficient de réflexion des traitements. Dans le cas de cette source d'ASE, il n'y a pas de réflexion de l'ASE contrapropagative due au coupleur de sortie du laser Ti:Sa, grâce à la présence du miroir hautement réfléchissant à 981 nm situé avant le

cristal. Il ne renvoie pas non plus l'ASE contrapropagative dans le cristal. Il n'y a donc de réflexion possible que sur les faisceaux copropagatifs. Deux réflexions peuvent être à prendre en compte dans la modélisation : la réflexion du faisceau de pompe résiduel, et celle du faisceau d'ASE copropagative à 981 nm. Notre modélisation ne prend pas en compte ces deux réflexions simultanément. Nous avons donc regardé l'influence respective de ces deux contributions, indépendamment l'une de l'autre.

La simulation d'une réflexion du faisceau de pompe résiduel montre que son influence est relativement faible sur la puissance de l'ASE contrapropagative. En effet, pour un faisceau de pompe de 25 µm de diamètre, la puissance d'ASE contrapropagative émise par un cristal de 1,5 mm est de 2,1 mW pour une puissance de pompe de 1,4 W en l'absence de toute réflexion. Si on réfléchit 100 % de la puissance de pompe résiduelle dans le cristal, la puissance d'ASE contrapropagative est de 6,5 mW. Cette augmentation ne permet donc pas d'expliquer les fortes puissances que nous avons obtenues avec la présence du miroir concave.

Par contre, si on prend en compte une réflexion de l'ASE copropagative dans le cristal, la puissance d'ASE contrapropagative augmente. Ainsi, la courbe expérimentale peut être simulée pour une réflexion de 20 % par le miroir concave et un diamètre du faisceau de pompe de 25 µm (figure V-16). Néanmoins, cette valeur de réflexion est faible, puisque le miroir que nous avons utilisé pour réfléchir l'ASE copropagative est un miroir hautement réfléchissant à 981 nm. Comme dans le cas des cristaux A et B, seule l'ASE copropagative réfléchie qui est parfaitement superposée au faisceau de pompe peut être amplifiée. Le coefficient de réflexion que nous obtenons par la simulation est donc un coefficient de réflexion effectif qui prend en compte le recouvrement des faisceaux de pompe et d'ASE copropagative réfléchi, ce qui explique qu'il soit aussi faible par rapport à ce qu'on aurait pu attendre. Nous avons d'ailleurs observé expérimentalement que le réglage du miroir concave est critique, et qu'il n'était pas forcément évident de maximiser la puissance d'ASE contrapropagative.

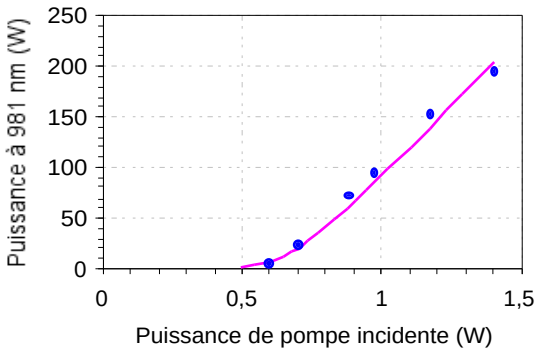


Figure V-16 : Comparaison de la simulation de la source prenant en compte une réflexion de 20 % de l'ASE (trait) avec les résultats expérimentaux (cercles) obtenus pour le cristal D de 1,5 mm, et un faisceau de pompe de 25 µm de diamètre.

Avec cette réflexion, l'ASE à 981 nm simulée est bien unidirectionnelle et sa puissance est cohérente avec les puissances observées expérimentalement, mais l'absorption de la pompe simulée est faible, de l'ordre de 50 %, alors qu'elle est supérieure à 90 % expérimentalement. En toute rigueur, il faudrait prendre en compte la réflexion de la pompe en plus de celle de l'ASE. Ceci permettrait d'expliquer à la fois les puissances d'ASE obtenues, et la très forte absorption de la pompe, qui est, avec la simulation, de 97 % pour une réflexion de la pompe de 20 %.

Nous pouvons donc obtenir des sources d'ASE à 981 nm efficaces dans ces cristaux grâce à des réflexions d'une partie de l'ASE.

Par rapport aux puissances d'ASE, de l'ordre de quelques milliwatts, relevées dans l'état de l'art présenté en début de ce paragraphe 2.4, les puissances que nous obtenons avec nos cristaux de Yb:KYW sont beaucoup plus importantes. Dans notre cas, la section efficace d'émission à 981 nm est très élevée et nos cristaux sont très dopés. Nous observons aussi une amplification de l'ASE due à un double passage de l'ASE dans le cristal, ce qui permet d'augmenter les puissances émises à cette longueur d'onde. Ce phénomène est donc spécifique à ce type de cristal, et aux conditions expérimentales que nous avons utilisées.

Nous avons ensuite étudié l'oscillation laser avec ces cristaux. Pour les cristaux dont les faces ne sont pas traitées anti-reflet, nous avons vu précédemment que l'effet laser était obtenu entre les faces du cristal, en configuration de microlaser. Nous allons donc le caractériser dans ce paragraphe. Pour les cristaux dont les faces sont traitées anti-reflet, nous avons essayé d'obtenir l'effet laser dans divers types de cavités. Cette étude permettra d'évaluer la faisabilité du pompage par diode laser de ces cristaux.

2.5 Effet laser à 981 nm

2.5.1 - Oscillation laser à 981 nm entre les faces des cristaux

L'oscillation laser peut être obtenue entre les faces des cristaux quand la réflexion sur leurs faces est suffisamment importante, ce qui est le cas pour les faces d'un cristal non traité anti-reflet (A et B), avec un coefficient de réflexion de 11 %.

Le cristal non traité testé est placé en autocollimation par rapport au faisceau de pompe (figure V-17).

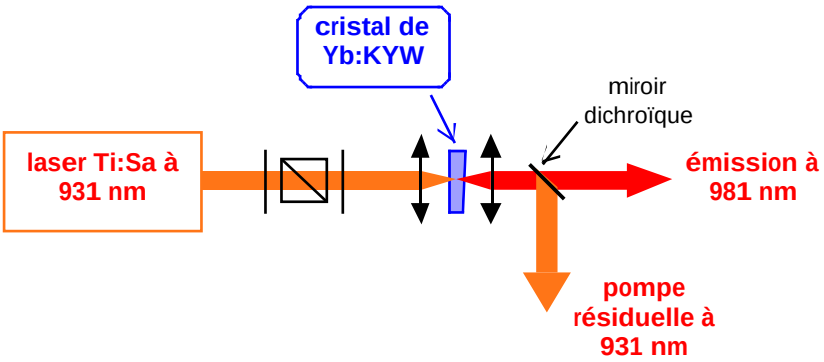


Figure V-17 : Schéma de principe du montage expérimental de l'étude de l'effet laser entre les faces du cristal à 981 nm.

L'oscillation laser a ainsi été obtenue pour les deux longueurs de cristaux et pour toutes les tailles de faisceaux de pompe essayées. Le cristal de 1 mm a été testé avec deux diamètres de faisceaux de pompe (25 et 33 µm), celui de longueur 1,5 mm avec les trois diamètres disponibles. La séparation des deux longueurs d'onde de pompe et de laser est réalisée par un miroir dichroïque.

Le spectre de l'oscillation laser ainsi obtenue est rappelé en figure V-18, sur laquelle on peut voir les pics correspondants à l'oscillation entre les faces du cristal de 1,5 mm, dans ce cas.

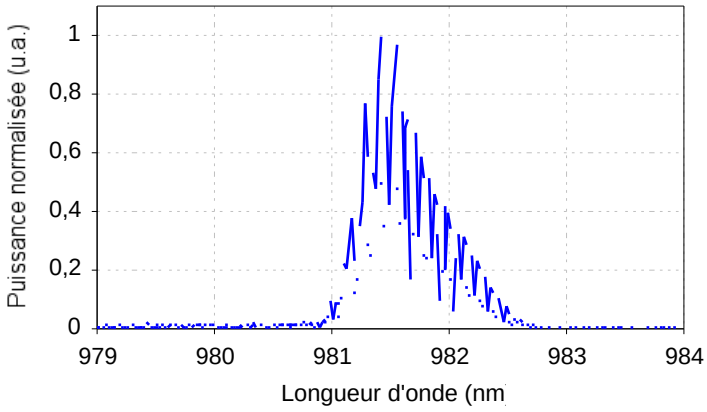


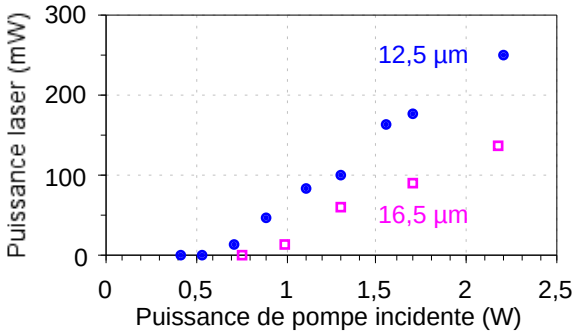
Figure V-18 : Spectre de l'oscillation laser pour un cristal de 1,5 mm pour une puissance de pompe de 2 W.

Les puissances de pompe au seuil de ces oscillations sont récapitulées dans le tableau V-8. Les intensités au seuil correspondantes sont bien supérieures à l'intensité de transparence théorique, qui est de 27 kW/cm^2 pour un temps de désexcitation de 0,23 ms.

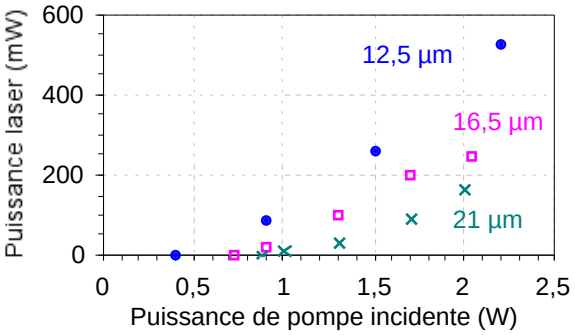
Diamètre de pompe (µm)	**Seuil de l'effet laser**					
	Cristal de 1 mm			**Cristal de 1,5 mm**		
	Puissance (mW)	**Intensité (kW/cm^2)**	**Absorption à 931 nm**	**Puissance (mW)**	**Intensité (kW/cm^2)**	**Absorption à 931 nm**
25	530	150	61 %	410	133	78 %
33	760	176	64 %	720	150	78 %
42	-	-	-	1020	147	76 %

Tableau V-8 : Caractéristiques au seuil des effets laser obtenus pour les deux cristaux. Les puissances de pompe correspondantes sont des puissances incidentes, et les intensités sont calculées au waist du faisceau de pompe.

Les rendements des sources lasers sont présentés en figure V-19, pour le cristal A (a) et le cristal B (b). Le cristal B de 1,5 mm est le plus efficace.



(a) Cristal A : étude par rapport à la puissance de pompe incidente.



(b) Cristal B : étude par rapport à la puissance de pompe incidente.

Figure V-19 : Courbes expérimentales de l'effet laser à 981 nm pour les cristaux A et B et différents rayons du faisceau de pompe.

Les caractéristiques des lasers ainsi obtenus sont récapitulées dans le tableau V-9, donnant les puissances maximales obtenues à 981 nm, l'absorption de la pompe pour la

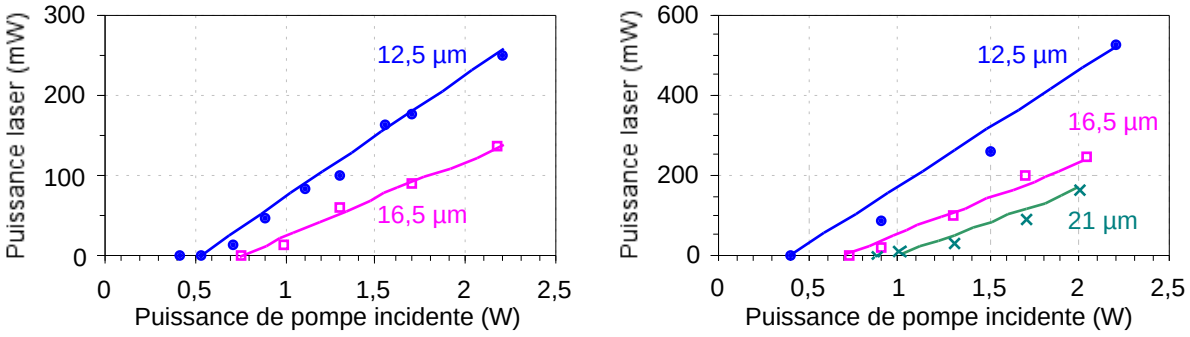
puissance de pompe incidente maximale de 2,2 W, ainsi que les efficacités des sources par rapport à la puissance de pompe incidente et absorbée.

Diamètre de pompe (µm)	Cristal de 1 mm			Cristal de 1,5 mm		
	Puissance (mW)	Absorption à 931 nm	η_{inc} / η_{abs}	Puissance (mW)	Absorption à 931 nm	η_{inc} / η_{abs}
25	256	57 %	15 % / 28 %	526	65 %	30 % / 48 %
33	138	52 %	10 % / 21 %	244	66 %	19 % / 32 %
42	-	-	-	165	68 %	14 % / 22 %

Tableau V-9 : Bilan des puissances maximales pour une puissance de pompe de 2,2 W, de l'absorption de la pompe associée, et des efficacités par rapport à la puissance de pompe incidente ou absorbée. Ces valeurs sont obtenues pour les deux cristaux et différentes tailles de focalisation de la pompe.

Les valeurs d'absorption de la pompe que nous mesurons ici pour le cristal B de 1,5 mm sont similaires à celles obtenues lors de l'étude de l'absorption saturée du cristal (figure V-6), pour des puissances de pompe supérieures à 0,5 W. Il y avait donc un effet laser parasite pendant cette mesure. Ceci explique que nous ayons mesuré des absorptions saturées plus fortes que celles auxquelles nous nous serions attendus.

Nous avons réalisé les simulations de ces lasers à 981 nm, en utilisant la modélisation analytique qui nous a servi à simuler le laser spectralement affiné à 976 nm réalisé à partir d'une fibre dopée (paragraphe III-3.2). Les différentes cavités sont simulées et comparées sur les figures V-20 (a) et (b). Les paramètres ajustables pour la simulation sont les coefficients de réflexion des "miroirs" de la cavité (ici les faces du cristal), les pertes liées à la transmission des optiques et la taille du faisceau de pompe dans le cristal, adaptée au cas étudié (figure III-31). Les simulations des figures V-20 (a) et (b) sont obtenues avec des coefficients R_1 et R_2 de 11 à 12 % de réflexion par face pour le cristal, et une transmission effective T de la cavité de l'ordre de 80 %. L'origine des pertes n'est pas totalement déterminée, mais elles peuvent être dues à la qualité des cristaux eux-mêmes.



(a) Cristal A : étude par rapport à la puissance de pompe incidente.

(b) Cristal B : étude par rapport à la puissance de pompe incidente.

Figure V-20 : Comparaison des caractéristiques expérimentales et simulées du laser à 981 nm pour les cristaux A et B et différents rayons du faisceau de pompe. Les points représentent les valeurs expérimentales, et les traits pleins sont les résultats des simulations.

Dans ces simulations, nous n'avons pas pris en compte une perturbation possible de la cavité laser formée par les faces du cristal, par une réflexion parasite de l'émission laser

contrapropagative sur le coupleur de sortie du laser Ti:Sa. Nous avons pu voir expérimentalement qu'elle est présente, et favorise l'effet laser dans nos cristaux. En effet, l'insertion, avant le cristal, d'un miroir dichroïque hautement réfléchissant à 981 nm permettant, a priori, de mesurer l'émission laser contrapropagative, perturbe fortement l'effet laser, qui tend à devenir de l'ASE. Il y aurait donc une cavité couplée entre le cristal et le coupleur de sortie du laser Ti:Sa qui favoriserait l'effet laser du cristal. Ceci expliquerait aussi l'origine des pertes que nous sommes obligés de rajouter pour ajuster les simulations sur l'expérience.

La qualité spatiale de ce laser a été étudiée. Pour un waist de pompe de 12,5 µm, la taille du waist du laser à 981 nm dans le cristal a été mesurée à 10 µm, et le facteur de qualité (ou M^2) de ce faisceau à 1,1 ± 0,1 (figure V-21).

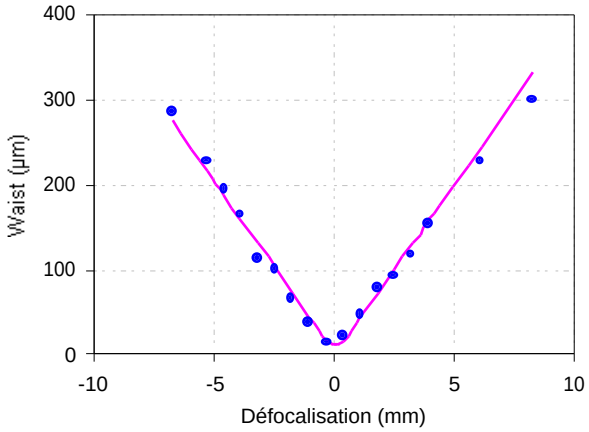


Figure V-21 : Mesure du waist du faisceau à 981 nm en sortie du cristal de 1,5 mm, pompé par une puissance de 2,2 W. Les points expérimentaux (points) sont comparés à la courbe théorique (trait plein).

La qualité spatiale du faisceau de pompe se répercute donc sur celle de l'émission laser à 981 nm, par un effet de guidage par le gain d'autant plus efficace que les zones non pompées du cristal sont très absorbantes pour l'émission laser. Il y a donc une auto-adaptation du mode de la cavité laser par rapport au mode de pompe.

Nous avons donc observé un effet laser intense, lié à une oscillation entre les faces des cristaux dont les faces ne sont pas traitées anti-reflet, ce qui montre un gain très important à cette longueur d'onde dans ces matériaux. Cette étude d'un microlaser nous a conduit à chercher à mieux contrôler l'émission laser en plaçant les cristaux, dont les faces sont traités anti-reflet, dans une cavité "externe". De nouvelles difficultés sont alors apparues.

2.5.2 - A la recherche de l'oscillation laser en cavité

Les cristaux C et D, dont les faces sont traitées anti-reflet, ont des absorptions non saturées proches de celles des cristaux A et B, précédemment étudiés. Lorsque ces cristaux C et D sont pompés, on peut voir sur les spectres de fluorescence une forte émission à 981 nm. A priori, un effet laser en cavité ne sera pas perturbé par des réflexions parasites internes dans les cristaux. Nous avons donc testé ces cristaux dans des cavités constituées de 2 et 3 miroirs.

Parmi les cavités testées, les cavités plan-concave, avec des rayons de courbure de 50 à 150 mm du miroir concave, ne permettent pas d'obtenir des tailles de mode de cavité

suffisamment faibles, et adaptées à la taille du faisceau de pompe (de 25 µm de diamètre), pour que l'absorption à 981 nm soit évitée sur tout le mode laser, sauf en limite de stabilité de la cavité. Mais, même dans ce cas, une émission laser autour de 1020 nm a toujours été observée. Nous n'avons pas pu insérer suffisamment de pertes au-delà de 1000 nm pour éviter un effet laser vers ces longueurs d'onde. Ceci est principalement dû au fait qu'il est difficile d'avoir des miroirs dichroïques assez discriminants pour éviter l'émission autour de ces longueurs d'onde.

Nous avons donc étudié des cavités composées de 3 miroirs afin de pouvoir rajouter dans la cavité laser des éléments introduisant des pertes autour de ces longueurs d'onde pour favoriser l'émission à 981 nm, tels qu'un filtre de Lyot, un étalon Fabry-Pérot ou un prisme. D'autre part, il faut que le mode de la cavité laser soit adapté à la taille du faisceau de pompe, afin d'éviter la réabsorption dans les zones non pompées des cristaux. Nous allons aussi recycler la puissance de pompe résiduelle dans le cristal afin de garantir la transparence du milieu à 981 nm.

Les cavités étudiées sont des cavités de type plan-concave-plan (figure V-22).

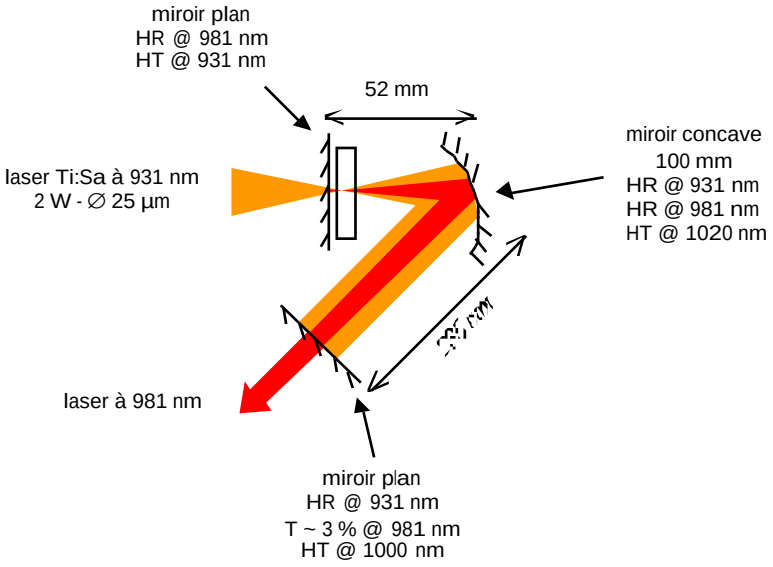


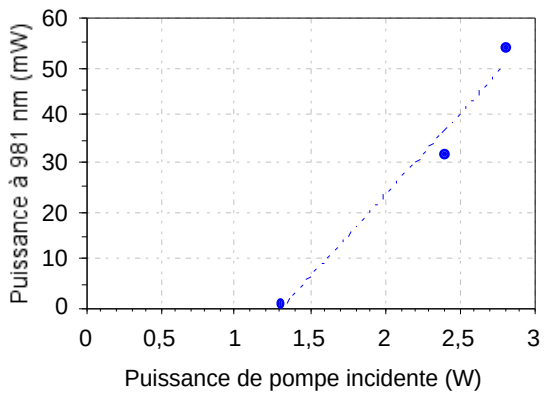
Figure V-22 : Cavité plan-concave-plan pour l'émission laser vers 981 nm.

Les dimensions de la cavité conçue permettent théoriquement l'obtention d'un diamètre de mode de 37 µm, un peu supérieur au diamètre de pompage de 25 µm.

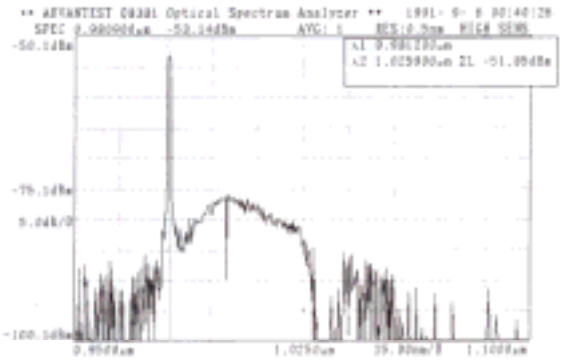
Le miroir plan en entrée de la cavité est hautement réfléchissant à 981 nm et transparent à 931 nm. Le miroir concave de repli permet d'introduire des pertes autour de 1020 nm, et réfléchit la pompe. Il est hautement réfléchissant à 981 nm. Le miroir plan de sortie introduit lui aussi des pertes pour les longueurs d'onde proches de 1000 nm. Il a une transmission de quelques pourcents à 981 nm, et permet de recycler le faisceau de pompe dans la cavité.

Les miroirs introduisant des pertes importantes au-delà de 1000 nm, on peut s'attendre à ne pas voir d'effet laser sur ces longueurs d'onde, ce qui est effectivement le cas expérimentalement. Une faible émission laser à 981 nm a été observée avec le cristal D pour un faisceau de pompe de 25 µm de diamètre (figure V-23 (a)).

La puissance maximale atteinte est de 54 mW pour une puissance de pompe incidente de 2,7 W. La puissance au seuil est très élevée (1,3 W), et correspond à une intensité de pompage de 490 kW/cm^2 au waist du faisceau de pompe. L'efficacité du laser est de 3,4 %.



(a) Courbe d'efficacité du laser.



(b) Spectre d'émission en sortie du laser. Le creux à 1000 nm est un artéfact lié à l'analyseur de spectre utilisé.

Figure V-23 : Effet laser à 981 nm avec le cristal D, pour un faisceau de pompe de 25 µm de diamètre.

Le spectre de la figure V-23 (b) montre l'émission à 981 nm. L'émission autour de 1020 nm est négligeable.

Dans ce cas, l'émission laser est bien liée à la cavité mise en place, et n'est pas perturbée par une réflexion parasite extérieure à la cavité. En effet, le miroir plan d'entrée de cette cavité est hautement réfléchissant à 981 nm. La proportion d'émission laser à 981 nm susceptible de se réfléchir sur le coupleur de sortie du laser Ti:Sa est négligeable, et on ne peut avoir de cavité couplée. La puissance ainsi obtenue est faible, mais la taille du mode, définie par les dimensions de la cavité, n'est pas totalement adaptée à la taille du faisceau de pompe.

La modélisation analytique du laser que nous avons utilisée jusqu'ici n'est pas très bien adaptée à ce type de cavités. Elle ne peut prendre en compte ni le recyclage de la pompe, ni le recouvrement entre le mode de la cavité et le faisceau de pompe. Les essais de simulation n'ont pas donné de résultat permettant d'expliquer les valeurs de puissance de pompe au seuil et de laser à 981 nm que nous avons mesurées.

Afin d'augmenter l'intensité de pompage et celle de l'émission laser à 981 nm, nous avons diminué le diamètre du faisceau de pompage. Néanmoins, l'effet laser a lieu autour de 994 nm avec une puissance de 300 mW pour une puissance de pompe incidente de 2 W, et ce malgré l'utilisation d'un filtre de Lyot ou d'un étalon Fabry-Pérot dans la cavité. Une accordabilité de quelques nanomètres a été obtenue entre 994 et 1000 nm. Mais la longueur d'onde n'a pu être amenée vers 981 nm. Ceci est en grande partie dû au fait que la taille du faisceau de pompe est trop petite par rapport à la taille du mode de la cavité. L'émission à 981 nm est donc réabsorbée dans les zones non pompées, et n'a pu avoir lieu dans ces conditions.

2.5.3 - Discussion sur l'effet laser dans ce cristal

Nous avons cherché à comprendre les raisons de ces difficultés à obtenir une émission laser contrôlée, en cavité, et en particulier, l'origine de la forte compétition que nous avons observée dans nos conditions expérimentales avec les transitions autour de 1030 nm. Ce problème n'est effectivement pas apparu lors des expériences réalisées dans des conditions similaires avec le cristal de Yb:S-FAP [Yiou 03-2]. Observons donc à nouveau les spectres d'absorption et d'émission du cristal de Yb:KYW pour la polarisation parallèle à l'axe a (figure V-24).

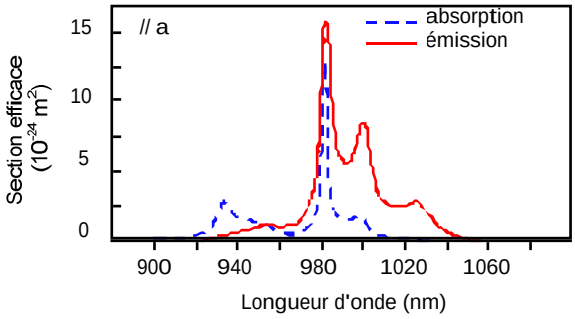


Figure V-24 : Spectres d'absorption et d'émission pour la polarisation parallèle à l'axe a [Kuleshov 97-1].

Le pic d'émission à 981 nm est très important et fin. Les autres longueurs d'onde ont des sections efficaces d'émission plus faibles, ce qui aurait tendance à favoriser l'émission à 981 nm. Mais le spectre d'absorption présente un pic très important vers 981 nm. Il en résulte que l'intensité de transparence (équation V-1) des transitions à 3 niveaux, entre 970 et 1000 nm est maximale à 981 nm (figure V-25).

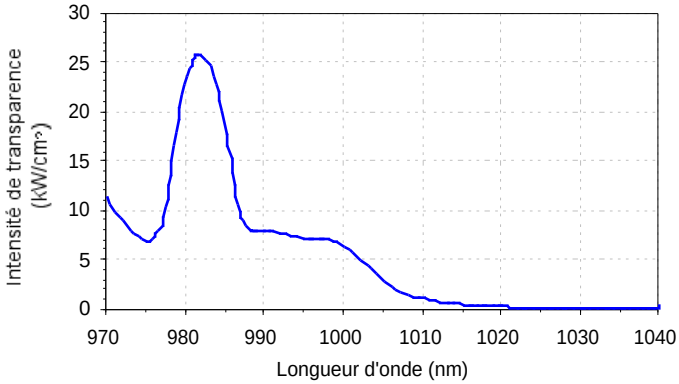


Figure V-25 : Intensité de transparence en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de pompe à 931 nm, et un temps de vie de l'état excité de 0,23 ms.

Pour un diamètre de faisceau de pompe donné, le gain linéique ($g \approx \sigma_p^{abs} \overline{N}_0$) de ce cristal dépend de la longueur d'onde et de la puissance de pompe, comme le montre la figure V-26. Le gain est calculé avec la modélisation très simple (paragraphe II-1.2) ne prenant en compte que la propagation du faisceau de pompe dans le cristal.

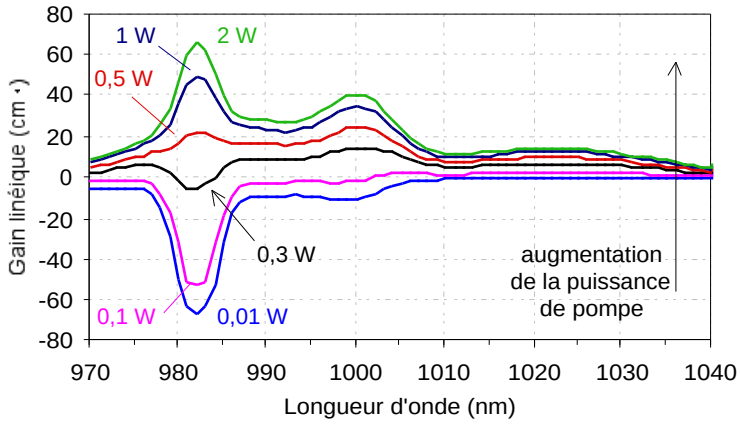


Figure V-26 : Evolution du gain linéique en fonction de la longueur d'onde et de la puissance de pompe, pour un diamètre de faisceau de 25 µm.

D'après l'évolution du gain linéique en fonction de la puissance de pompe, pour un diamètre de faisceau de pompe de 25 µm, la transparence du cristal est atteinte pour des puissances supérieures à 0,33 W. Cette valeur n'est pas sous-estimée, puisque les puissances de pompe au seuil des émissions à 981 nm sont supérieures à 0,4 W pour les sources étudiées précédemment, ces puissances étant naturellement supérieures à la puissance de transparence.

Au vu de la figure V-26, le gain linéique pour les longueurs d'onde proches de 981 nm est relativement important, c'est pourquoi nous l'avions identifié comme un cristal potentiellement intéressant pour cette transition. Pour la puissance maximale de pompe dont nous disposons (2 W), le gain linéique est de 67 cm^{-1} à 981 nm et de 40 cm^{-1} autour de 1000 nm. Il avoisine 30 cm^{-1} entre ces longueurs d'onde. La différence de gain entre l'émission à 981 nm et les longueurs d'onde avoisinantes est certes favorable à l'émission que nous cherchons à exploiter, mais elle n'est peut-être pas suffisante. Nous ne pouvons effectivement pas toujours éviter un effet laser à une autre longueur d'onde si la cavité n'est pas bien adaptée à l'émission à 981 nm.

Nous avons, en effet, pu observer que, quand des pertes sont introduites dans la cavité pour les longueurs d'onde au-delà de 981 nm, elles peuvent être suffisantes pour supprimer l'oscillation laser sur ces longueurs d'onde. Néanmoins, la puissance de pompe au seuil de l'effet laser est maximale à 981 nm, et dès que la puissance de pompe atteint la puissance de seuil d'une autre longueur d'onde, celle-ci est favorisée, puisque le gain à cette longueur d'onde ne sera pas négligeable devant celui à 981 nm. En d'autres termes, le gain est intrinsèquement plus élevé à 981 nm quand l'intensité de pompage est suffisante, mais la moindre exaltation des transitions autour de 1000 nm les rend prépondérantes, d'autant plus que l'émission à 981 nm est réabsorbée dans les zones non pompées des cristaux. Nous avons d'ailleurs observé en testant différents miroirs de cavité que, selon les pertes qu'ils apportaient autour de 1000 nm, nous pouvions obtenir facilement l'oscillation laser entre 1040 et 994 nm, et beaucoup plus difficilement à 981 nm. Il faudrait vraiment avoir un miroir ou un filtre entraînant le minimum de pertes à 981 nm sur une très faible largeur spectrale (de l'ordre de 2 nm) et le maximum de pertes pour toutes les autres longueurs d'onde (à l'exception de la longueur d'onde de la pompe, donc en dessous de 960 nm) pour obtenir l'émission laser à 981 nm. Il faudrait donc que les variations de transmission du filtre soient très abruptes autour de 981 nm. Ceci n'est malheureusement pas réaliste avec des miroirs diélectriques classiques, constitués d'empilements de couches minces. L'utilisation d'un prisme jouant un rôle équivalent à ce miroir dichroïque idéal n'a pas permis l'obtention de l'effet laser à 981 nm. La discrimination spectrale qu'il a introduite ne devait pas être assez fine, ou, plus probablement, les pertes introduites dans la cavité étaient trop importantes à 981 nm.

Dans le cas où la cavité laser est constituée par les faces des cristaux, les pertes sont très importantes à toutes les longueurs d'onde. L'avantage de cette cavité est le fait qu'elle soit auto-adaptée. Dans ce cas, le mode de cavité dépend directement de la zone pompée et l'émission à 981 nm n'est pas réabsorbée. Nous avons vraiment accès à tout le gain de cette transition, ce qui favorise l'émission laser à 981 nm. Cette oscillation laser à 981 nm, bien qu'il soit possible de l'obtenir, n'est donc pas si facile à gérer.

Le spectre de notre cristal n'est pas forcément bien adapté à l'exploitation de sa vraie transition à trois niveaux. En effet, le fait que le spectre soit proche d'un continuum d'énergie autour de 981 nm pose un problème, comme nous venons de le souligner. Il serait préférable de choisir un cristal présentant un spectre de raies. La démonstration d'une émission laser en cavité à 985 nm a d'ailleurs été faite avec un cristal de S-FAP dopé par des ions ytterbium, qui présente un spectre beaucoup plus simple que celui du cristal de Yb:KYW [Yiou 03-2]. La problématique est exactement la même, puisqu'il s'agit aussi d'une vraie transition à trois niveaux. Néanmoins, le spectre d'émission de ce cristal, visible en figure V-27, est beaucoup

plus simple. Il ne présente que deux raies d'émission bien distinctes : une à 985 nm, l'autre à 1047 nm [DeLoach 94]. Il est donc facile de filtrer la raie à 1047 nm pour favoriser l'émission à 985 nm.

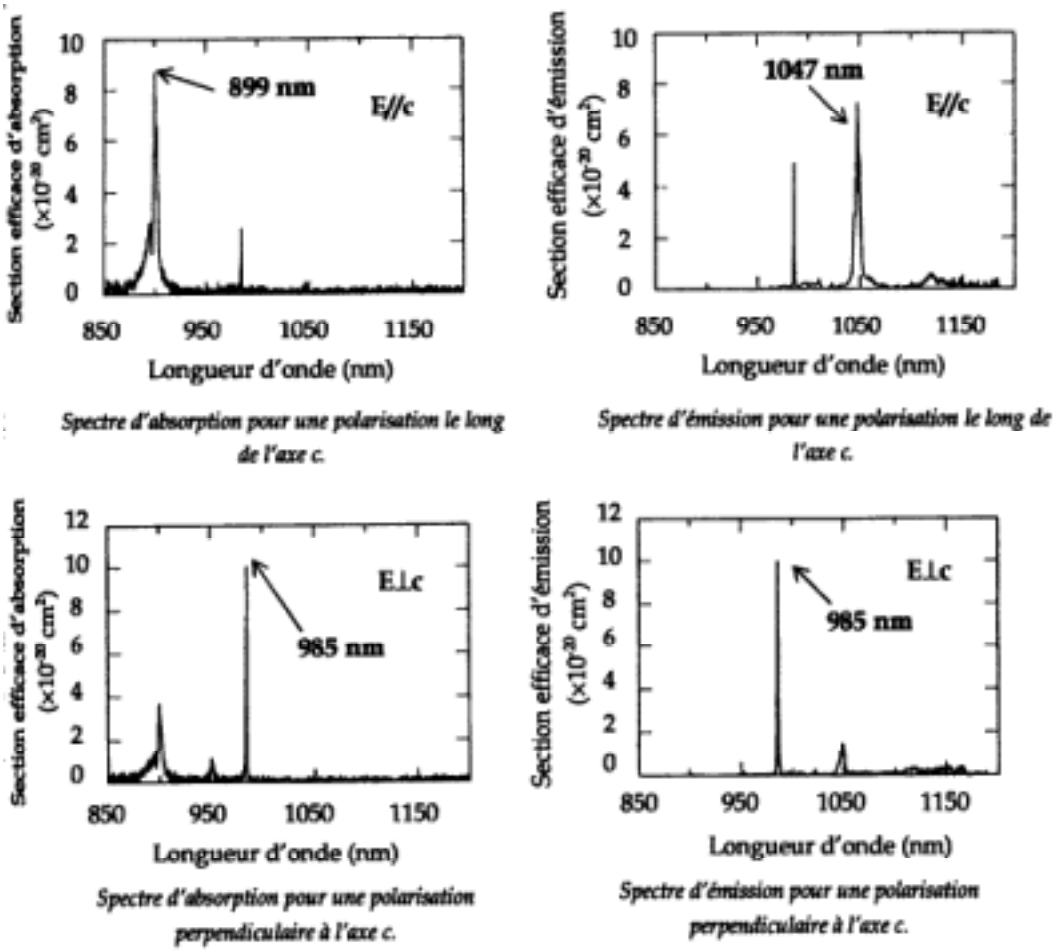


Figure V-27 : Spectres d'absorption du cristal de Yb:S-FAP [Yiou 03-1].

Ce cristal de Yb:S-FAP était pompé par un laser Ti:Sa émettant à 900 nm une puissance maximale de 1,5 W, qui a permis l'obtention d'une puissance de 250 mW à 985 nm [Yiou 03-2]. Le gain dans le cristal de Yb:KYW étant plus important que dans le cristal de S-FAP, les performances que nous avons obtenues en configuration de microlaser (paragraphe V-2.5) sont meilleures qu'avec ce cristal, bien que la transition soit plus difficile à contrôler.

Nous avons choisi de travailler avec le cristal de Yb:KYW compte-tenu de sa faible intensité de transparence à 981 nm et son fort gain à cette longueur d'onde. Mais il ne faut pas négliger le gain aux longueurs d'onde proches, qui peut être défavorable à l'émission recherchée, à cause de la compétition de gain entre les différentes transitions. Le spectre d'émission du cristal sur les longueurs d'onde autour de la longueur d'onde recherchée est donc aussi un critère de choix du cristal.

3 - Vers le pompage par diode...

Avant d'envisager le pompage par diode laser de ces cristaux, il faut vérifier que la largeur spectrale du pompage n’est pas un problème. L'optimisation de la longueur d'onde du laser

Ti:Sa de pompe a donc été vérifiée avec effet laser (figure V-28). On retrouve bien la forme du spectre d'absorption observé lors de l'étude de l'absorption de la pompe (figure V-5).

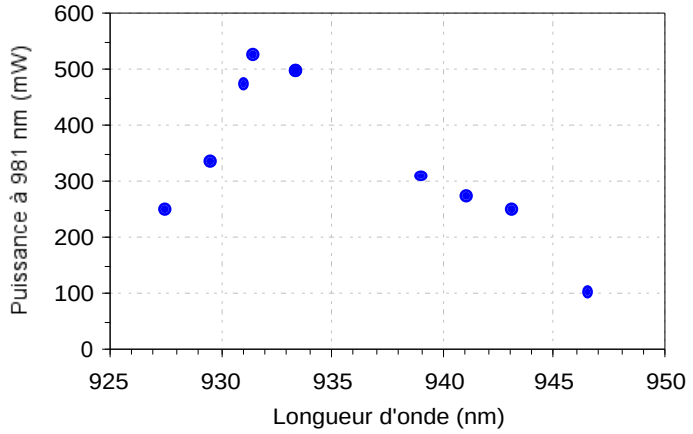


Figure V-28 : Optimisation de la longueur d'onde du laser de pompage par rapport à la puissance obtenue à 981 nm pour une puissance de pompe de 2,2 W, et le cristal B, pour un diamètre de focalisation de 25 µm.

La longueur d'onde du maximum d'efficacité est de 931,5 nm. Un intervalle de longueurs d'onde de 12 nm permet d'obtenir 50 % de la puissance maximale. L'absorption non saturée correspondante est supérieure à 60 % pour le cristal de 1,5 mm. Cette largeur est bien suffisante pour autoriser le pompage par une diode laser.

Nous avons donc utilisé une diode laser fibrée de puissance émettant 15 W à 931 nm pour pomper les cristaux étudiés précédemment. Le montage expérimental utilisé est présenté en figure V-29. La fibre a un diamètre de 200 µm, pour une ouverture numérique de 0,22. Elle est courte, de l'ordre de 5 cm, afin de conserver la polarisation de la diode laser. La polarisation de la diode en sortie de la fibre est linéaire à 80 %. La diode laser est fortement multimode, avec un facteur de qualité M^2 de l'ordre de 70, typiquement.

La température de la diode laser a été fixée pour maximiser l'absorption petit signal des cristaux. La longueur d'onde d'émission de la diode est alors de 931 nm. L'absorption petit signal des cristaux A et C est mesurée à 70 %, et celle des cristaux B et D à 80 %. Ces valeurs sont plus faibles que celles obtenues en pompage par le laser Ti:Sa., ce qui est dû au fait que l'émission de la diode laser en sortie de la fibre courte n'est pas totalement polarisée, et que la largeur spectrale de la source est plus grande que dans le cas du laser Ti:Sa.

Le filtre permet de couper la puissance de pompe résiduelle afin de ne recueillir que l'émission spontanée.

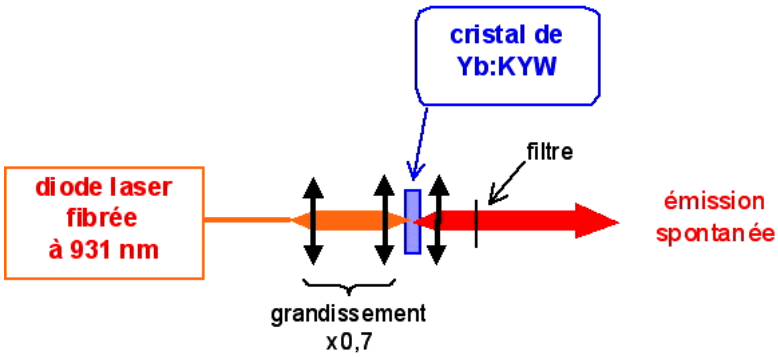


Figure V-29 : Schéma du montage expérimental utilisé.

Nous avons pu voir que le seuil des effets laser, en configuration microlaser, correspond à une intensité de l'ordre de 150 kW/cm^2 en pompage avec un laser Ti:Sa. Pour atteindre cette valeur, nous avons utilisé un système optique de grandissement 0,7, conduisant à un diamètre de faisceau de l'ordre de 130 µm de diamètre. L'intensité maximale de pompage au waist du faisceau est de l'ordre de 200 kW/cm^2, ce qui est normalement suffisant pour atteindre le seuil des effets laser à 981 nm. Néanmoins, la longueur de Rayleigh de ce faisceau de pompe dans le cristal est de l'ordre de 0,9 mm. Elle est donc inférieure à la longueur des cristaux (1 et 1,5 mm), ce qui n'est pas une situation favorable pour cette transition.

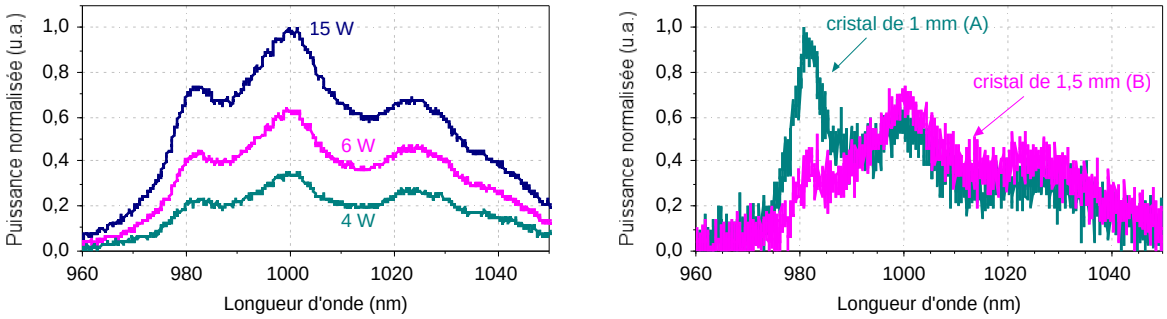
Essayons d'obtenir une approximation de la puissance de pompe incidente pour que la transparence soit atteinte tout le long du cristal. Dans le cas de la cavité laser étudiée précédemment, le mode de cavité avait un diamètre de l'ordre de 40 µm. Considérons que la transparence du cristal doive être atteinte sur un cylindre de 40 µm de diamètre dans le cristal. L'intensité de transparence en sortie du cristal sur ce cylindre correspond à une puissance de pompe de 0,4 W. Cette valeur est sous-évaluée puisqu'elle ne prend pas en compte la divergence du faisceau.

Pour le cristal de 1,5 mm, par exemple, l'absorption de la pompe est de 80 %, conduisant à une puissance minimale sur un rayon de 20 µm de 2 W en entrée du cristal. Or le faisceau de la diode de pompe utilisée a un rayon au waist de 65 µm au centre du cristal, et de 250 µm sur l'entrée ou la sortie du cristal. Il faut donc que la puissance incidente de pompe soit de 13 W en entrée du cristal, en considérant que le faisceau de pompe a un profil gaussien avec un facteur de qualité proche de 70, pour atteindre la transparence dans la totalité du cylindre considéré, de 250 µm de rayon. Nous sommes donc juste au niveau de la puissance de transparence théorique du cristal avec une puissance de pompe maximale de 15 W.

Pour atteindre la transparence dans le cristal de 1 mm, il faut une puissance de 1,3 W sur un rayon de 20 µm en entrée du cristal, correspondant à une puissance globale de 6 W, sur un faisceau de 170 µm de rayon. Théoriquement, nous pourrons atteindre la transparence sur ce cristal de 1 mm, mais nous ne pourrons pas forcément obtenir l'effet laser qui nécessite des puissances encore plus élevées. En effet, l'intensité moyennée sur l'entrée du cristal était de l'ordre de 210 kW/cm^2 en pompage par le laser Ti:Sa au seuil de l'effet laser en cavité pour un diamètre de mode de l'ordre de 37 µm. Ceci correspondrait à une puissance de 3 W incidente sur le rayon de mode de la cavité, soit une puissance globale de 13 W sur la totalité du faisceau pour la configuration utilisée. Nous serons donc juste au-dessus du seuil de l'effet laser, et il semble peu probable que nous puissions obtenir l'effet laser en pompage par diode. De plus, le pompage du cristal avec des puissances plus importantes qu'avec le laser Ti:Sa augmentera la température du cristal, et par conséquent, le risque de rupture du cristal si son refroidissement n'est pas suffisant.

Nous avons tout de même étudié le spectre d'émission spontanée des cristaux afin de suivre l'émission à 981 nm pour essayer d'optimiser les conditions de pompage des cristaux, comme nous l'avions fait en pompage avec le laser Ti:Sa.

Nous avons donc observé les évolutions du spectre avec la puissance de pompe (figure V-30 (a)), ici avec le cristal B (1,5 mm). Lorsque la puissance de pompe augmente, nous pouvons voir que la forme du spectre change assez peu. La proportion relative d'émission à 981 nm augmente un peu aux dépens de celle autour de 1020 nm. L'émission autour de 981 nm existe, mais n'est pas prédominante. Il n'y a pas d'ASE à 981 nm, car la réabsorption reste trop forte à cette longueur d'onde. Cette observation n'est pas encourageante pour l'obtention d'un effet laser à 981 nm.



(a) Evolution du spectre en fonction de la puissance de pompe à 931 nm pour le cristal B.

(b) Comparaison des spectres des cristaux A et B pour une puissance de pompe de 15 W.

Figure V-30 : Spectres de fluorescence des cristaux A et B.

Le spectre d'émission du cristal A est comparé à celui du cristal B sur la figure V-30 (b), pour la puissance de pompe maximale. Le cristal de 1,5 mm présente un maximum d'émission autour de 1000 nm. La puissance de pompe n'est pas suffisante sur la longueur du cristal pour éviter la réabsorption à 981 nm. Par contre, pour le cristal de 1 mm, le maximum d'émission a lieu à 981 nm. Néanmoins, aucun effet laser entre les faces du cristal, ni aucune émission d'ASE intense n'ont été observés. La puissance globale émise spontanément est inférieure à 50 mW pour les deux cristaux.

Nous avons choisi de tester les cristaux A et C de 1 mm, qui présentent des spectres assez semblables, dans les cavités plan-concave et plan-concave-plan utilisées précédemment. Mais la longueur d'onde de l'émission de l'émission laser obtenue se situe toujours entre 1000 et 1040 nm, et nous n'avons pas réussi à obtenir l'effet laser à 981 nm en pompage par diode. L'essai du pompage en régime quasi-continu avec ces cavités, qui permet de limiter l'échauffement des cristaux, et donc de diminuer la puissance de pompe au seuil de l'effet laser, n'a pas non plus donné de résultats.

4 - Conclusion

Le cristal de Yb:KYW a théoriquement une intensité de transparence faible, et un gain élevé. Son pompage par un laser Ti:Sa a confirmé cette observation théorique. En effet, avec des cristaux sans traitement anti-reflet sur les faces, une émission spontanée amplifiée intense à 981 nm est visible, avec des puissances et des efficacités non négligeables, ce qui est rarement observé dans des cristaux. Pour un cristal de 1,5 mm (B), la puissance maximale ainsi obtenue à 981 nm est de 320 mW, pour une efficacité de la source de 20 %. Cette source est rendue unidirectionnelle, probablement grâce à une réflexion parasite sur le coupleur de sortie du laser Ti:Sa. Un effet laser entre les faces du cristal, dont le coefficient de réflexion est de 11 %, a aussi pu être observé. Le gain étant très élevé, ces réflexions sont suffisantes pour obtenir des seuils relativement faibles, de l'ordre de 400 mW pour la source la plus efficace. Le cristal B émet en effet une puissance de 530 mW avec une efficacité de 30 %. Cette cavité laser est probablement couplée à une cavité formée avec le coupleur de sortie du

laser Ti:Sa. Les performances de ce laser se comparent très favorablement à celles obtenues à partir d'un cristal de S-FAP dopé par des ions ytterbium. Ces résultats étaient prometteurs pour une émission en cavité avec les cristaux traités anti-reflet, mais seule une émission laser très faible a pu être obtenue à 981 nm dans une cavité. Ce constat nous a montré que l'intensité de transparence et le gain ne sont pas les seuls critères de choix pertinents des cristaux utilisables pour exploiter la transition autour de 976 nm. Il faut aussi tenir compte de la compétition des raies autour de la longueur d'onde recherchée, qui, dans le cas du cristal de Yb:KYW, permet une émission intense à 1020 nm qui est en concurrence avec la transition que nous étudions.

Une étude complémentaire en configuration d'amplification pourrait apporter des précisions à ce travail. Ce serait d'ailleurs la configuration la plus adaptée pour exploiter le gain important à 981 nm que nous avons mis en évidence. Il faudrait toutefois veiller à la très bonne superposition du faisceau signal à amplifier avec le faisceau de pompe. Il faudrait aussi pouvoir recycler la puissance de pompe non absorbée lors du premier passage afin d'augmenter le gain pour l'amplification du signal.

Nous avons de plus testé le pompage par diode, et surtout observé les spectres de fluorescence, qui permettent de voir si l'émission autour de 981 nm est réabsorbée, et donc si l'intensité de pompage est suffisante. Mais la diode laser que nous avons utilisée n'est pas assez brillante pour cette transition. Des diodes laser "tapered" autour de 940 nm commencent à apparaître. Leur faisceau présente un facteur de qualité proche de 2, pour des puissances de l'ordre de 5 W [Kelemen 02]. Elles pourraient constituer une solution intéressante pour le pompage de Yb:KYW, en apportant une alternative au laser Ti:Sa avec une bonne qualité spatiale et de la puissance.

Conclusion

Le développement de nouvelles sources laser émettant autour de 976 nm était un sujet en plein essor au début de ma thèse. Au vu de l'état de l'art sur ces sources que nous avons dressé, nous pouvons constater que la demande de sources de puissance monomodes transverses à cette longueur d'onde est réelle, et que leur développement est toujours d'actualité. Les principales applications de ces sources concernent les télécommunications optiques, avec le pompage des amplificateurs à fibres dopées erbium, ou le développement de sources lasers solides, pour le pompage des matériaux dopés par des ions des terres rares. Elles donnent aussi accès aux sources bleues autour de 488 nm avec une étape de doublement de fréquence. Ces sources sont elles aussi l'objet de nombreuses études afin de fournir une alternative au laser à argon ionisé de faible puissance. Les applications sont alors plus proches de la biologie et de la médecine. Pour ces deux longueurs d'onde, les lasers à semiconducteurs sont très étudiés depuis ces dernières années et présentent des résultats prometteurs, mais n'étaient pas encore très développés au début de ma thèse. Un des challenges qui m'était proposé était de réaliser une source émettant à 976 nm basée uniquement sur des composants commerciaux. Dans ce cadre, les matériaux dopés par des ions ytterbium, qui présentent une forte émission à 976 nm, sont une solution très intéressante. Mais cette transition est une vraie transition à trois niveaux, avec les difficultés qu'elle implique (réabsorption du signal, nécessité d'une forte intensité de pompage...). Elle a d'ailleurs été très peu étudiée, comme le témoigne l'état de l'art. J'ai donc étudié deux solutions basées sur ces matériaux. De plus, le doublement de la fréquence de la source à 976 nm impose une contrainte supplémentaire, puisque son spectre doit être suffisamment fin pour ne pas être limité par l'acceptance spectrale du cristal non linéaire.

Une première solution est l'utilisation d'un cristal dopé par des ions ytterbium. Après avoir défini les critères de choix de ce cristal (intensité de transparence et gain), nous avons opté pour le cristal de $KY(WO_4)_2$ dopé par des ions ytterbium (Yb:KYW), qui est en plus commercialisé. Son pompage par un laser à saphir dopé au titane a confirmé le fort gain du cristal, puisque, de façon surprenante, il est susceptible d'émettre un effet laser efficace à 981 nm en utilisant la cavité créée par ses faces non pourvues d'un traitement anti-reflet. Ainsi, avec un cristal de 1,5 mm pompé par une puissance de 2 W à 931 nm, une puissance de 530 mW a été obtenue. Une émission spontanée amplifiée à 981 nm de forte puissance, probablement favorisée par une émission parasite due au montage, a aussi été mise en évidence, alors qu'elle est rarement observée dans le cas des cristaux dopés. Malgré ces résultats prometteurs, l'effet laser à 981 nm en cavité n'a pas été très efficace (54 mW pour 2 W incidents à 931 nm). Cette étude a révélé l'importance de la forme des spectres d'absorption et d'émission du cristal dans la compétition entre les transitions laser. Il est effectivement préférable que le spectre ne soit pas trop semblable à un continuum, et présente plutôt des pics d'émission disjoints et relativement séparés les uns des autres. Ceci facilite la discrimination des raies non désirées, et permet de favoriser la transition à trois niveaux, ce qui est difficile pour le cristal de Yb:KYW. Le pompage par diode de ce cristal n'a pas pu être démontré, faute de pouvoir utiliser une diode laser de puissance suffisamment brillante à

931 nm, puisqu'elles sont à peine étudiées en laboratoire et pas encore disponibles commercialement. Cette solution nous a donc montré ses points forts, mais aussi ses limitations, qui ne nous permettent pas d'obtenir la puissance requise autour de 976 nm.

Les cristaux de Yb:KYW ont donc permis d'obtenir, à ma connaissance, les meilleures performances en effet laser autour de cette longueur d'onde dans des cristaux dopés par des ions ytterbium. Si un élément sélectif introduisant des pertes sur tout le spectre, sauf à 981 nm, pouvait être utilisé, ce cristal aurait des chances de donner des résultats intéressants en pompage par diode s'il croise la route des nouvelles diodes laser "tapered" de puissance. Des sources compactes à base de cristaux laser pourront alors être proposées vers 976 nm, voire 488 nm...

Une autre solution, qui s'est avérée comme étant particulièrement intéressante, est l'utilisation des fibres dopées par des ions ytterbium. Bien que la silice présente un gain beaucoup plus faible que les cristaux, le confinement de la pompe dans le milieu dopé permet de diminuer considérablement les puissances de transparence du milieu. Les fibres monomodes présentent des puissances de transparence très faibles, de l'ordre de 10 mW pour un pompage vers 915 nm, mais nécessitent l'emploi d'une source de pompage monomode transverse, ce qui a limité les performances des travaux antérieurs. Les fibres double-cœur classiques autorisent l'utilisation de diodes laser de pompe multimodes, mais les puissances de transparence sont rédhibitoires, les fibres double-cœur microstructurées n'ayant été développées que pendant ces trois dernières années. Seules les fibres monomodes et quelques fibres double-cœur particulières étaient disponibles commercialement au début de ma thèse. Les puissances de transparence de ces fibres restent toutefois suffisamment élevées pour qu'il soit plus favorable de développer une source de pompage monomode transverse pour utiliser des fibres monomodes, que d'utiliser ces fibres double-cœur spéciales. Nous avons donc choisi d'utiliser les fibres monomodes et j'ai développé une source de pompage à 915 nm monomode transverse.

Cette source monomode transverse à 915 nm est basée sur un cristal de $Nd:YVO_4$ pompé par diode. Avec une cavité concave-concave introduisant suffisamment de pertes à 1064 nm, ce laser délivre une puissance de 4 W à 914 nm dans un faisceau limité par la diffraction, sur une transition à quasi-trois niveaux. Cette source utilise un cristal long (5 mm) et faiblement dopé (0,1 %) pour limiter les problèmes dus à l'échauffement du cristal, l'utilisation du cristal composite dont je disposais n'étant pas apparu comme une solution intéressante pour obtenir une source efficace. Ce laser nous permet de pomper la fibre dopée avec une puissance de 3 W environ, injectée dans une fibre monomode non dopée et raccordée à notre fibre monomode dopée.

Afin de dimensionner correctement les fibres dopées et de prévoir l'efficacité des sources, j'ai développé une modélisation basée sur celle proposée par E.Desurvire. Elle prend en compte l'émission spontanée amplifiée à 976 nm, ce qui est indispensable, alors que, d'après le spectre observé expérimentalement, l'ASE autour de 1030 nm peut être négligée. Validée par la comparaison avec une source expérimentale d'ASE à 976 nm, cette modélisation tient compte d'une réflexion parasite, qui permet de simuler séparément les composantes co et contrapropagatives de l’ASE, ou la réflexion d'une partie de l'ASE par un miroir. L'existence de longueurs optimales, différentes selon que l'on considère l'ASE co ou contrapropagative, a été confirmée par les expériences. Ces longueurs optimales ne sont heureusement pas critiques, et il n’est pas nécessaire de couper la fibre au centimètre près pour obtenir une source ayant une bonne efficacité. La comparaison entre le modèle et l'expérience montre que l'ASE autour de 1030 nm ne peut plus être négligée quand la

longueur des fibres est supérieure à la longueur optimale. Mais comme les sources sont réalisées dans l'esprit de supprimer cette émission, notre modélisation convient parfaitement pour cette étude.

J'ai réalisé expérimentalement une source d'ASE à 976 nm de spectre étroit, que j'ai simulé avec notre modélisation. La réduction du spectre de cette source, nécessaire au doublement de fréquence, est obtenue grâce à la réflexion de l'ASE contrapropagative sur un réseau de diffraction en configuration Littrow. J'ai ainsi développé une source d'ASE unidirectionnelle ayant un spectre fin (0,4 nm) et une accordabilité de 7 nm autour de 977 nm. Cette source présente une efficacité de 50 % par rapport à la puissance de pompe injectée dans la fibre. La simulation de cette source est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Elle m'a entre autres permis d'évaluer la longueur optimale de la fibre, ainsi que les efficacités attendues. Mais la largeur spectrale de la source, qui n'est pas polarisée, est encore trop grande pour la conversion de fréquence. Une autre solution a donc été envisagée.

Ainsi un laser ayant un spectre affiné autour de 976 nm a été réalisé. Ce laser présente une très bonne efficacité de 73 % par rapport à la puissance de pompe injectée, et délivre une puissance de 2 W à 976 nm pour une puissance incidente de pompe dans la fibre de 3 W. Il présente une largeur spectrale inférieure à 0,02 nm et est accordable sur 7 nm. Un modèle analytique, développé par C.Barnard, permet de déterminer une longueur optimale de la fibre très proche de celle observée expérimentalement, et de simuler correctement les performances de cette source[11]. La source obtenue expérimentalement présente les caractéristiques requises pour obtenir un doublement en fréquence efficace. Cette source a aussi servi pour une étude de l'influence de la longueur d'onde de pompage des EDFA sur la forme de leur gain autour de 1,55 µm, en collaboration avec Philippe Bousselet à Alcatel.

Pour obtenir de bonnes efficacités de doublement de fréquence, le régime impulsionnel a été étudié puisqu'il donne accès à des puissances crêtes élevées. Pour cela, j'ai utilisé une diode laser en cavité étendue à 976 nm, permettant d'obtenir, en régime impulsionnel, un spectre étroit, de l'ordre de 0,3 nm. Cette diode laser, permettant d'accéder à des puissances moyennes entre 0,1 et 10 mW, est amplifiée dans une fibre dopée. Notre modélisation m'a ainsi permis de prévoir les gains disponibles dans la fibre et d'évaluer la longueur de la fibre dont j'avais besoin. Pour les puissances moyennes incidentes du signal et la puissance de pompe utilisées, cette longueur de fibre est de l'ordre de 40 cm. Le modèle a été validé par une comparaison avec une étude expérimentale du gain en régime continu, qui a confirmé le choix de cette fibre, ainsi que les ordres de grandeurs des gains calculés. Cette modélisation, qui ne prend pas en compte l'évolution temporelle du signal, est valable en régime impulsionnel, tant que les puissances crêtes du signal ne modifient pas l'inversion de population du milieu. Les gammes de variation de la durée des impulsions ainsi que de leur cadence ont été déterminées expérimentalement. Les impulsions doivent avoir une durée inférieure à 100 ns, et des cadences supérieures à 5 MHz, typiquement. Un compromis est donc nécessaire entre ces contraintes temporelles et la puissance moyenne du signal incident, qui ne doit pas être trop élevée pour que le gain reste important. L'étude du gain en régime impulsionnel m'a permis de démontrer des gains élevés, de l'ordre de 30 dB, pour des puissances moyennes du signal incident de l'ordre du milliwatt, permettant d'accéder à des puissances crêtes supérieures à 10 W.

Les fibres monomodes ont donc montré qu'elles sont pour le moment la meilleure solution pour la réalisation de sources à 976 nm à base de matériaux dopés par des ions

[11] Ces différentes simulations sont aussi utilisables pour les sources basées sur les cristaux de Yb:KYW. Elles ne sont valables que dans les conditions de pompage par laser à saphir dopé au titane que nous avons utilisées.

ytterbium, en comparaison avec les cristaux. J'ai démontré expérimentalement des performances, en termes de puissance et surtout d'efficacité, très honorables dans le milieu des lasers à fibre à 976 nm, bien qu'actuellement la plupart des recherches se soient tournées vers les fibres double-cœur microstructurées qui permettent la montée en puissance du pompage. En effet, la puissance de pompage monomode transverse disponible est la principale limitation de notre source, et l'utilisation des fibres double-cœur microstructurées est une solution intéressante, bien que les efficacités qu'elles permettent d'obtenir soient plus faibles que celles des fibres monomodes.

Ces sources fibrées continues et impulsionnelles m'ont donc permis de réaliser une source émettant autour de 488 nm grâce à une étape de doublement de fréquence. La conversion en configuration extracavité a été choisie, nécessitant le choix d'un matériau non linéaire particulièrement efficace. L'utilisation d'un guide d'onde monomode réalisé dans un cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement et dopé MgO (PP MgO:LN) était tout indiquée. Sa caractérisation expérimentale a permis de déterminer une acceptance spectrale de 0,14 nm (justifiant bien l'emploi d'une source infrarouge spectralement affinée) ainsi qu'une acceptance thermique de 2,4 °C environ.

La source laser continue a été doublée avec une efficacité de conversion interne de 26 %, conduisant à une puissance à 488 nm de 83 mW. J'ai pu observer l'apparition d'une limitation de la puissance dans le bleu quand la puissance dans l'infrarouge injectée dans le guide est forte. Cette saturation du rendement de conversion peut être due à l'apparition d'un gradient de température dans le guide d'onde non linéaire, entraînant un décalage de l'accord de phase dans le cristal au fur et à mesure de la propagation de l'onde. Il pourrait être intéressant d'utiliser un guide d'onde plus court, pour limiter cet échauffement, ou d'améliorer la régulation thermique du cristal, en essayant de réaliser un gradient de température pour compenser celui qui se crée dans le guide. Cette source bleue a des performances supérieures aux sources similaires vues dans la littérature, avec une efficacité globale optique / optique de 0,4 % environ, entre la puissance à 808 nm et celle à 488 nm. En effet, l'ORC de Southampton présente une source à 488 nm délivrant une puissance de 18 mW, basée sur le doublement de la fréquence d'un laser à fibre microstructurée à 976 nm, et dont l'efficacité globale optique / optique de cette source est de l'ordre de 0,1 %, avec une puissance de leurs diodes laser à 915 nm de 18 W.

L'utilisation d'une source à 976 nm émettant en régime impulsionnel permet a priori d'augmenter les rendements de conversion. Le doublement de la diode laser en cavité étendue à 976 nm, amplifiée dans notre fibre dopée, a aussi été réalisé dans ce guide d'onde PP MgO:LN. Les caractéristiques temporelles des impulsions ont été optimisées par rapport à cette conversion, me conduisant à utiliser une durée d'impulsions de 10 ns et une cadence de 13 MHz, qui correspondent à une puissance moyenne de 1 mW couplée dans la fibre dopée. Après amplification, la puissance crête du signal est de 14 W environ pour une puissance moyenne de l'ordre de 2 W, dont environ 1,3 W est utilisable pour la conversion de fréquence. Une puissance moyenne maximale de 100 mW à 488 nm a été obtenue en sortie du guide, correspondant à une efficacité de conversion interne de 34 %. Ces résultats, très proches de ceux obtenus en régime continu, sont limités par la largeur spectrale (0,3 nm) et les instabilités de la source impulsionnelle. Mais je n'ai malheureusement pas eu le temps de poursuivre cette étude prometteuse, le guide d'onde PP MgO:LN n'ayant pas été à ma disposition suffisamment longtemps. Il serait donc intéressant de limiter les instabilités du spectre de la diode laser en cavité étendue utilisée, ainsi que sa largeur spectrale dans ce régime. Si l'on associe ces améliorations à une optimisation du choix et de la régulation thermique du guide d'onde non linéaire, à une amélioration du couplage dans le guide, ou

l'utilisation d'un cristal de PPLN massif, et à l'utilisation d'un amplificateur à double étage, les performances de cette source devraient être compétitives avec d'autres types de solutions actuellement proposées.

Régime	Source	Puissance vers 976 nm	Puissance vers 488 nm
Cristal de Yb:KYW			
continu	ASE, longueur d'onde : 981,5 nm largeur : 1,2 nm	0,32 W pour 2,1 W incidents à 931 nm, efficacité : 20 %	
continu	laser entre les faces du cristal, longueur d'onde : 981,5 nm largeur : 0,5 nm	0,53 W pour 2,2 W incidents à 931 nm, efficacité : 30 %	
Fibre monomode dopée			
continu	ASE filtrée spectralement, longueur d'onde : 978 nm, largeur : 0,4 nm, accordabilité : 7 nm	0,34 W pour 0,7 W incidents à 914 nm, efficacité : 50 %	source non adaptée au doublement de fréquence
continu	laser filtré spectralement, largeur < 0,02 nm, longueur d'onde : 978 nm, accordabilité : 6,6 nm	2 W pour 2,9 W incidents à 914 nm, efficacité : 72 %	83 mW en sortie du guide pour 370 mW couplés dans le guide à 978 nm, efficacité interne : 26 %
impulsionnel	amplification d'un LCE impulsionnel, longueur d'onde : 978 nm, largeur : 0,3 nm	puissance moyenne : 2 W, puissance crête : 14 W, gain : 33 dB, puissance incidente à 914 nm : 2,8 W	100 mW en sortie du guide pour 340 mW couplés dans le guide à 978 nm, efficacité interne : 34 %

Tableau : Récapitulatif des sources réalisées autour de 976 nm à base de matériaux dopés par des ions ytterbium lors de cette thèse.

ANNEXES

ANNEXE A 205

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES FIBRES DOPEES PAR DES IONS YTTERBIUM. 205

1 - De l'intérêt de la caractérisation des fibres monomodes. 205

2 - Caractérisation du mode transverse de la fibre 205

3 - Principe de la mesure de l'absorption de la pompe ou du signal 207

3.1 Application de la méthode à l'étude de l'absorption de la pompe 208
3.2 Application de la méthode à l'étude de l'absorption du signal. 210
3.3 Bilan de l'étude 211

ANNEXE B 213

ETAT DE L'ART DES SOURCES D'EMISSION SPONTANEE AMPLIFIEE A 976 NM DANS LES FIBRES DOPEES PAR DES IONS YTTERBIUM. 213

1 - Les fibres monomodes 213

2 - Les fibres double-cœur 214

ANNEXE C 215

ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE POMPAGE SUR LE GAIN AUTOUR DE 1,55 µM DANS UN AMPLIFICATEUR À FIBRE DOPEE PAR DES IONS ERBIUM. 215

Annexe A

Caractérisation expérimentale des fibres dopées par des ions ytterbium

Pour réaliser les simulations présentées dans le chapitre II, une bonne connaissance des caractéristiques des fibres étudiées est nécessaire. Les données fournies par les constructeurs n'étaient que partielles, elles ont donc été complétées par une caractérisation expérimentale.

1 - De l'intérêt de la caractérisation des fibres monomodes.

Nous disposons pour cette étude d'un type de fibres monomodes dopées à l'ytterbium, commercialisé par INO au Canada (fibre Yb152). Ces fibres sont clivées en biais et munies de connecteurs FC/APC (Angled Physical Contact ou Angle-Polished Connector). Les principales caractéristiques données par le constructeur (diamètre de cœur, ouverture numérique et absorption à 980 nm) sont récapitulées dans le tableau A-1.

Diamètre de cœur (µm)	**Ouverture Numérique**	**Absorption à 980 nm**		**Dopage déduit ($x10^{25}$ m^{-3})**
		dB/m	**m^{-1}**	
5,0	0,13	524	121	6,5

Tableau A-1 : Données constructeur concernant les fibres Yb152.

Nous n'avons que peu d'informations concernant les fibres dont nous disposons. Nous les avons donc caractérisées pour déterminer les autres paramètres nécessaires aux modélisations. C. Barnard [Barnard 94] expose, à partir de la modélisation présentée dans le paragraphe II-1.2, une résolution analytique des équations de population dans la fibre, valable tant que l'ASE est négligeable. Son approche permet d'utiliser des grandeurs mesurables expérimentalement pour accéder aux paramètres physiques (dopage, sections efficaces) de la fibre pour chaque longueur d'onde utilisée.

2 - Caractérisation du mode transverse de la fibre

La mesure du diamètre du mode de la fibre à la longueur d'onde de la pompe et à celle du signal, ainsi qu'une visualisation des fibres au microscope (figure A-2 (a)), permet de mesurer les diamètres de cœur et ouverture numérique des fibres.

Pour mesurer le diamètre du mode en sortie d'une fibre, l'extrémité d'une fibre clivée perpendiculairement à son axe et sans connecteur est imagée avec un objectif de microscope de grandissement x60 sur une caméra, placée à 160 mm de l'objectif de microscope (figure A-1). L'acquisition et l'analyse des données est réalisée par le logiciel Spiricon.

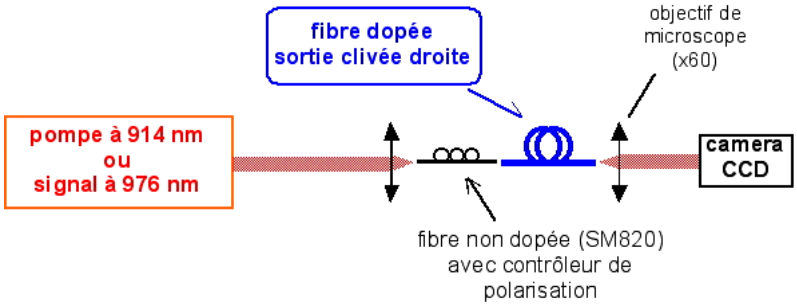


Figure A-1 : Schéma du montage pour la mesure de la taille du mode et du M^2.

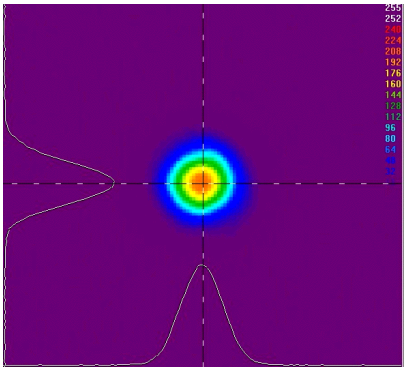
La mesure du waist donne le rayon w du mode de la fibre (équation II-6). Elle permet d'obtenir une évaluation de l'ouverture numérique de la fibre, via la fréquence normalisée V (équation II-3). La fréquence normalisée d'une fibre monomode est inférieure à $V_c = 2{,}405$ pour une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde de coupure λ_c :

$$\lambda_c = \frac{2\pi\ b\ ON}{V_c}. \qquad \text{(A-1)}$$

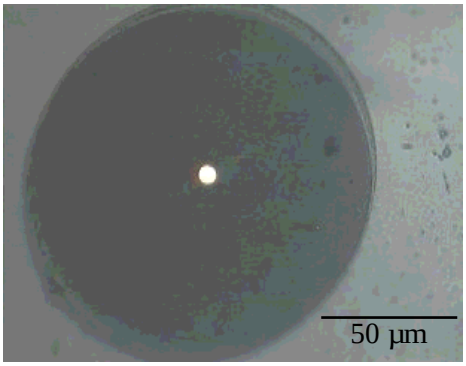
La longueur d'onde de coupure théorique est de 849 nm pour la fibre dopée. Ces fibres sont bien monomodes à 914 et 980 nm et leur fréquence normalisée aux longueurs d'onde d'étude est donc bien inférieure à 2,405.

La mesure du waist à la longueur d'onde du signal, moyennée sur plusieurs mesures, donne un rayon de mode de 6,0 ± 0,2 µm. Pour un diamètre de cœur de la fibre de 5 µm, cette valeur correspond à une fréquence normalisée de 2,1, qui permet de déduire une ouverture numérique de 0,13, et un facteur de recouvrement du signal avec le cœur dopé de 0,75. De même, pour la pompe, le diamètre du mode mesuré est de 5,8 ± 0,3 µm, ce qui conduit aussi à une ouverture numérique de 0,13, et un facteur de recouvrement de la pompe avec le cœur dopé de 0,78. Ces mesures sont bien cohérentes avec nos données.

Le facteur de qualité M^2 du faisceau en sortie des fibres doit être proche de 1 puisque les fibres sont monomodes. Aux deux longueurs d'onde, le M^2 mesuré est de 1,1 ± 0,1 (figure A-2 (b)).



(a) Allure du faisceau de pompe en sortie de la fibre dopée.



(b) Vue au microscope de la fibre avec un objectif x50.

Figure A-2 : Caractérisation géométrique de la fibre.

Une autre méthode utilisable pour mesurer le diamètre de cœur des fibres est d'associer à la mesure du diamètre de mode, la mesure de la longueur d'onde de coupure réalisée à l'aide d'une source laser accordable sur une grande gamme de longueurs d'onde. Via la fréquence normalisée et la formule de Marcuse [Marcuse 77], on peut remonter à l'ouverture numérique et au diamètre de cœur de la fibre. Mais nous n'avons pas eu l'occasion d'utiliser cette méthode pour faire cette mesure.

Les résultats expérimentaux sont récapitulés dans le tableau A-2 :

	Pompe	**Signal**
diamètre du cœur (µm)	5,1 ± 0,1	
diamètre du mode (µm)	5,8 ± 0,3	6,1 ± 0,4
fréquence normalisée	2,2	2,1
ON	0,13	
M^2	1,1 ± 0,1	1,1 ± 0,1

Tableau A-2 : Récapitulatif des mesures effectuées sur les fibres.

Une fois que ces paramètres géométriques sont vérifiés, les autres paramètres de la fibre, tels que le dopage ou les sections efficaces, peuvent être évalués par les mesures d'absorption.

3 - Principe de la mesure de l'absorption de la pompe ou du signal.

Les expressions analytiques déduites du modèle (II-1.2.3) sont rappelées ici.

La résolution des équations des populations mène à l'écriture du système d'équations (II-20). On peut en déduire le système d'équations couplées (A-2) :

$$\begin{cases} \dfrac{dP_p}{dz} = P_p \left[-\dfrac{1}{P_p^{sat}} \dfrac{dP_p}{dz} - \dfrac{1}{P_s^{sat}} \dfrac{dP_s}{dz} - \alpha_p \right] \\ \dfrac{dP_s}{dz} = P_s \left[-\dfrac{1}{P_s^{sat}} \dfrac{dP_s}{dz} - \dfrac{1}{P_p^{sat}} \dfrac{dP_p}{dz} - \alpha_s \right] \end{cases}, \qquad \text{(A-2)}$$

avec $u_i = +1$, et où le coefficient d'absorption petit signal α_i s'écrit en fonction du dopage de la fibre N_{tot}, du facteur de recouvrement et de la section efficace d'absorption :

$$\alpha_i = \sigma_i^{abs} \, N_{tot} \, \Gamma_i . \qquad \text{(A-3)}$$

En intégrant ce système sur la longueur de la fibre, on obtient deux équations couplées décrivant les variations des puissances de la pompe et du signal. Ces puissances dépendent des puissances absorbées par la fibre aux deux longueurs d'onde.

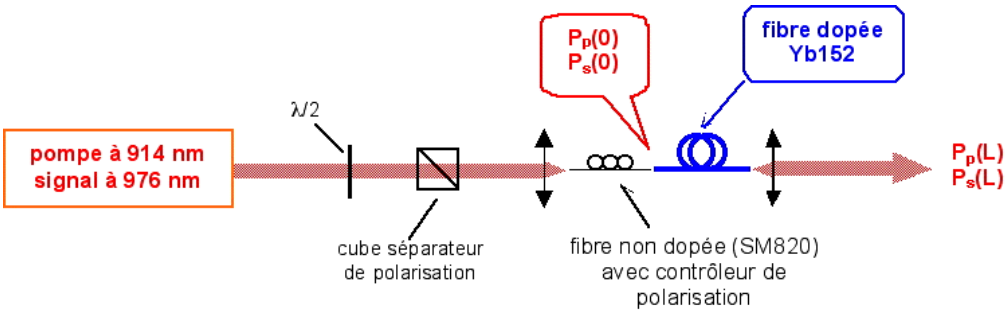


Figure A-3 : Principales notations pour les mesures d'absorption de la pompe et du signal.

En utilisant les notations de la figure A-3, la puissance à la longueur d'onde du signal est décrite par :

$$P_s(L) = P_s(0)\ \exp\left(-\alpha_s L + \frac{P_s(0)-P_s(L)}{P_s^{sat}} + \frac{P_p(0)-P_p(L)}{P_s^{sat}}\right), \qquad \text{(A-4)}$$

et celle à la longueur d'onde de la pompe est :

$$P_p(L) = P_p(0)\ \exp\left(-\alpha_p L + \frac{P_p(0)-P_p(L)}{P_p^{sat}} + \frac{P_s(0)-P_s(L)}{P_p^{sat}}\right). \qquad \text{(A-5)}$$

Les mesures d'absorption sont réalisées indépendamment pour chaque longueur d'onde. Ainsi, l'équation (A-4 ou 5) se simplifie et devient :

$$P_i(L) = P_i(0)\ \exp\left(-\alpha_i L + \frac{P_i(0)-P_i(L)}{P_i^{sat}}\right), \qquad \text{(A-6)}$$

pour la pompe (i=p) ou le signal (i=s).

A partir de cette équation, nous pouvons tracer $\ln(P_i(L) / P_i(0))$ en fonction de $P_i(0)-P_i(L)$. C'est une droite de coefficient directeur P_i^{sat} et d'ordonnée à l'origine $-\alpha_i L$.

$$\ln\left(\frac{P_i(L)}{P_i(0)}\right) = \frac{P_i(0)-P_i(L)}{P_i^{sat}} - \alpha_i L\ . \qquad \text{(A-7)}$$

Nous aurons donc accès aux puissances de saturation P_i^{sat} et aux absorptions petit signal α_i, et sous certaines conditions, aux sections efficaces qu'ils contiennent, et ce tant que l'ASE est négligeable.

3.1 Application de la méthode à l'étude de l'absorption de la pompe.

La pompe ou le signal sont d'abord injectés dans une fibre monomode non dopée (figure A-3). La variation de la puissance incidente sur la fibre dopée est obtenue, avant l'injection dans la fibre non dopée, par un système de lame demi-onde et de cube séparateur de polarisation. Les puissances incidentes dans la fibre dopée sont mesurées en sortie de la fibre non dopée. La puissance résiduelle est mesurée en sortie des fibres dopées.

La caractérisation des fibres dopées a été réalisée en utilisant un laser Ti:Sa émettant vers 910 nm, et ayant une puissance maximale de 300 mW. Les spectres d'absorption et d'émission autour de 915 nm sont suffisamment plats pour que les mesures réalisées à 910 nm soient valables sur une plage de longueurs d'onde de 5 nm autour de 915 nm. La méthode utilisée est

montrée ici avec une fibre dopée de longueur 30 cm. La mesure de la puissance d'entrée $P_p(0)$ et de la puissance de sortie $P_p(L)$ permet d'obtenir la courbe suivante (figure A-4).

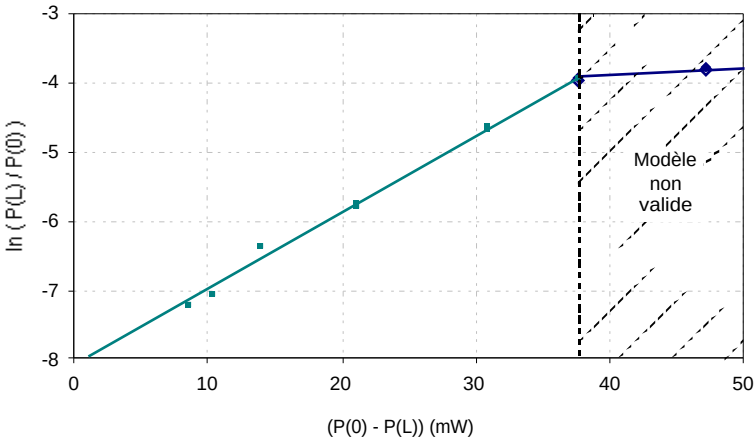


Figure A-4 : Mesure de l'absorption de la pompe à 910 nm pour une fibre de 30 cm.

La première partie, linéaire, est liée uniquement à l'absorption de la pompe. Au-delà de 40 mW de puissance de pompe absorbée, on observe une rupture de la pente. Celle-ci est liée à la présence de l'ASE qui devient non négligeable. Seule la première partie de la courbe nous permet de déduire les paramètres de la fibre. Sur cet exemple, nous obtenons une puissance de saturation de 8,9 ± 0,1 mW, et un coefficient d'absorption de 27 ± 1 m^{-1}.

En faisant l'hypothèse que la section efficace d'émission vers 910 nm dans les fibres dopées à l'ytterbium est négligeable devant la section efficace d'absorption, ce qui est légitime, l'étude à la longueur d'onde de la pompe permet de connaître le dopage de la fibre et la section efficace d'absorption. Pour s'affranchir du facteur de recouvrement, on exprime le dopage en fonction du produit $\alpha_p P_p^{sat}$:

$$N_{tot} \approx \frac{\lambda_p}{hc} \frac{\tau}{A_{eff}} \alpha_p P_p^{sat} . \qquad \text{(A-8)}$$

Dans ce cas, le dopage N_{tot} s'exprime selon l'équation (A-9) :

$$N_{tot} \approx \frac{\lambda_p}{hc} \frac{\tau}{A_{eff}} \alpha_p P_p^{sat} . \qquad \text{(A-9)}$$

Pour notre exemple, avec les caractéristiques de la fibre données précédemment, le dopage est mesuré à $(4{,}8 \pm 0{,}2).10^{25}$ Yb^{3+} m^{-3}. La fibre n'est donc pas aussi dopée que ce qui était prévu compte-tenu de la valeur d'absorption donnée par INO (tableau A-1).

On en déduit aussi la section efficace d'absorption avec l'équation (A-10) :

$$\sigma_p^{abs} = \frac{\alpha_p}{\Gamma_p N_{tot}} . \qquad \text{(A-10)}$$

Le facteur de recouvrement du faisceau de pompe avec le cœur dopé est de 0,77. avec cette valeur et le dopage précédemment obtenu, la section efficace d'absorption est évaluée à $(0{,}74 \pm 0{,}01).10^{-24}$ m^2.

Ainsi, avec les résultats de la régression linéaire de la première partie de la courbe, nous pouvons déduire le dopage de la fibre et la section efficace d'absorption à 910 nm, en négligeant la section efficace d'émission à cette longueur d'onde, ce qui est légitime au vu des spectres (figure I-5 (a)).

3.2 Application de la méthode à l'étude de l'absorption du signal.

Connaissant le dopage de la fibre, la mesure de l'absorption du signal permet de déterminer les sections efficaces d'émission et d'absorption à 976 nm en utilisant la puissance de saturation (II-15) et le coefficient d'absorption du signal.

La caractérisation des fibres a été réalisée avec une diode laser monomode transverse à 976 nm, de 0,3 nm de largeur spectrale environ, couplée dans une fibre de longueur 20 cm.

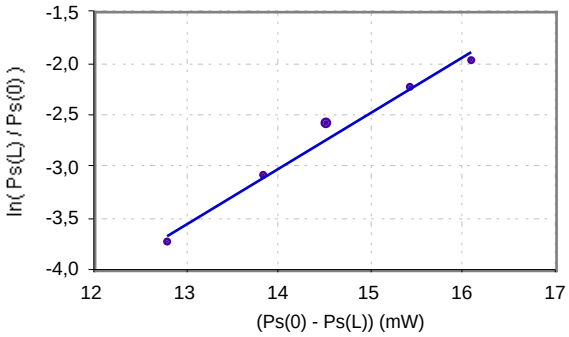


Figure A-5 : Mesure de l'absorption du signal pour une fibre de 20 cm.

La régression linéaire de cette courbe permet de déduire une puissance de saturation du signal de 1,9 ± 0,2 mW et un coefficient d'absorption petit signal de 53 ± 3 m^{-1} à 976 nm. Nous pouvons constater à nouveau que ce coefficient d'absorption est plus faible que celui donné par INO, qui était de 121 m^{-1} à 976 nm. Ceci est cohérent avec le fait que nous avions déjà mesuré un dopage plus faible que prévu.

Puisque nous connaissons le dopage, dans le cas des petits signaux, le coefficient d'absorption permet de remonter à la section efficace d'absorption du signal :

$$\sigma_s^{abs} = \frac{\alpha_s}{\Gamma_s N_{tot}} \quad . \tag{A-11}$$

Avec un facteur de recouvrement de 0,74, la section efficace d'absorption à 976 nm est évaluée à $(1,5 \pm 0,1).10^{-24}$ m^2.

Le produit du coefficient d'absorption et de la puissance de saturation permet de déduire la section efficace d'émission :

$$\sigma_s^{em} = \sigma_s^{abs} \left(\frac{hc}{\lambda_s} \frac{A_{eff}}{\tau} \frac{N_{tot}}{\alpha_s P_s^{sat}} - 1 \right) . \tag{A-12}$$

La mesure de la puissance de saturation donne une section efficace d'émission de $(1,9 \pm 0,3).10^{-24}$ m^2.

3.3 Bilan de l'étude

Les résultats obtenus lors de cette étude de l'absorption de la pompe et du signal pour les fibres dopées sont récapitulés dans le tableau A-3.

	Pompe	**Signal**
Longueur d'onde (nm)	915 ± 5	976
Puissance de saturation (mW)	8,9 ± 0,1	1,9 ± 0,2
Coefficient d'absorption (m^{-1})	27 ± 1	53 ± 3
Section efficace d'absorption (10^{-24} m^2)	0,74 ± 0,01	1,5 ± 0,1
Section efficace d'émission (10^{-24} m^2)	0	1,9 ± 0,3
Dopage (m^{-3})	$(4,8 \pm 0,2).10^{25}$	

Tableau A-3 : Récapitulatif des résultats des mesures effectuées sur les fibres.

A partir de ces valeurs, les puissances caractéristiques de ces fibres ont été calculées (tableau A-4).

Puissance de transparence à 915 nm pour une émission à 976 nm (mW)	6,9 ± 0,8
Puissance de saturation à 915 nm (mW)	8,9 ± 0,1
Puissance de saturation à 976 nm (mW)	1,9 ± 0,2

Tableau A-4 : Puissances caractéristiques des fibres étudiées.

Cette caractérisation expérimentale des propriétés spectroscopiques et du dopage des fibres dopées a donné des valeurs de sections efficaces d'absorption et d'émission très proches de celles que nous pouvions attendre. Les différences de sections efficaces à la longueur d'onde du signal par rapport aux valeurs de la bibliographie [Paschotta 97], sont principalement dues à la largeur spectrale de la diode laser d'étude.

Annexe B

Etat de l'art des sources d'émission spontanée amplifiée à 976 nm dans les fibres dopées par des ions ytterbium.

Cette annexe complète l'état de l'art des sources émettant à 976 nm dans les fibres dopées par des ions ytterbium, du chapitre I-1.3.4. L'émission spontanée amplifiée (ASE) à 976 nm est un facteur limitant de l'amplification dans une fibre dopée, mais peut aussi être exploitée pour la réalisation d'une source très simple. Un point commun de toutes ces sources est l'utilisation de fibres courtes pour éviter la réabsorption à 976 nm et l'émission autour de 1030 nm.

1 - Les fibres monomodes

Ces fibres ont été les premières utilisées pour exploiter la transition autour de 976 nm. La puissance de l'émission à 976 nm dans ces fibres est limitée par la source de pompage, qui doit être monomode transverse. Il est en effet difficile d'avoir une puissance de pompe importante : les sources de pompage monomodes transverses vers 920 nm sont principalement des diodes lasers, dont la puissance est limitée à quelques centaines de milliwatts. Des lasers à saphir dopé au titane (laser Ti:Sa) [Magne 94], ainsi que des lasers à colorants [Hanna 89] ont également été utilisés.

Les sources d'ASE sont a priori les plus simples à réaliser puisqu'elles ne nécessitent pas l'utilisation de miroirs de cavité. Seules deux publications font référence à des travaux à cette longueur d'onde à partir de fibres monomodes, avec des puissances limitées (tableau B-1). L'Optoelectronics Research Center (ORC) de Southampton a ajouté à cette configuration simple un miroir de haute transmission à la longueur d'onde de la pompe et hautement réfléchissant à 976 nm en entrée de la fibre [Hanna 89]. Ce miroir permet de réfléchir l'ASE contrapropagative et de rendre la source unidirectionnelle. Afin d'éviter un effet laser lié à des réflexions parasites sur la sortie copropagative de l'ASE, la fibre est plongée dans un liquide d'indice.

Laboratoire [référence]	Caractéristiques de la fibre	Laser de pompe	Caractéristiques de la source	Remarques
ORC Southampton [Hanna 89]	diamètre du cœur : 3,7 µm, dopage : 575 ppm Yb, longueur : 50 cm	laser à colorant (900 nm)	10 mW à 974 nm pour 30 mW à 900 nm, efficacité par rapport à la pompe incidente : 10 %	largeur : 2 nm, source unidirectionnelle
LTSI Saint-Etienne [Magne 94]	diamètre du cœur : 4 µm dopage : 85 ppm Yb longueur : 3 cm	laser Ti:Sa (900 nm)	100 mW à 976 nm	largeur : 2,5 nm
ORC [Selvas 03]	diamètre du cœur dopé : 9 µm, diamètre du cœur de pompe : 20 µm, ON : 0,7, dopage en anneau, longueur : 120 cm	2 diodes laser (915 nm)	1,2 W à 977 nm pour 4 W absorbés à 915 nm, seuil : 120 mW, efficacité par rapport à la pompe incidente : 37 %	source unidirectionnelle avec une extrémité de la fibre clivée droite largeur : 3 nm

Tableau B-1 : Etat de l'art des sources d'ASE réalisées à partir de fibres monomodes et double-cœur microstructurées.

2 - Les fibres double-cœur

Seules les fibres double-cœur microstrcturées de l'ORC de Southampton (chapitre I-1.3.4.3) ont été utilisées, à ma connaissance, pour exploiter l'ASE autour de 976 nm. Elles donnent actuellement les meilleures performances en terme de puissance émise à 976 nm grâce au pompage direct par des diodes laser multimodes à 915 nm. Elles ont été utilisées pour réaliser une source d'ASE de puissance 1,2 W à 977 nm pour une puissance de pompe incidente de 5 W et d'efficacité 37 % par rapport à la puissance de pompe absorbée [Selvas 03]. Cette source est rendue unidirectionnelle par une réflexion sur la face de sortie clivée droite à une extrémité de la fibre. Ces fibres étaient pompées par deux diodes laser à 915 nm combinées. Leur efficacité est néanmoins limitée par le faible recouvrement entre l'onde de pompe et le cœur dopé de la fibre.

Annexe C

Etude de l'influence de la longueur d'onde de pompage sur le gain autour de 1,55 µm dans un amplificateur à fibre dopée par des ions erbium.

Dans un système de transmission optique utilisant des amplificateurs à fibres dopées par des ions erbium (EDFA : Erbium-Doped Fiber Amplifier), l'égalisation fine du gain des amplificateurs, sur toute la bande spectrale utilisée, peut être obtenue en utilisant des filtres internes à l'EDFA et / ou des atténuateurs variables automatiques qui corrigent les puissances du signal. Par exemple, pour les applications sous-marines, l'écart de gain sur la bande 1534 nm - 1567 nm ne doit pas dépasser ± 0,2 dB. Pour résumer, la forme spectrale de ces filtres est inverse de celle du gain sur la bande à aplatir. L'atténuation de ces filtres dépend donc directement de l'allure spectrale du gain de l'EDFA : plus le gain de l'EDFA avant filtrage est plat, moins le filtre est atténuant. L'EDFA filtré nécessite alors moins de puissance de pompage, il est donc moins consommateur d'énergie et globalement moins coûteux.

Cette étude, qui a été menée avec Philippe Bousselet (Alcatel), a pour but de mesurer la forme spectrale du gain d'un EDFA en fonction de la longueur d'onde de pompage (actuellement plutôt située à 978 nm) et de vérifier s'il existe une longueur d'onde de pompage qui favorise une meilleure platitude du gain.

La source laser spectralement affinée à 976 nm, réalisée à partir de notre fibre monomode dopée par des ions ytterbium et décrite dans le paragraphe III-3, a donc été utilisée comme source de pompage accordable pour cette étude. Les avantages de notre source sont son accordabilité de 7 nm et sa faible largeur spectrale, inférieure à 0,02 nm. Ces deux caractéristiques permettent le réglage de la source à des longueurs d'onde de pompage précises et rapprochées (avec un pas $\Delta\lambda$ de 1 nm), ce qui permet d'étudier finement l'influence de la longueur d'onde de pompage sur la forme du gain de l'EDFA Une telle étude ne peut être réalisée à partir des diodes laser de pompe usuelles des EDFA, car leur spectre est trop large pour permettre la résolution recherchée ici, et leur accordabilité est insuffisante.

Les ions erbium dans une matrice de silice présentent un pic d'absorption autour de 976 nm, et une bande d'émission à partir de 1,5 µm avec un pic situé autour de 1,53 µm. Dès que l'intensité de l'émission devient plus forte que celle de l'absorption (à partir d'environ 1520 nm), tout photon incident dont la longueur d'onde est incluse dans cette bande sera dupliqué par le phénomène de l'émission stimulée. Par conséquent, un EDFA pompé autour de 976 nm amplifie tout signal incident dont la longueur d'onde est comprise entre 1520 et 1570 nm (bande « C », classique). Cette bande amplificatrice correspond exactement à celle

dans laquelle les fibres optiques monomodes, utilisées dans les systèmes de télécommunication, ont la plus faible perte linéique (≈ 0,2 dB/km à 1,55 µm pour une fibre classique type SMF).

La figure C-1 montre les nombreuses possibilités de pompage des ions erbium (dont 976 nm, en rouge) et la bande d'émission autour de 1,55 µm (en bleu). Deux longueurs d'onde de pompage sont particulièrement efficaces : autour de 976 nm et autour de 1480 nm. Le pompage vers 976 nm qui nous intéresse correspond à un système à 3 niveaux :

- absorption entre les niveaux d'énergie $^4I_{15/2}$ et $^4I_{11/2}$ (instantanée),
- émission spontanée entre $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$ (instantané),
- émission stimulée entre $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ (≈ 1ms).

C'est la différence de vitesse de relaxation entre les différents niveaux d'énergie qui favorise l'inversion de population sur le niveau $^4I_{13/2}$.

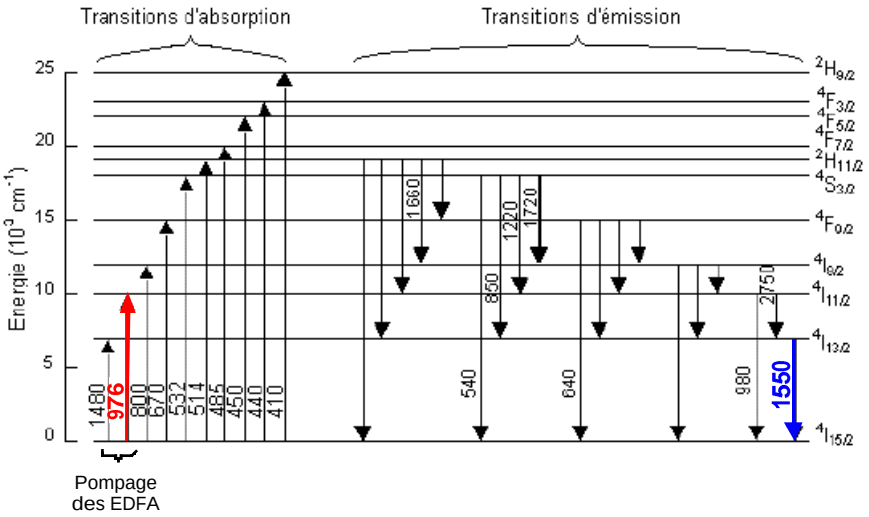
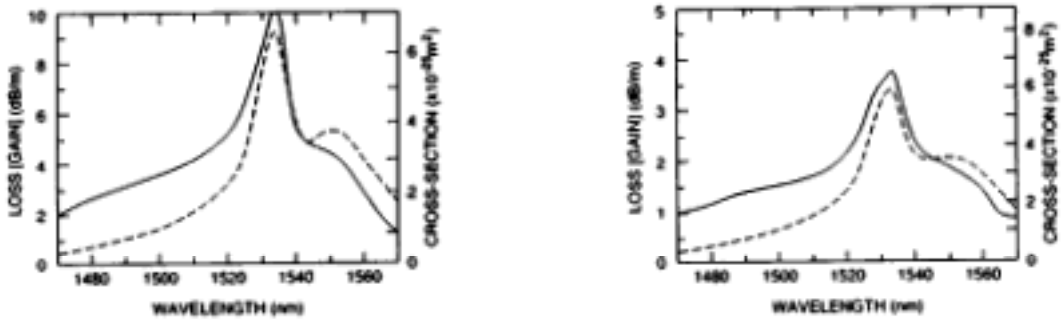


Figure C-1 : Niveaux d'énergie mis en jeu [Desurvire 94].

L'une des problématiques intéressantes pour les télécommunications optiques est de garantir un gain égalisé sur tous les canaux amplifiés. Il faut donc que l'allure spectrale du gain soit la plus plate possible dans cette gamme de longueur d'onde. Néanmoins, les spectres d'émission et d'absorption montrent des différences entre 1520 nm et 1570 nm conduisant à des variations notables de gain sur cette bande.

Le codopage avec de l'aluminium d'une fibre germano-silicate (Ge Si) dopée erbium est une solution pour minimiser ces écarts de gain. La quantité d'aluminium incorporé dans la fibre Ge Si est un compromis entre l'absorption induite par l'aluminium et la forme du spectre (figure C-2).



(a) Fibre germano-silicate *(b) Fibre germano-silicate dopée aluminium.*

Figure C-2 : Influence d'un codopage de la fibre avec de l'aluminium sur le spectre d'émission [Giles 91].

Le schéma expérimental de caractérisation d'un EDFA est présenté en figure C-3.

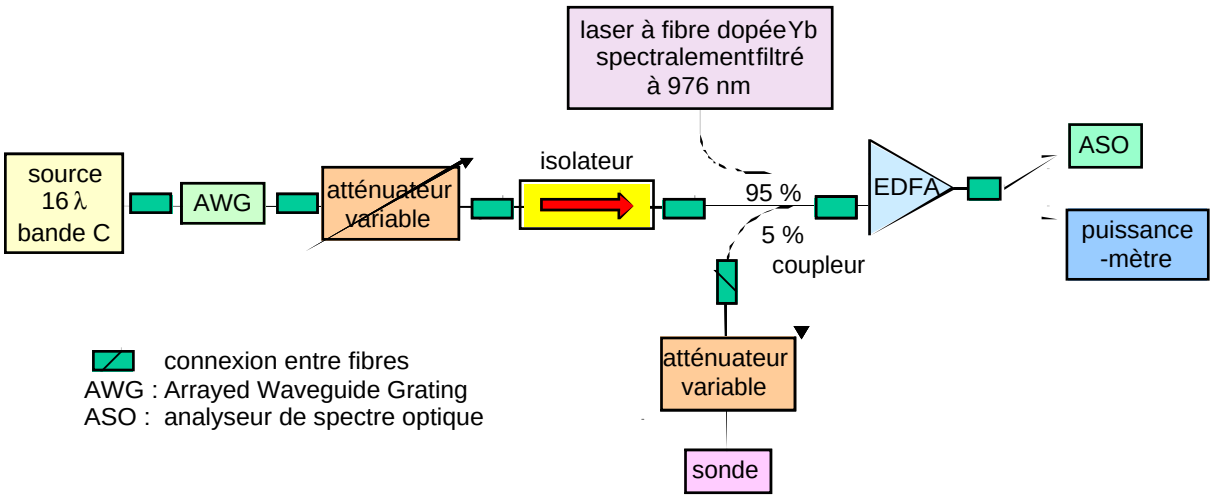


Figure C-3 : Schéma de principe du montage expérimental.

La fibre dopée erbium amplifie un peigne de 16 longueurs d'onde situées entre 1530 et 1560 nm, fournies par 16 diodes laser stabilisées en fréquence. Ces diodes sont multiplexées en longueur d'onde à l'aide d'un composant optique à réseau (AWG : Arrayed Waveguide Grating) et injectées dans une fibre unique, raccordée à l'amplificateur.

La puissance de chaque canal du peigne est égalisée à l'entrée de l'EDFA. Avec une puissance totale du peigne de 5 mW en entrée de la fibre dopée, l'amplificateur est saturé (figure C-4), et tout signal de faible puissance ajouté au système ne modifie pas la forme spectrale du gain imposée par le peigne saturant et la puissance de pompage. Ainsi, un laser de faible puissance (-30dB m, soit 1 µW), accordable entre 1520 et 1570 nm permet de sonder le gain dans cette bande, sans modifier sa forme.

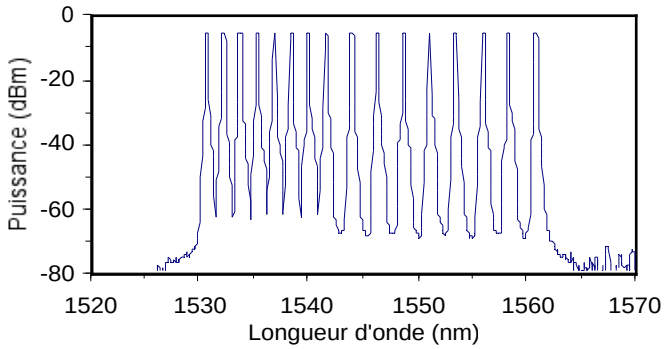


Figure C-4 : Peigne de 16 longueurs d'onde en entrée de la fibre dopée (puissance totale du signal injecté : 7 dBm, ou 5 mW).

Pour une longueur de fibre et une puissance du signal d'entrée données, le niveau d'amplification dépend de la puissance de pompage. Si la puissance de pompage est trop faible (faible inversion), le gain est plus élevé pour les grandes longueurs d'onde, et inversement.

Le but est d'obtenir le spectre de gain le plus plat possible sur la bande définie par le peigne (pour une puissance du peigne fixée). La puissance de pompe est donc ajustée de façon à obtenir le même gain aux longueurs d'onde correspondant aux 2 pics de gain de l'EDFA, soit autour de 1530 nm et de 1555 nm (figure C-5). Ce réglage garantit l'écart de gain minimum sur la bande définie par le peigne.

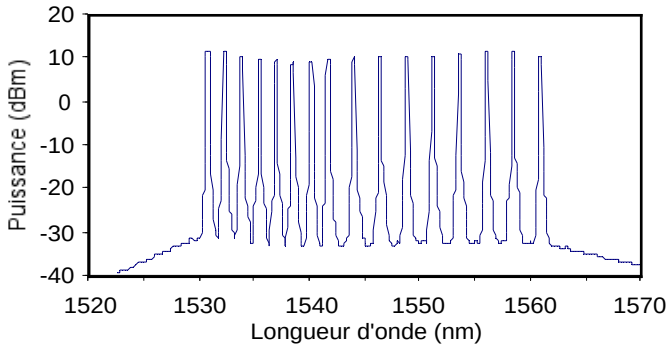


Figure C-5 : Spectre des 16 longueurs d'onde en sortie de l'amplificateur (puissance totale du signal amplifié : 23,5 dBm (220 mW), puissance de pompe : 520 mW).

Dans le cas présenté ici, la fibre dopée mesure 16,5 m. La puissance de pompe dans la fibre est de 520 mW à 978 nm et la puissance du signal en entrée de la fibre est de 7 dBm (5 mW). En sortie, la puissance est de 23,5 dBm, soit 220 mW. Le gain moyen de l'amplificateur est de 16 dB. Le gain dépend de la longueur d'onde du signal (figure C-6). Il varie entre 14,5 et 17,2 dB sur la gamme de longueur d'onde amplifiée. La longueur d'onde de pompage est ici de 978 nm, longueur d'onde classique de pompage des EDFA.

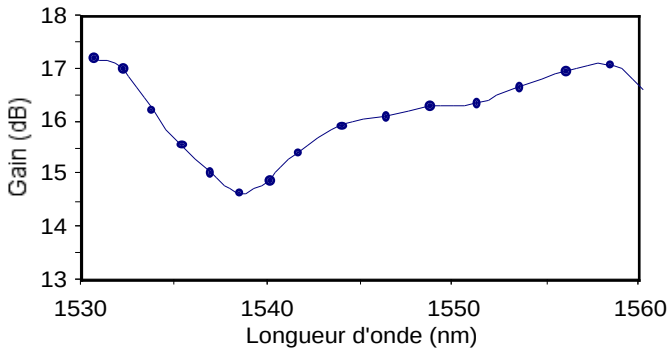
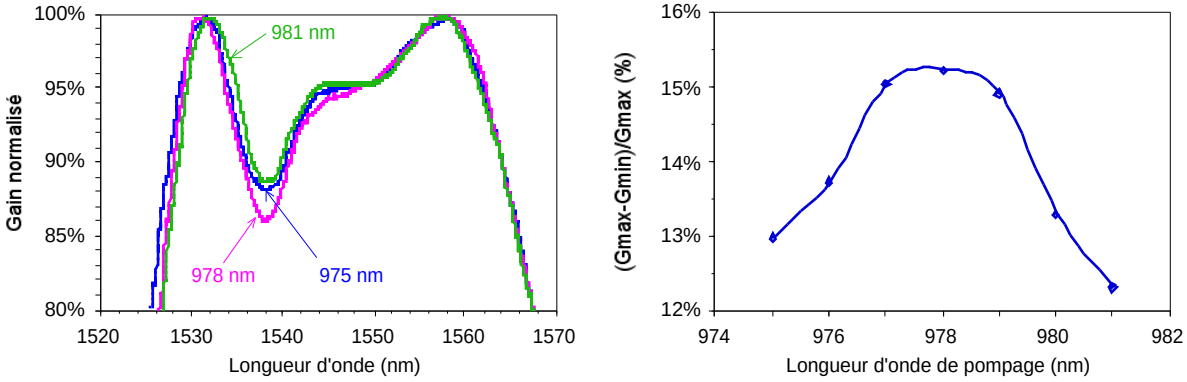


Figure C-6 : Gain net pour les 16 longueurs d'onde pour une puissance de pompe de 520 mW, et une puissance totale du signal incident de 7 dBm (5 mW).

Pour étudier l'influence de la longueur d'onde de pompage sur la forme du gain, ces mesures ont été réalisées à différentes longueurs d'onde, entre 975 et 981 nm, correspondant à la plage d'accordabilité de la source laser. Pour ces mesures, la sonde permet d'explorer le gain autour des longueurs d'onde du peigne (non mesurable sous chaque canal saturant).

Les courbes montrées sur la figure C-7 sont lissées sous chaque canal du peigne. Elles montrent l'influence de la longueur d'onde de pompage sur la forme spectrale du gain.



(a) Forme de la courbe de gain pour trois longueurs d'onde de pompage.

(b) Ecart relatif du gain pour une longueur d'onde de pompage entre 975 et 981 nm.

Figure C-7 : Evolution du gain pour un pompage entre 975 et 981 nm, pour une puissance totale du signal incident de 0 dBm, ou 1 mW, et une puissance de pompe de 180 mW environ.

Il apparaît notamment que la longueur d'onde actuellement utilisée (978 nm) n'est pas la plus favorable. **Il semble préférable de privilégier les sources à 975 nm ou à 981 nm pour aplanir le gain.** On note aussi que ces longueurs d'onde ne modifient pas de façon significative le rapport signal à bruit.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie générale

[Abram 04]
Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser
R.H.Abram, K.S.Gardner, E.Riis and A.I. Ferguson
Optics Express, vol. 12, n° 22, pp. 5434-9 (2004)

[Agrawal 95]
Nonlinear fiber optics
G.P.Agrawal
Academic Press, San Diego (1995)

[Aigouy 03]
Local optical imaging of nanoholes using a single fluorescent rare-earth-doped glass particle as a probe
L.Aigouy, Y.De Wilde and M.Mortier
Applied Physics Letters, vol. 83, n° 1, pp. 147-9 (2003)

Présentation PowerPoint "*Imagerie optique à haute résolution utilisant un nano-objet fluorescent comme source ou détecteur de lumière*", consultable sur le site :
http://www.ondes.fresnel.fr/groupthem/aigouy.pdf

[Armitage 89]
Highly efficient 980 nm operation of an Yb^{3+}-doped silica fibre laser
J.R.Armitage, R.Wyatt, B.J.Ainslie and S.P.Craig-Ryan
Electronics Letters, vol.25, n° 5, pp 298-9 (1989)

[Armstrong 62]
Interactions between light waves in a nonlinear dielectric
J.A.Armstrong, N.Bloembergen, J.Ducuing and P.S.Pershan
Physical Review, vol. 27, pp. 1918-39 (1962)

[Ashida 97]
Luminescence and superfluorescence-like emission from a thin layer of O_2^- centers in KBr crystal
M.Ashida, H.Airai, O.Morikawa and R.Kato
Journal of Luminescence, vol. 72-74, pp. 624-5 (1997)

[Ashkin 66]
Optically-induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$
A.Ashkin, G.D.Boyd, J.M.Dziedzik, R.G.Smith, A.A.Ballman, J.J.Levinstein and K.Nassau
Applied Physics Letters, vol. 9, pp. 72-4 (1966)

[Avanex]
http://www.avanex.com

[Barnard 94]
Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers
C.Barnard, P.Myslinski, J.Chrostowski and M.Kavehrad
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.30, n°.8, pp 1817-30 (1994)

[Berthel 02]
Développement d'une nouvelle source laser impulsionnelle à base d'amplificateur à fibre dopée ytterbium et émettant à 976 nm.
A.Berthel
Rapport de stage de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille (2002)

[Birkin 00]
Efficient direct frequency-doubling of a 980 nm diode laser using an aperiodically-poled $LiNbO_3$ crystal
D.J.L.Birkin, E.U.Rafailov, G.S.Sokolovskii, W.Sibbett, G.W.Ross, P.G.R.Smith and D.C.Hanna
Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro Optics. Postconference Technica 2000: CThB4

[Bouchier 04]
Spectrally narrowed amplified spontaneous emission source at 977 nm based on a single-mode ytterbium-doped fiber
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois and P.Georges
IEEE Photononics Technology Letters, vol. 16, n° 9, pp. 2021-3 (2004).

[Bouchier 05]
Frequency doubling of an efficient continuous wave single-mode Yb-doped fiber laser at 978 nm in a periodically-poled MgO:$LiNbO_3$ waveguide
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, P.Georges and J.M.Maillard
Opt. Express, vol. 13, n° 18, pp. 6974-9 (2005)

[Boyd 64]
$LiNbO_3$: an efficient phase matchable nonlinear optical crystal
G.D.Boyd, R.C.Miller, K.Nassau, W.L.Bond and A.Savage
Applied Physics Letters, vol. 5, pp.234-6 (1964)

[Boyd 92]
Nonlinear Optics
R.W.Boyd
Academic Press (1992)

[Casix]
http://www.casix.com/product/Laser_Crystal_NdYVO4.htm

[Chai 94]
Comparison of laser performance of Nd-doped YVO_4, $GdVO_4$, $Ca_5(PO_4)_3F$, $Sr_5(PO_4)_3F$ and $Sr_5(VO_4)_3F$
B.H.T.Chai, G.Loutts, J.Lefaucheur, X.X.Zhang, P.Hong, M.Bass, I.A.Shcherbakov and A.I.Zagumennyi,
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol.20, pp.41-52 (1994)

[Champert 01]
3.5 W frequency-doubled fiber-based laser source at 772 nm
P.A.Champert, S.V.Popov and J.R.Taylor
Applied Physics Letters, vol. 78, n° 17, pp. 2420-1 (2001)

[Chanvillard 00]
Soft Proton Exchange on PPLN : a simple waveguide fabrication process for highly efficient non-linear interactions
L.Chanvillard, P.Aschieri, P.Baldi, D. B.Ostrowsky, M. D.Micheli, L.Huang and D.J.Bamford
Applied Physics Letters, vol. 76, pp. 1089-91 (2000)

[Chen 95]
High-efficiency quasi-phase-matched waveguide device fabricated in $KTiOPO_4$ by electric-field poling
Q.Chen and W.P.Risk
CLEO '95, Summaries of Papers Presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics, pp. 370-1 (1995)

[Chen 00]
CW dual-wavelength operation of a diode-end-pumped $Nd:YVO_4$ laser
Y.F.Chen
Applied Physics B, vol 70, pp. 475-8 (2000)

[Chenais 04]
Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers - Part I: Theoretical analysis and wavefront measurements
S.Chenais, F. Balembois, F.Druon, G.Lucas-Leclin and P.Georges
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 40, n° 9, pp. 1217-34 (2004)

[Chilla 04]
High-power optically pumped semiconductor lasers
J.Chilla, S.Butterworth, A.Zeitschel,J.Charles, A.Caprara, M.Reed and L.Spinelli
Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering, vol.5332, n°1, pp. 143-50 (2004)

[Cobolt]
http://www.cobolt.se

[Coherent]
http://www.cohr.com

[Crystals of Siberia]
http://www.crystalsofsiberia.com

[Czeranowsky 03]
All-solid-state continuous-wave frequency-doubled Nd:YAG–BiBO laser with 2.8-W output power at 473 nm
C.Czeranowsky, E.Heumann, and G.Huber
Optics Letters, vol. 28, n° 6 (2003)

[DeLoach 94]
Laser and spectroscopic properties of $Sr_5(PO_4)_3F:Yb$
L.D.DeLoach, S.A.Payne, L.K.Smith, W.L.Kway, and W.F.Krupke
Journal of the Optical Society of America B, vol. 11, n° 2, pp. 269-76 (1994)

[Desurvire 89]
Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers
E.Desurvire and J.R.Simpson
Journal of Lightwave Technology, vol.7, n° 5, pp.835-45 (1989)

[Desurvire 94]
Erbium-doped-fiber-amplifiers. Principles and Applications.
E.Desurvire
Wiley-Interscience, 1994

[Dmitriev 91]
Handbook of nonlinear optical crystals
V.G.Dmitriev, G.G.Gurzadyan and D.N.Nikogosyan
Springer-Verlag (1997)

[Edwards 84]
A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate
G.J.Edwards and M.Lawrence
Optic Quantum Electronic, vol. 16, pp. 373-5 (1984)

[Ekspla]
http://www.ekspla.com

[Fan 87]
Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser
T.Y.Fan and R.L.Byer
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 23, n° 5, pp. 605-12 (1987)

[Faucher 04]
Blue upconversion fluoride fiber laser at 480 nm
D.Faucher, R.Vallée and P.Laperle
Europhysics Conference Abstracts, vol. 28C, paper Fib10132 (2004)
(CD-ROM EPS-QEOD Europhoton Conference, Lausanne)

[Favre 86]
External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range
F.Favre, D.Le Guen, J.C.Simon and B.Landousies
Electronic Letters, vol. 22, pp. 795-6 (1986)

[Fejer 86]
Generation of 22 mW of 532-nm radiation by frequency doubling in Ti:MgO:LiNbO$_3$ waveguides
M.M.Fejer, M.J.F.Digonnet and R.L.Byer
Optics Letters, vol. 11, n°. 4, pp. 232-2 (1986)

[Fejer 92]
Quasi-phase matched second harmonic generation : tuning and tolerances
M.M.Fejer, G.A.Magel, D.H.Jundt and R.L.Byer
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, n° 11, pp. 2631-54 (1992)

[Fluck 96]
Compact 10 mW all-solid-state 491 nm laser based on frequency doubling a master oscillator power amplifier laser diode
D.Fluck, T.Pliska and P.Gunter
Optics Communications, vol. 123, n° 4-6, pp. 624-8 (1996)

[Fluck 98]
Efficient second-harmonic generation by lens waveguiding in KNbO$_3$ crystals
D.Fluck and P.Gunter
Optics Communications, vol. 147, n° 4-6, pp. 305-8 (1998)

[Forget 05]
High resolution absolute temperature mapping in laser crystals in end-pumped configuration
S.Forget, J.Didierjean, F.Druon, F.Balembois and P.Georges
Photonics West 2005 (on CD-ROM), paper n° 5707-49

[Franken 61]
Generation of optical harmonics
P.A.Franken, A.E.Hill, C.W.Peters and G.Weinreich
Physical Review Letters, vol. 7, n° 4, pp. 118-9 (1961)

[Fu 04]
977-nm all-fiber DFB laser
L.B.Fu, M.Ibsen, D.J.Richardson and D.N.Payne
IEEE Photonics Technology Letters, vol.16, n° 11, pp. 2442-4 (11/04)

[Gao 02]
Nd:YVO_4 thin disk laserwith 5.8 Watts output power at 914 nm
J.Gao, M.Larionov, J.Speiser, A.Giesen, A.Douillet, J.Keupp, E.M.Rasel and W.Ertmer
Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technica 2002: 175-6

[Giles 91]
Modeling erbium-doped fiber amplifiers
C.R.Giles and E.Desurvire
Journal of Lightwave Technology, vol. 9, n° 2, pp. 271-83 (1991)

[Grawert 05]
220-fs erbium-ytterbium:glass laser mode locked by a broadband low-loss silicon/germanium saturable absorber
F.J.Grawert, J.T.Gopinath, F.Ö.Ilday, H.M.Shen, E.P.Ippen, F.X.Kärtner, S.Akiyama, J.Liu, K.Wada and L.C.Kimerling
Optics Letters, vol. 30, n° 3, pp. 329-331 (2005)

[Grot 03]
High power Yb^{3+}-doped double clad fibre amplification at 1127 nm: 977 against 920 nm pumping comparison
S.Grot, S.Bordais, Y.Jaouen, J-Y.Allain, G.Loas and L.Goldberg
Electronics Letters, vol. 39, n° 21, pp. 1507-9 (2003)

[Grudinin 03]
High power 980 nm Yb-doped picosecond fibre system pumped by a cladding pumped 925 nm Nd-doped fibre laser
A.B.Grudinin, S.E.Goncharov, L.D.Zalevsky, O.G.Okhotnikov, L.Gomes, N.Xiang, T.Jouhti, E.M.Dianov, I.A.Bufetov, V.V.Dudin, A.V.Shubin, A.N.Guryanov, M.V.Yashkov and A.A.Umnikov
consultable sur : http://www.fianium.com/technical.htm

[Haase 91]
Blue-green diode lasers
M.A.Haase, J.Qiu, J.M.Depuydt and H.Cheng
Applied Physics Letters, vol. 65, pp. 1272-4 (1991)

[Hadley 93]
High single-transverse-mode output from external-cavity surface-emitting laser diodes
M.A.Hadley, G.C.Wilson, K.Y.Lau and J.S.Smith
Applied Physics Letters, vol. 63, pp. 1607-9 (1993)

[Hanna 89]
Efficient superfluorescent emission at 974 nm and 1040 nm from an Yb-doped fiber
D.C.Hanna, I.R.Perry, R.G.Smart, P.J.Suni, J.E.Townsend and A.C.Tropper
Optics Communication, vol.72, n° 3,4, pp.230-4 (1989)

[Hanna 90]
An ytterbium-doped monomode fibre laser : broadly tunable operation from 1.010 µm to 1.162µm and three-level operation at 974 nm
D.C.Hanna, R.M.Percival, I.R.Perry, R.G.Smart, P.J.Suni and A.C.Tropper
Journal of Modern Optics, vol.37, n° 4, pp.517-25 (1990)

[Hérault 05]
491 nm generation by sum-frequency mixing of diode pumped neodymium lasers
E.Herault, F.Balembois, and P.Georges.
Optics Express, vol. 13, n° 15, pp. 5653-61 (2005)

[Honea 00]
High-power dual-rod YbYAG laser
E.C.Honea, R.J.Beach, S.C.Mitchell, J.A.Skidmore, M.A.Emanuel, S.B.Sutton, S.A.Payne, P.V.Avizonis, R.S.Monroe and D.G.Harris
Optics Letters, vol. 25, n° 11,pp. 805-807 (2000)

[IAP]
Institut für Angewandte Physik an der Friedrich Schiller Universität (Jena)
Schémas du principe de l'upconversion sur le site :
http://www.iap.uni-jena.de/laser/index.html

[Ishibashi 04]
Manipulation of continuous variables quantum states using a nonlinear optical waveguide
T.Ishibashi, T.Furuta and T.Hirano
Symposium on quantum information processing (2004)
Consultable sur le site :
www.qis-jst.on.arena.ne.jp/ symposium/poster/content/02ishibashi.pdf

[Iwai 03]
High-power blue generation from a periodically-poled MgO:LiNbO$_3$ ridge-type waveguide by frequency doubling of a diode end-pumped Nd:Y$_3$Al$_5$O$_{12}$ laser
M.Iwai, T.Yoshino, S.Yamaguchi, M.Imaeda, N.Pavel, I.Shoji and T.Taira
Applied Physics Letters, vol. 83, n° 18, pp. 3659-61 (03)

[Jacquel 82]
Proton exchange for high index waveguides in LiNbO$_3$
J.L.Jackel, R.E.Rice, and J.J.Veslka
Applied Physics Letters, vol. 41, pp. 607-9 (1982)

[Jacquemet 05]
Blue-green single-frequency laser based on intracavity frequency doubling of a diode-pumped Ytterbium-doped laser
M.Jacquemet, F.Druon, F.Balembois and P.Georges
Optics Express, vol. 13, n° 7, pp. 2345-50 (2005)

[Jaouën 03]
Pulse distortion induced by stimulated brillouin scattering in high power double-clad Er^{3+}//Yb^{3+} doped fiber amplifier
Y.Jaouen, G.Canat, E.Olmedo, G.Kulcsar and M.Le Flohic
Optical Fiber Communications Conference OFC. Trends in Optics and Photonics Series, Vol.86 Technical Digest, vol. 2, pp. 633-4 (2003)

[JDS Uniphase]
http://www.jdsu.com

[Jeon 91]
Blue-green injection laser diodes in (Zn,Cd)Se/ZnSe quantum wells
H.Jeon, J.Ding, W.Patterson, A.V.Nurmikko, W.Xie, D.C.Grillo, M.Kobayashi and R.L.Gunshor
Applied Physics Letters, vol. 59, pp. 3619-21 (1991)

[Jeong 04]
Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power
Y.Jeong, J. K.Sahu, D. N.Payne and J.Nilsson
Optics Express, vol. 12, n° 25, pp. 6088-92 (2004)

[Kelemen 02]
High power high-brightness ridge-waveguide tapered diode lasers at 940 nm
M.T.Kelemen, F.Rinner, J.Rogg, N.Wiedmann, R.Kiefer, M.Walther, M.Mikulla and G.Weimann
SPIE Proceedings, vol. 4648, pp. 75-81 (2002)

[Kelemen 03]
High-brightness 1040 nm tapered diode laser
M.T. Kelemen, J. Weber, F. Rinner, J. Rogg, M. Mikulla, and G. Weimann
Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering, vol. 4947, pp.252-60 (2003)

[Kellner 99]
Nd-dotierte Grundzustanslaser : Frequenzverdopplung im kontinuierlichen und modensynchronisierten Betrieb
Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg
T.Kellner
Universität Hamburg (1999)

[Keopsys]
http://www.keopsys.com/

[Kisel 03]
Luminesence lifetime measurements in Yb^{3+}-doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$
V.E.Kisel, A.E.Troshin, V.G.Shcherbitsky and N.V.Kuleshov
Technical Digest of Advanced Solid-State Photonics – 2004, Santa Fe, USA, talk WB7

[Kleine 99]
High brightness Nd:YVO_4 laser for nonlinear optics
K.Kleine, L.Gonzalez, R.Bhatia, L.Marshall and D.Matthews
Advanced Solid-State Lasers, M.Fejer, H.Injean and U.Keller eds., Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1999), pp. 157-8.

[Klopp 02]
Laser operation of the new stoichiometric crystal $KYb(WO_4)_2$
P.Klopp, U.Griebner, V.Petrov, X.Mateos, M.A.Bursukova, M.C.Pujol, R.Sole,J.Gavalda, M.Aguilo, F.Güell, J.Massons, T.Kirilov and F.Diaz
Applied Physics B, vol. 74, n° 2, pp. 185-9 (2002)

[Korkishko 96]
Relationships between structural and optical properties of proton-exchanged waveguides on Z-cut lithium niobate
Y.N.Korkishko, V.A.Fedorov, M.P.De Micheli, P.Baldi, K.El Hadi and A.Leycuras
Applied Optics, vol. 35, n° 36, pp. 7056-60 (1996)

[Kränkel 04]
Continuous wave laser operation of $Yb^{3+}:YVO_4$
C.Kränkel, D.Fagundes-Peters, S.T.Fredrich, J.Johannsen, M.Mond, G.Huber, M.Bernhagen and R.Uecker
Applied Physics B, vol. 79, pp. 543-6 (2004)

[Kuleshov 97-1]
Pulsed laser operation of Yb-doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$
N.V.Kuleshov, A.A.Lagatsky, A.V.Podlipenski, V.P.Mikhailov and G.Huber
Optics Letters, vol.22, n°17, pp.1317-9 (1997)

[Kuleshov 97-2]
CW Laser Performance of Yb and Er,Yb Doped Tungstates
N.V.Kuleshov, A.A.Lagatsky, V.G.Shcherbitsky, V.P.Mikhailov, E.Heumann, T.Jensen, A.Diening and G.Huber
Applied Physics B, vol. 64, pp. 409-13 (1997)

[Kurkov 01]
Efficient Yb fiber laser at 980 nm pumped by the high-brightness semiconductor source
A.S.Kurkov, E.M.Dianov, V.M.Paramonov, O.I.Medvedkov, S.A.Vasiliev, V.Solodovnikov, V.Zhilin, A.Yu.Laptev, A.A.Umnikov and A.N.Guryanov
Technical Digest, Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro Optics, Postconference Technica 2001, pp. 216-7

[Kuznetsov 97]
High-power (> 0,5 W) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM_{00} beams
M.Kuznetsov, F.Hakimi, R.Sprague and A.Mooradian
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, n° 8, pp. 1063-5 (1997)

[Lagatsky 99]
Diode-pumped CW lasing of Yb:KYW and Yb:KGW
A.A. Lagatsky, N.V. Kuleshov and V.P. Mikhailov
Optics Communications, vol. 165, pp. 71-75 (1999)

[Lecoy 97]
Télécoms sur fibres optiques
P.Lecoy
Hermès Sciences Publications, Collection Réseaux et télécommunications, 2ème édition (1997)

[LEOM]
Laboratoire d'Electronique, Optoélectronique et Microsystèmes, équipe "Conception de systèmes Electroniques et Photoniques" :
http://leom.ec-lyon.fr/activites/themes/circuits_systemes/conception_systeme_electro_photo/conception/modelisation/espacelibre/vcsel.fr.html

[Lichtenstein 04]
Singlemode emitter array laser bars for high-brightness applications
N.Lichtenstein, Y.Manz, P.Mauron, A.FiIy and S.Arlt,
IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference Digest, ThA6, pp. 45-6 (2004)

[Limpert 04]
High power fiber lasers and amplifiers
J.Limpert
Conference on Lasers and Electro Optics CLEO, vol. 1, pp. 16-21 (2004)

[Lo 04]
Glass-clad Cr^{4+}:YAG crystal fiber for the generation of superwideband amplified spontaneous emission
C.-Y.Lo, K.-Y.Huang, J.-C.Chen, S.-Y.Tu and S.-L.Huang
Optics Letters, vol. 29, n° 5, pp. 439-41 (2004)

[Lu 02]
Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass
K.Lu and N.K.Dutta
J. Appl. Phys., vol. 91, n° 2, pp. 576-81 (2002)

[Lucas 03]
Synthèse et comportement thermique (stabilité et frittage) de phosphates de terres rares cériques ou yttriques.
S.Lucas
Thèse de l'Université de Limoges (2003)
site : http://www.unilim.fr/theses/2003/sciences/2003limo0005/these_body.html)

[Lutgen 03]
8-W high-efficiency continuous wave semiconductor disk laser at 1000 nm
S.Lutgen, T.Albrecht, P.Brick, W.Reill, J.Luft and W.Späth
Applied Physics Letters, vol. 82, n° 21, pp. 3620-2 (2003)

[Magel 90]
Quasi-phase-matched second harmonic generation of blue light in a periodically-poled $LiNbO_3$
G.A.Magel, M.M.Fejer and R.L.Byers
Applied Physics Letters, vol. 56, n° 2, pp. 108-10 (1990)

[Magne 94]
An ytterbium-doped monomode fiber laser : amplified spontaeous emission, modeling of the gain and tunability in an external cavity
S.Magne, M.Druetta, J.P.Goure, J.C.Thevenin, P.Ferdinand and G.Monnom
Journal of Luminescence, vol.60-61, pp. 647-50 (1994)

[Marcuse 77]
Loss analysis of single-mode fiber splices
D.Marcuse
The Bell System Technical Journal., vol. 56, n° 6, pp 703-18 (1977)

[Marshall 04]
Many variant lasers compete in the blue
L.Marshall
Laser Focus World, pp. 79-83, octobre 2004

[McInerney 03]
Novel 980 nm and 490 nm light sources using vertical cavity lasers with extended coupled cavities
J.G.McInerney, A.Mooradian, A.Lewis, A.V.Shchegrov, E.M.Strzelecka, D.Lee, J.P.Watson, M.K.Liebman, G.P.Carey, A.Umbrasas, C.A.Amsden, B.D.Cantos, W.R.Hitchens, D.L.Heald, V.V.Doan and J.L.Cannon
Proceedings of the SPIE, vol. 4942, pp.1-12 (2003)

[Megaw 68]
A note on the structure of lithium Niobate, $LiNbO_3$
H.D.Megaw
Acta Crystallographica, Section A Crystal Physics, Diffraction, Theoretical and General Crystallography, vol. A, partie 6, pp. 583-8 (1968)

[Melles Griot]
http://lasers.mellesgriot.com

[Mizuuchi 92]
Highly efficient quasi-phase-matched second-harmonic generation using a first-order periodically domain-inverted LiTaO3 waveguide
K.Mizuuchi and K.Yamamoto
Applied Physics Letters, vol. 60, n° 11, pp. 1283-5 (1992)

[Mizuuchi 97]
Second-harmonic generation with a high-index-clad waveguide
K.Mizuuchi, H.Ohta, K.Yamamoto and M.Kato
Optics Letters, vol. 22, n° 16, pp. 1217-9 (1997)

[Myers 97]
Periodically poled lithium niobate and quasi-phasematched optical parametric oscillators
L.E.Myers and W.R.Bosenberg
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, pp. 1663 (1997)

[Myslinski 96]
Gaussian mode radius polynomials for modelling doped fiber amplifiers and lasers
P.Myslinski and J.Chrostowski
Microwave Optical Technology Letters, vol. 11, pp.61-4 (1996)

[Nakamura 00]
The blue laser diode : the complete story
S.Nakamura, G.Fasol and S.J.Pearton
Springer Verlag (2000)

[Nanoplus]
http://nanoplus.com

[Nichia]
http://www.nichia.com

[Nilsson 98]
Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser
J.Nilsson, J.D.Minelly, R.Paschotta, A.C.Tropper and D.C.Hanna
Optics Letters, vol.23, n°5, pp.355-7 (1998)

[Novalux]
http://www.novalux.com

[Numerical Recipes 1]
Numerical recipes in C : the art of scientific computing.
Chapitre 16, pp 710-4
Cambridge University Press, 1988-1992

[Numerical Recipes 2]
Numerical recipes in C : the art of scientific computing.
Chapitre 9, pp 362-7
Cambridge University Press, 1988-1992

[Okhotnikov 03]
Mode-locked ytterbium-doped fiber laser tunable in the 980–1070-nm spectral range
O.G.Okhotnikov, L.Gomes, N.Xiang, T.Jouhti and A.B.Grudinin
Optics Letters, vol.28, n°17, pp.1522-4 (2003)

[Parameswaran 02]
Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate
K.R.Parameswaran, R.K.Route, J.R.Kurz, R.V.Roussev and M.M.Fejer
Optics Letters, vol. 27, n° 3, pp. 179-81 (2002)

[Paschke 04]
Nearly-diffraction limited 980 nm tapered laser diode lasers with an output power of 6.7 W
K.Paschke, B.Sumpf, F.Dittmar, G.Erbert, J.Fricke, A.Knauer, S.Schwertfeger, H.Wenzel and G.Tränkle
Conference digest of 19th ISLC, IEEE, pp. 43-4 (2004)

[Paschotta 97]
Ytterbium-doped fiber amplifiers
R.Paschotta, J.Nilsson, A.C.Tropper and D.C.Hanna
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, n° 7, pp. 1049-56 (1997)

[PD-LD]
http://www.pd-ld.com/pdf/LuxxMaster976nm2WLaserDatasheet022305.pdf

[Peterman 91]
Laser Diode Modulation and Noise
K. Peterman
Kluwer Academic, Dordrecht, (1991)

[Picarro]
http://www.picarro.com

[Prosentsov 03]
Efficient Yb-doped air-clad fiber laser operating at 980 nm and its frequency doubling
V.Prosentsov, E.Sherman, A.Patlakh, Y.Ariel and D.Eger
Proceedings of the SPIE, vol. 4974, pp. 193-01 (2003).

[Rafailov 01]
Efficient frequency doubling of a pulsed laser diode by use of a periodically poled KTP waveguide crystal with Bragg gratings
E.U.Rafailov, D.J.L.Birkin, W.Sibbett, P.Battle, T.Fry and D.Mohatt
Optics Letters, vol. 26, n° 24, pp.1961-2 (2001)

[Rafailov 03]
Efficient frequency doubling of a vertical-extended-cavity surface-emitting laser diode by use of a periodically poled KTP crystal
E.U.Rafailov, W.Sibbett, A.Mooradian, J.G.McInerney, H.Karlsson, S.Wang and F.Laurell
Optics Letters, vol. 28, n° 21, pp.2091-3 (2003)

[Rapport télécom]
Rapport consultable sur le site :
http://www.telecom.gouv.fr/documents/yoleopto/telecom.htm

[Rayteq]
http://www.rayteq.com

[Renaud 01]
High-power diode-pumped ytterbium-doped fibre laser
C.C.Renaud
thèse à l'ORC Southampton (2001)

[Richter 04]
Diode pumping of a continuous-wave Pr^{3+}-doped $LiYF_4$ laser
A.Richter, E.Heumann, E.Osiac, G.Huber, W.Seelert and A.Diening
Optics Letters, vol. 29, n° 22, pp. 2638-40 (2004)

[Risk 03]
Compact blue-green lasers
W.P.Risk, T.R.Gosnell and A.V.Nurmikko
Cambridge University Press (2003)

[Romanyuk 04]
Low-temperature liquid-phase epitaxy and optical waveguiding of rare-earth-ion-doped $KY(WO_4)_2$ thin layers
Y.E.Romanyuk, I.Utke, D.Ehrentraut, V.Apostolopoulos, M.Pollnau, S.Garcia-Revilla and R.Valiente
Journal of Crystal Growth, vol. 269, pp. 377-384 (2004)

[Rong-Qing 89]
Improved rate equations for external cavity semiconductor lasers
H.Rong-Qing and T.Shang-Ping
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 25, n°6, pp. 1580-4 (1989)

[Ross 98]
Generation of high-power blue light in periodically-poled $LiNbO_3$
G.W.Ross, M.Pollnau, P.G.R.Smith, W.A.Clarckson, P.E.Britton and D.C.Hanna
Optics Letters, vol. 23, n° 3, pp. 171-3 (1998)

[Roussev 03]
Highly efficient SHG using non-critical quasi-phase-matching for the TM_{01}-mode in annealed proton exchange waveguides in 5% MgO-doped $LiNbO_3$
R.V.Roussev, M.M.Fejer, J.Tian and L.Zhang
Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technica 2003: paper CTuT5

[Sacher]
http://www.sacher-laser.com

[Sandia]
Equipe de recherche "Solid state lasers and non-linear optics" du Sandia National Laboratories
http://www.sandia.gov/1100/X1118VECSEL.htm

[Schmidt 01]
Continuous wave diode pumped Nd:GdVO4 laser at 912 nm and intracavity doubling to the blue spectral range
M.Schmidt, E.Heumann, C.Czeranowsky and G.Huber
Advanced Solid-State Lasers, Christopher Marshall eds., Vol. 50 of OSA proceedings series (Optical Society of America, Washington, D.C., 2001), pp. 470-5.

[Scott 93]
Upconversion-pumped blue laser in Tm:YAG
B. P.Scott, F.Zhao, R.S.F.Chang, and N.Djeu
Optics Letters, vol. 18, n°2, pp. 113-5 (1993)

[Selvas 02]
Q-switched 980 nm Yb-doped fiber laser
R.Selvas, J.K.Sahu, J.Nilsson, S.A.Alam and A.B.Grudinin
Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technica 2002: 565-6

[Selvas 03]
High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm
R.Selvas, J.K.Sahu, L.B.Fu, J.N.Jang, J.Nilsson, A.B.Grudinin, K.H.Ylä-Jarkko, S.A.Alam, P.W.Turner and J.Moore
Optics Letters, vol.38, n°13, pp. 1093-5 (2003)

[Smith 81]
Optical properties of the clearest natural waters (200-800 nm)
R.C.Smith and K.S.Baker
Applied Optics, vol. 20, n° 2, pp. 177- (1981)

[Smith 86]
Fluorescence detection in automated DNA sequence analysis
L.M.Smith, J.Z.Sanders, R.J.Kaiser, P.Hughes, C.Dodd, C.R.Connell, C.Heiner, S.B.H.Kent and L.E.Hood
Nature, n° 321, pp. 674-9 (1986)

[SNLO]
Logiciel de simulation en optique non linéaire du Sandia National Laboratories :
http://www.sandia.gov/1100/X1118

[Soh 04-1]
A 4.3 W 977 nm Ytterbium-doped jacketed-air-clad fiber amplifier
D.B.S.Soh, C.Codemard, J.K.Sahu, J.Nilsson, V.Philippov, C.Alegria and Y.Jeong
Advanced Solid State Photonics (19th Topical Meeting) on CD-ROM (Optical Society of America, Washington DC, 2004), paper MA3

[Soh 04-2]
A 980-nm Yb-doped fiber MOPA source and its frequency doubling
D.B.S.Soh, C.Codemard, S.Wang, J.Nilsson, J.K.Sahu, F.Laurell, V.Philippov, Y.Jeong, C.Alegria and S.Baek
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, n° 4, pp.1032-4 (2004)

[Spectra-Physics]
http://www.newport.com/file_store/Data_Sheet/3900S_Datasheet.pdf

[Sugita 99]
31%-efficient blue second-harmonic generation in a periodically-poled MgO:LiNbO$_3$ waveguide by frequency doubling of an AlGaAs laser diode
T.Sugita, K.Mizuuchi, Y.Kitaoka and K.Yamamoto
Optics Letters, vol. 24, n° 22, pp. 1590-2 (1999)

[Sumida 94]
Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media
D.S.Sumida and T.Y.Fan
Optics Letters, vol. 19, n°17, pp.1343-5 (1994)

[Tanzilli 02]
Optique intégrée pour les communications quantiques
J.S. Tanzilli
Thèse de l'Université de Nice-Sophia Antipolis (2002)
site : http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/88/14/index_fr.html

[Taya 96]
Photorefractive effects in periodically poled ferroelectrics
M.Taya, M.C.Bashaw and M.M.Fejer
Optics Letters, vol.21, n° 12, pp. 857-9 (1996)

[Toptica]
http://www.toptica.com

[Tsuboi 00]
Amplified spontaneous emission of F_2^- color center in LiF crystal
T.Tsuboi
Applied Physics B Lasers and Optics, vol. B70, n°2, pp. 175-7 (2000)

[Tsunekane 97]
Analytical and experimental studies on the characteristics of composite solid-state laser rods in diode-end-pumped geometry
M.Tsunekane, N.Taguchi, T.Kasamatsu and H.Inaba
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 3, n° 1, pp. 9-18 (1997)

[Ventrudo 94]
Wavelength and intensity stabilisation of 980 nm diode lasers coupled to fibre Bragg gratings
B.F.Ventrudo, G.A.Rogers, G.S.Lick, D.Hargreaves and T.N.Demayo
Electronics Letters, vol. 30, n° 25, pp. 2147-9 (1994)

[Wejbörn 94]
Quasi-phase-matched blue light generation in bulk lithium niobate, electriczlly poled via periodic liquid electrodes
J.Wejbörn, V.Pruneri, P.S.J.Russel, J.R.M.Barr and D.C.Hanna
Electronic Letters, vol. 30, pp. 894 (1994)

[Wyatt 83]
1.52 µm PSK heterodyne experiment featuring an external cavity diode laser local oscillator
R.Wyatt, T.G.Hodgkinson and D.W.Smith
Electronics Letters, vol. 19, n° 14, pp. 550-2 (1983)

[Yamada 93]
First order quasi-phase matched $LiNbO_3$ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second harmonic generation
M.Yamada, N.Nada, M.Saitoh and K.Watanabe
Applied Physics Letters, vol. 62, pp. 435-7 (1993)

[Yiou 03-1]
Développement de sources laser solides de forte luminance autour de 980 nm
S. Yiou
Thèse de l'Université Paris XI (2003)

[Yiou 03-2]
Efficient laser operation of an Yb:S-FAP crystal at 985 nm
S.Yiou, F.Balembois, K.Schaffers and P.Georges
Applied Optics, vol. 42, n° 24, pp. 4883-6

[Yla-Jarkko 03]
A 3.5 W 977 nm cladding-pumped jacketed-air clad ytterbium-doped fiber laser
K.H.Ylä-Jarkko, R.Selvas, D.B.S.Soh, J.K.Sahu, C.A.Codemard, J.Nilsson, S.A.Alam and A.B.Grudinin
OSA-Trends-in-Optics-and-Photonics.-Advanced-Solid-State-Photonics -Vol.34- Proceedings. 2003: 440-3.

[Zeller 00]
Efficient, multiwatt, continuous-wave laser operation on the $^4F_{3/2}$ - $^4I_{9/2}$ transitions of $Nd:YVO_4$ and Nd:YAG
P.Zeller and P.Peuser
Optics Letters, vol.25, n° 1, pp. 34-6 (2000)

[Zellmer 99]
Visible upconversion lasers in praesodymium-ytterbium-doped fibers
H.Zellmer, P.Riedel and A.Tünnermann
Applied Physics B, vol. 69, pp. 417-21 (1999)

[Zelmon 97]
Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol% magnesium oxide-doped lithium niobate
D.E.Zelmon, D.L.Small and D.Jundt
Journal of Optical Society of America B, vol. 14, pp. 3319-22 (1997)

[Zenteno 00]
0.65 W single-mode Yb-fiber laser at 980 nm pumped by 1.1 W Nd:YAG
L.A.Zenteno, J.D.Minelly, M.Dejneka and S.Crigler
OSA-Trends-in-Optics-and-Photonics.-Advanced-Solid-State-Lasers.-Vol.34.-Proceedings. 2000: 440-3.

[Zenteno 01]
1W single-transverse-mode Yb-doped double-clad fibre laser at 978nm
L.A.Zenteno, J.D.Minelly, A.Liu, A.J.G.Ellison, S.G.Crigler, D.T.Walton, D.V.Kuksenkov and M.J.Dejneka
Electronics Letters, vol37, n°13, pp 819-20 (2001)

[Zhong 80]
Measurements of optically induced refractive index damage of lithium niobate doped with different concentrations of MgO
G.Zhong, J.Jian and Z.Wu,
Proceedings of the 11th International Quantum Electronics Conference, IEEE Catalog No. 80CH 1561-0 (Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1980), p. 631.

[Zhou 02]
High-power single-mode antiresonant reflecting optical waveguide-type vertical-cavity surface-emitting lasers
D.L.Zhou and L.J.Mawst
IEEE Journal of Quantum Electronics, 38 (12): 1599-06 (2002)

Publications liées à la thèse

Publications dans des revues régulières à comité de lecture :

Frequency doubling of an efficient continuous wave single-mode Yb-doped fiber laser at 978 nm in a periodically-poled MgO:LiNbO$_3$ waveguide
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, P.Georges and J.M.Maillard
Optics Express, vol. 13, n° 18, pp. 6974-9 (2005)

Spectrally narrowed amplified spontaneous emission source at 977 nm based on a single-mode ytterbium-doped fiber
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois and P.Georges
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, n°9, pp. 2021-3 (2004)

Conférences internationales avec publication des actes :

Advanced Solid State Photonics 2005 (Vienne-Autriche)

Single-mode ytterbium-doped fiber laser at 980 nm for efficient frequency doubling
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin and P.Georges
Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MB29

Intense laser emission at 981 nm in an ytterbium-doped KY(WO$_4$)$_2$ crystal
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois and P.Georges
Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), TuB5

Advanced Solid State Photonics 2004 (Santa-Fé-USA)

Theoretical and experimental study of the amplification of a 976-nm laser diode in a single-mode ytterbium-doped fiber
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois and P.Georges
Advanced Solid-State Photonics (Ninetheenth Topical Meeting and Tabletop Exhibit) on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2004), TuB7

Photonics Europe 2004 (Strasbourg)

Theoretical and experimental investigation of a single-mode 976-nm Yb-doped fiber amplifier
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois and P.Georges
Proceedings of SPIE, vol.5460, Solid State Lasers and Amplifiers, pp. 23-30; Alphan Sennaroglu, James G. Fujimoto, Clifford R. Pollock; Eds. (2004)

Conférences nationales avec publication des actes :

COlloque sur les Lasers et l'Optique Quantique 8 2003 (Toulouse)

Amplification à 980 nm dans une fibre dopée à l'ytterbium
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois et P.Georges
Journal de Physique IV France, vol. 119, pp.137-8 (2004)

Conférences internationales sans publication des actes :

High power lasers and amplifiers : bases and applications 2005 (Châtillon)
Spectrally narrowed single-mode Yb-doped CW fiber laser at 978 nm for efficient frequency doubling
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, and P.Georges

Conference on Lasers and Electro-Optics 2005 (Baltimore -USA)
Single-mode ytterbium-doped fiber at 980 nm for efficient frequency doubling
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, and P.Georges

Conférences nationales sans publication des actes :

Journées Nationales de l'Optique Guidée 2004 (Paris)
Sources autour de 976 nm affinées spectralement à base de fibres monomodes dopées à l'ytterbium
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, et P.Georges

Journées Nationales de l'Optique Guidée 2003 (Valence)
Réalisation et caractérisation d'un amplificateur à 980 nm à partir d'une fibre dopée à l'ytterbium
A.Bouchier, G.Lucas-Leclin, F.Balembois et P.Georges

Développement de nouvelles sources laser basées sur des matériaux dopés par des ions ytterbium émettant à 976 nm.

Les sources laser émettant autour de 976 nm ont des applications dans le domaine des télécommunications optiques, pour le pompage des amplificateurs à fibres dopées par des ions erbium, ou pour la réalisation d'une source à 488 nm après une étape de conversion non linéaire. Les sources monomodes transverses avaient au début de ma thèse des puissances limitées à 1 W. De plus fortes puissances étaient demandées. Nous avons choisi de proposer des sources basées sur les matériaux dopés par des ions ytterbium, qui présentent une importante section efficace d'émission autour de 976 nm. Mais l'absorption à 976 nm est très forte, liée au caractère trois niveaux de la transition, nécessitant un pompage à 915 nm intense pour obtenir la transparence à 976 nm. Deux solutions ont été testées.

Les fibres monomodes dopées par des ions ytterbium nous ont permis de développer des sources, dont un laser de spectre fin très efficace, qui a servi à réaliser une source à 488 nm grâce à un guide d'onde non linéaire en niobate de lithium polarisé périodiquement. Nous avons aussi étudié l'amplification d'une diode laser impulsionnelle à 976 nm dans ces fibres, et le doublement de la fréquence de cette source. Pour dimensionner les fibres utilisées, nous avons simulé la propagation des faisceaux dans ces fibres.

Les cristaux de Yb:$KY(WO_4)_2$ constituent une alternative aux fibres. Ils ont montré un fort gain à 981 nm avec un pompage par un laser à saphir dopé au titane à 931 nm. Les sources réalisées ont été simulées. L'intensité des diodes laser à 931 nm actuelles est limitée, interdisant le pompage par diode de ces cristaux.

Mots clés : matériaux dopés ytterbium, fibre optique dopée, transition à trois niveaux, source infrarouge, source bleue, amplificateur à fibre dopée ytterbium

Development of new laser sources based on ytterbium-doped materials emitting at 976 nm.

Laser sources emitting around 976 nm are used for telecommunications, to pump erbium-doped fiber amplifiers, or to build sources emitting around 488 nm after a non linear conversion. The available power of transverse single-mode sources was lower than 1 W at the beginning of my thesis, and sources with higher powers were studied. We have chose to propose sources based on ytterbium-doped materials. Ytterbium ions present a high emission cross-section at 976 nm. But the absorption at this wavelength is strong, due to the three-level behavior of the transition. An intense pumping at 915 nm is thus necessary to obtain the doped area transparency at 976 nm. We have studied two solutions.

Ytterbium-doped single-mode fibers allowed us to develop efficiency sources, like a spectrally narrowed laser. It has been used to realize a source emitting at 488 nm with a non linear periodically-poled lithium niobate waveguide. In this aim, we have also studied the amplification of a 976-nm laser diode in the doped fiber, and the frequency doubling of this source. To optimize the sources, we have theoretically studied the propagation of beams in the fiber.

Another solution is to use ytterbium-doped $KY(WO_4)_2$ crystals. We have demonstrated a high gain at 981 nm under titanium-doped sapphire laser pumping at 931 nm. These sources have been simulated. Nevertheless, laser diode pumping of these crystals is not actually possible, because of the insufficient brightness of laser diode.

Keywords : ytterbium-doped materials, optical doped fiber, three-level transition, infrared source, blue source, ytterbium-doped fiber amplifier