



HAL
open science

Développement de sources laser solides de forte luminance autour de 980 nm

Sylvie Yiou

► **To cite this version:**

Sylvie Yiou. Développement de sources laser solides de forte luminance autour de 980 nm. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT : 2003PA112197 . pastel-00787545

HAL Id: pastel-00787545

<https://pastel.hal.science/pastel-00787545>

Submitted on 12 Feb 2013

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.

**UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THÈSE

**présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES**

Spécialité : Optique

par

Sylvie YIOU

**DÉVELOPPEMENT DE SOURCES LASER SOLIDES
DE FORTE LUMINANCE
AUTOUR DE 980 NM**

Soutenue le Jeudi 6 novembre 2003 devant la commission d'examen :

M. François BALEMBOIS	Directeur de thèse
M. Jean-Pierre HUIGNARD	
M. Pierre JOUBERT	
M. Jean LE BIHAN	Rapporteur
M. Frédéric LOURADOUR	Rapporteur
M. Jean-Michel LOURTIOZ	Président

Remerciements

*Kathleen Shaffers et Andy Bayramian
Lawrence Livermore National Laboratory*

Thanks a lot for the crystals and your answers to my questions about Yb:SFAP



*Pr. Hsu
National Technical Chiao Tung University (Taiwan)*

謹向許根玉教授致以衷心的感謝賜予寶貴的標本

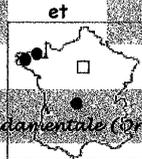
Mes sincères remerciements à Messieurs

*Jean Le Bihan
Professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest*

et

*Frédéric Lauradour
Professeur à l'Université de Limoges*

pour avoir été rapporteurs de cette thèse, ainsi qu'à



*Jean-Michel Lourty
Directeur de recherche à l'Institut d'Electronique Fondamentale (Orsay)*

pour avoir présidé mon jury de thèse,

*Pierre Joubert
Professeur à l'UTUT de Lannion*

et

*Jean-Pierre Huignard
Senior Scientist, Directeur de recherche associé au CNRS (Thales, Orsay)*

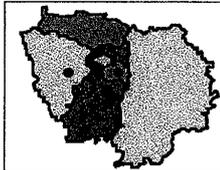
pour en avoir été membres

Merci à NetTest et au CNRS

pour la Bourse de Docteur Ingénieur qui a financé mes trois années de thèse

*Gérard Aka
et le Laboratoire de Chimie Appliquée de l'Etat Solide de Chimie Paris*

Un grand merci pour le prêt du laser Ti:Sa, sans lequel notre laser Yb:SFAP n'aurait sans doute pas vu le jour



L'équipe Manolia du LCFIO

Tous mes remerciements pour le prêt de leur laser à Argon qui fait des réseaux si efficaces

*Thierry Avignon
Les TP de Supoptique*

Merci tout plein pour les multiples emprunts de matériel

Un immense merci à

*Fabrice Georges
Responsable de l'Equipe Lasers Solides et Applications*

pour m'avoir accepté dans son équipe et entre autres, pour toutes ses relectures de choses diverses et ses conseils avisés

*Gaëlle Lucès Loelin
Maître de Conférence à Supoptique*

Un grand merci pour son dévouement et tous ses conseils durant ces 3 années, ainsi que pour la préparation de ma soutenance

*Fred Druon
Charge de recherche*

Gros merci pour les petits poissons multicolores

Merci puissance mille à mes camarades thésards de déjeuner, de pause-café, de pause-thé, de pause-coinche ou de pause-quelquechose, qu'ont été, dans l'ordre ou le désordre,

*Florence Grappin, Hélène Goudket, Nathalie Bassil
Emmanuel Maillart, Pierre Lecaruyer*



Des mercis gigantesques à

*François Balenbéra
Professeur de Supoptique
Grand Maître des lasers
Directeur de thèse idéal*

*Gérard Roge
Ingénieur de recherche*

Merci merci pour ses innombrables services

A mes compagnons (ex-)thésards, par ordre d'apparition chez ELSA :

*Sébastien Chénais, Sébastien Farget,
Pierre Raynaud, Aude Boucheux,
Mathieu Jacquemet, Emile Hensault*

Mille mercis pour toutes ces petites choses qui rendent le quotidien si agréable

Merci aux enseignants des Modex avec qui j'ai travaillé lors de mon monitorat à l'X pour leur soutien et leur sympathie

Un chaleureux merci à la famille de Renaud pour toutes les marques d'encouragement et de gentillesse

Je remercie

*Pierre Chavel
Directeur du Laboratoire Charles Fabry*

et

*Alain Brun
Responsable du groupe d'optique non linéaire*

pour leur accueil

Merci beaucoup aux

services d'optique, de mécanique et d'électronique et en particulier à Alain Aude, le roi de la perceuse et du fer à souder

Je remercie pour son soutien inconditionnel depuis toujours le cercle de tous les
docteurs Yiu de France et de Navarre constitué de mes parents
et de mes frères Pascal, René et Eric

Et puis ... merci à mon cher et tendre Renaud pour son aide inestimable et sa
patience infinie

Table des matières

Introduction générale	5
Partie A - Amélioration de la qualité spatiale de faisceaux issus de diodes laser.....	11
Chapitre I - Éléments de caractérisation d'un faisceau de diode laser 21	
I.1. Introduction aux modes d'une diode laser	21
I.2. Champ proche et champ lointain d'une diode laser	24
I.2.a. Champ proche.....	24
I.2.b. Champ lointain	24
I.3. Conclusion	27
Chapitre II - État de l'art sur les techniques d'amélioration de la qualité spatiale du faisceau des diodes laser de puissance	29
II.1. Nouvelles technologies	29
II.2. Techniques utilisant des diodes laser déjà existantes	30
II.3. Amélioration de la qualité spatiale du faisceau des diodes laser par une cavité externe.....	32
II.3.a. Principe général d'une cavité externe.....	32
II.3.b. Filtrage spatial.....	33
II.3.b.i. Utilisation d'un plan de Fourier	33
II.3.b.ii. Cavités instables	35
II.3.b.iii. Cavités stables	36
II.3.b.iv. Autres filtrages spatiaux.....	36
II.3.c. Filtrage angulaire	37
II.3.d. Filtrage spatial et angulaire.....	37
II.3.e. Utilisation de cristaux photoréfractifs.....	39
II.3.f. Système commercial.....	39
II.4. Résumé des principaux résultats et commentaires	39
II.5. Présentation de notre solution.....	44
Chapitre III - Conception des réseaux de Bragg	47
III.1. Dimensionnement des réseaux de Bragg	47
III.1.a. Optimisation de l'efficacité de diffraction : étude du paramètre ν	47
III.1.b. Sélectivités angulaire et spectrale : étude du paramètre ξ	52
III.1.b.i. Expression de la sélectivité angulaire	52
III.1.b.ii. Expression de la sélectivité spectrale.....	54
III.1.c. Influence de deux paramètres (épaisseur et inclinaison des franges) sur les sélectivités angulaire et spectrale.....	55
III.1.c.i. Influence de l'épaisseur	55
III.1.c.ii. Influence de l'inclinaison des franges	56
III.1.d. Influence de la polarisation.....	58
III.1.e. Conclusion	58
III.2. Choix du matériau	58
III.2.a. Conditions à réaliser.....	58
III.2.b. Différents matériaux possibles.....	60
III.2.b.i. Matériaux inorganiques	60

III.2.b.ii. Matériaux organiques	61
III.2.c. Le PQ:PMMA	66
III.2.d. Conclusion	67
III.3. Réalisation expérimentale des réseaux de Bragg	69
III.3.a. Présentation des échantillons	69
III.3.b. Dimensionnement des réseaux	71
III.3.b.i. Taille des réseaux	71
III.3.b.ii. Pas des franges et angle de Bragg	71
III.3.c. Montage d'inscription	72
III.3.d. Précisions sur l'efficacité de diffraction et sur la modulation de l'indice	73
III.3.d.i. Définition de l'efficacité de diffraction mesurée	73
III.3.d.ii. Détermination de l'amplitude de modulation de l'indice	74
III.3.e. Recherche des conditions optimales d'inscription	76
III.3.e.i. Optimisation de la longueur d'onde d'inscription	76
III.3.e.ii. Inscription de réseaux fonctionnant à 1064 nm	77
III.3.e.iii. Inscription de réseaux fonctionnant à 980 nm	78
III.3.f. Évolution avec le temps	80
III.3.g. Performances obtenues après optimisation	82
III.3.h. Imagerie d'absorption	84
III.4. Conclusions sur les réseaux et commentaires	89
Chapitre IV - Étude de l'effet de filtrage angulaire par les réseaux de Bragg insérés dans des cavités laser	91
IV.1. Expérience préliminaire	91
IV.1.a. Conception de la cavité laser	93
IV.1.b. Performances du laser de validation	96
IV.1.c. Insertion d'un réseau de Bragg dans la cavité	97
IV.1.c.i. Résultats	98
IV.1.c.ii. Interprétations	99
IV.1.d. Conclusion de l'expérience préliminaire	102
IV.2. Étude de diodes laser mises en cavité externe avec un réseau de Bragg	103
IV.2.a. Rappel de la configuration	103
IV.2.b. Caractérisations du faisceau	104
IV.2.c. Diode laser traitée antireflet	106
IV.2.c.i. Caractéristiques de la diode laser seule	106
IV.2.c.ii. Diode laser dans notre cavité externe	108
IV.2.c.iii. Optimisation de la cavité	110
IV.2.c.iv. Résultats	113
IV.2.c.v. Améliorations à apporter	115
IV.2.d. Étude d'une diode laser sans traitement antireflet	120
IV.2.d.i. Caractéristiques de la diode	120
IV.2.d.ii. Résultats	121
IV.2.e. Premiers résultats obtenus avec une barrette de diodes laser	123
IV.2.e.i. Caractéristiques de la barrette de diodes laser	124
IV.2.e.ii. Caractéristiques du réseau de Bragg	127
IV.2.e.iii. Principe de la cavité	128
IV.2.e.iv. Résultats	128
Conclusion de la partie A et perspectives	131
Bibliographie de la partie A	133
Partie B - Étude et réalisation d'un laser massif continu autour de 980 nm	141
Introduction et problématique	143

Chapitre I - Choix de la matrice d'accueil	147
I.1. Cristaux laser possédant une raie d'émission autour de 980 nm	147
I.2. Intensité de pompe de transparence	152
I.3. Comparaison de l'intensité de transparence pour plusieurs cristaux dopés Yb	153
I.4. Présentation de la famille des fluoroapatites et en particulier du cristal d'Yb:S-FAP	155
I.5. Conclusion	158
Chapitre II - Simulations numériques	159
II.1. Introduction	159
II.2. Présentation du modèle	160
II.3. Évolution du profil de pompe dans le cristal : la saturation de l'absorption	162
II.3.a. Notations	162
II.3.b. Coefficients d'absorption	163
II.4. Étude du gain au seuil	163
II.4.a. Évolution sur l'axe de propagation	163
II.4.b. Principe du calcul de \mathfrak{I}_p	164
II.4.c. Conséquences sur les puissances de pompe absorbées	165
II.4.d. Étude du profil transverse d'intensité de la pompe	166
II.4.e. Double passage de la pompe	166
II.4.f. Puissance de pompe au seuil	167
II.4.g. Critère de sélection par l'absorption saturée	168
II.5. Étude de la puissance de sortie	169
II.5.a. Détermination de la puissance laser de sortie	170
II.5.b. Recherche des paramètres optimaux	171
II.5.b.i. Recouvrement des faisceaux	172
II.5.b.ii. Transmission du miroir de sortie	173
II.5.b.iii. Paramètres du cristal	173
II.6. Conclusion	176
Chapitre III - Réalisation expérimentale	179
III.1. Dispositif expérimental	179
III.2. Résultats	182
III.2.a. Cavités réalisées et tailles de faisceau	182
III.2.b. Courbes d'efficacité et caractéristiques du faisceau	184
III.2.c. Gains au seuil et estimation des pertes passives	185
III.2.d. Comparaisons avec le modèle	186
III.3. Conclusion	188
Chapitre IV - Vers le pompage par diode laser	189
IV.1. Spectre d'excitation	189
IV.2. Adaptation du modèle au pompage par diode	190
IV.2.a. Mauvaise qualité spatiale du faisceau de la diode	190
IV.2.b. Section efficace d'absorption moyenne	191
IV.2.c. Résultats	191
IV.3. Conclusion	192
Conclusion de la partie B	195
Bibliographie de la Partie B	197
Conclusion générale et perspectives	201

ANNEXE 1 - Sources laser utilisées pour la mesure des efficacités de diffraction	209
ANNEXE 2 - Réalisation des réseaux de Bragg	211
ANNEXE 3 - Imagerie d'absorption.....	212
ANNEXE 4 - État de l'art sur les lasers à fibre dopée ytterbium émettant autour de 980 nm	213
ANNEXE 5 - Définition du facteur de qualité M^2	216
ANNEXE 6 - Un laser solide pompé par diode avec un réseau de Bragg fibré intracavité.....	217
LISTE DES PUBLICATIONS RELATIVES AUX TRAVAUX RÉALISÉS LORS DE CETTE THÈSE	223

Introduction générale

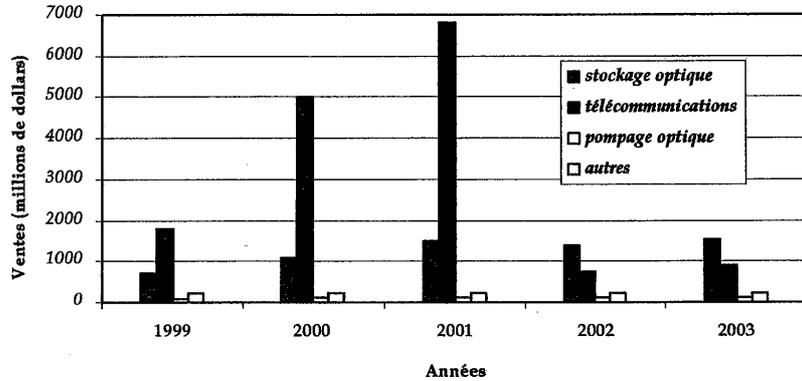
Deux ans après l'invention du premier laser à rubis impulsif en 1960, plusieurs équipes de recherche mettent simultanément en évidence un effet laser dans une jonction à semi-conducteur d'arséniure de gallium (AsGa) (voir par exemple [Hall,62]). Ces premières diodes laser fonctionnent alors en régime impulsif et à température cryogénique¹. Dès lors, les deux principales étapes de conception des diodes laser, à savoir la croissance de cristaux d'AsGa pour le substrat et les différentes techniques d'épitaxie pour l'empilement des couches minces, ont fait l'objet de progrès considérables [Diehl,00]. Une étape marquante de cette évolution est l'année 1970 qui voit la première réalisation d'une diode laser à hétérojonction en AlAsGa/AsGa fonctionnant en régime continu et à température ambiante autour de 0,8 μm [Hayashi,70]. De nouvelles structures destinées à abaisser le courant de seuil d'oscillation laser ont rapidement vu le jour, comme la double hétérojonction ou les diodes laser à puits quantiques.

Les matériaux les plus fréquemment utilisés pour la construction des diodes laser sont des composés binaires, ternaires ou quaternaires de la famille III-V de semi-conducteurs (AlGaIn)(AsP) déposés sur un substrat d'AsGa. En particulier, les diodes laser à base d'AsGa ont permis d'atteindre la bande spectrale située autour de 0,8 μm , intéressante pour le pompage des matériaux laser dopés avec l'ion néodyme. La gamme spectrale allant de 1,1 μm à 1,6 μm , fortement attrayante pour les communications optiques, a pu être explorée grâce à la famille de matériaux semi-conducteurs à base de phosphure d'indium (InP). Il existe également d'autres matériaux semi-conducteurs utilisés par exemple pour une émission de lumière vers le bleu avec le GaN ou vers l'infrarouge moyen avec le CdHgTe.

Les nombreux développements technologiques ont ainsi fait naître une très grande variété de diodes laser couvrant une vaste gamme de longueurs d'onde de 0,3 μm à 100 μm . Pouvant être fabriquée de manière industrielle, la diode laser est devenue un composant optoélectronique des plus séduisants dans de nombreux domaines, alliant à la fois compacité, longévité, grande efficacité de conversion électrique / optique et faible coût.

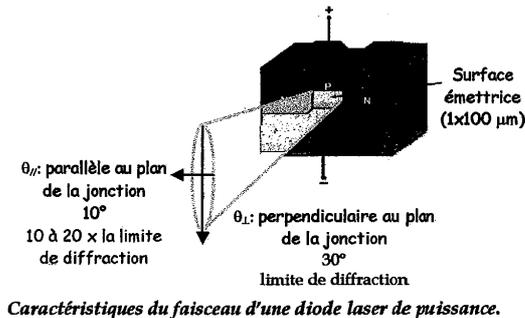
Malgré la crise que connaît le secteur des télécommunications depuis 2001, le marché mondial des diodes laser représente encore 59% de celui des lasers en 2003, soit 4,8 milliards de dollars, des prévisions optimistes annonçant une légère reprise pour l'année 2004. Le poids économique des différentes applications des diodes laser est illustré sur le graphique ci-après, témoignant du changement de visage de ce marché ces deux dernières années.

¹ En ce qui concerne le fonctionnement des diodes laser, on pourra consulter les ouvrages suivants : [Agrawal,00], [Coldren,95]. Pour les aspects technologiques, on trouvera davantage de précision dans [Diehl,00].



Évolution des ventes de diodes laser en millions de dollars ces dernières années par type d'application. La catégorie « autres » regroupe les applications médicales, l'enregistrement d'images, le domaine du spectacle, la lecture de codes barres, les applications de mesure et contrôle, les capteurs, l'usinage de matériaux. Source : "Review and forecast of the laser markets Part II : Diode lasers", Laser Focus World 1999, 2000, 2001, 2002 et 2003 (par R. Steele).

Cependant, les diodes laser présentent plusieurs défauts au niveau du profil spatial de leur faisceau. En effet, la puissance des diodes laser standard émettant un faisceau monomode spatial est actuellement limitée à quelques centaines de milliwatts, sur une surface émettrice d' $1 \mu\text{m}$ sur $3 \mu\text{m}$. Les diodes laser de plus forte puissance ($>1 \text{ W}$) ont une surface émettrice plus large, typiquement de $1 \mu\text{m}$ sur 100 à $200 \mu\text{m}$. Il en résulte une dégradation de la qualité spatiale du faisceau dans le plan parallèle à la jonction de la diode : dans cette direction, le faisceau a une divergence 10 à 20 fois plus élevée que la limite imposée par la diffraction (voir figure ci-contre). Ceci est un problème pour les applications qui nécessitent une forte densité de puissance sur une petite surface comme par exemple le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium dans le domaine des télécommunications, le pompage longitudinal des lasers solides ou encore les applications médicales.



L'objectif recherché lors de cette thèse était de réaliser des sources laser délivrant une forte puissance continue dans un faisceau monomode spatial, à des longueurs d'onde d'émission situées autour de 980 nm pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium dans les

télécommunications. Pour cela, nous avons étudié deux voies, l'une s'appliquant directement à un faisceau issu d'une diode laser, la seconde convertissant le faisceau dégradé d'une diode laser en un faisceau monomode spatial par le biais d'un laser solide pompé par diode. Les deux parties de ce manuscrit correspondent à ces deux méthodes.

La première solution, dont le principe peut s'étendre à toute autre longueur d'onde, consiste à améliorer directement la qualité spatiale des faisceaux de diodes laser de puissance déjà existantes. La technique que nous présentons dans la partie A de ce mémoire utilise la **mise en cavité externe de diodes laser**. Le filtrage des modes spatiaux de la diode est réalisé dans la cavité par un **réseau épais (ou réseau de Bragg)** possédant une forte sélectivité angulaire autour d'un certain angle, appelé angle de Bragg.

Après avoir introduit la problématique, nous définissons quelques éléments de caractérisation d'un faisceau de diode laser (chapitre I). Puis nous effectuons dans le chapitre II un état de l'art sur les solutions proposées dans la littérature à base de semi-conducteurs (nouvelles technologies, cavités externes variées), avant de présenter plus en détail le principe de notre cavité externe. Le chapitre III est consacré à la conception des réseaux de Bragg adaptés à notre application et à leur réalisation expérimentale sur un nouveau matériau holographique. Après la description d'une expérience destinée à valider le principe de filtrage angulaire par un réseau de Bragg intracavité, nous présentons les travaux menés sur des diodes laser monoruban (chapitre IV). Puis nous proposons d'étendre le principe du filtrage angulaire par un réseau de Bragg dans une cavité externe à plusieurs émetteurs d'une barrette de diodes laser.

La seconde solution, développée dans la partie B, est d'utiliser un **laser solide pompé par diode**. De cette façon, il est possible de convertir le faisceau fortement multimode d'une diode laser de puissance en un faisceau monomode spatial issu d'un laser solide en utilisant l'effet de filtrage spatial imposée par une cavité laser. Nous montrons dans l'introduction que les **matériaux dopés par l'ion ytterbium (Yb)** sont de bons candidats pour obtenir une émission laser autour de 980 nm. En effet, l'ion Yb peut présenter, selon la matrice d'accueil, une bande d'absorption autour de 900 nm et une transition laser autour de 980 nm. L'utilisation de cette transition laser dans les cristaux massifs dopés Yb est cependant inhabituelle. Le majeur problème est qu'il s'agit d'une « vraie » **transition laser à trois niveaux**. Le choix de la matrice d'accueil est ainsi déterminant pour pouvoir obtenir un effet laser sur cette transition. Le calcul de l'intensité de pompe nécessaire à la transparence autour de 980 nm pour plusieurs cristaux dopés Yb nous a menés vers le choix de la matrice d'accueil, un cristal de fluoroapatite (chapitre I). Un modèle numérique de lasers continus à trois niveaux est développé au chapitre II, afin de prévoir plus précisément le seuil d'oscillation laser et les performances du laser à 980 nm. Le chapitre III est consacré à la démonstration expérimentale d'un laser solide massif continu pompé par un laser à saphir.

dopé au titane et émettant sur une transition laser à trois niveaux. Enfin, le chapitre IV concerne les perspectives d'un pompage du cristal de fluoroapatite dopé Yb par diode laser.

Partie A

**Amélioration de la qualité
spatiale de faisceaux issus de
diodes laser**

Introduction et problématique

L'un des enjeux actuels de recherche en optoélectronique concerne la montée en puissance des diodes laser, en particulier pour le pompage des lasers solides, l'usinage des matériaux ou des applications médicales (ophtalmologie) ou industrielles. Le problème est que cette montée en puissance s'est faite au détriment de la qualité spatiale du faisceau d'émission. Il existe ainsi une très forte demande pour des lasers continus de forte puissance émettant un faisceau monomode spatial, en particulier autour de 980 nm pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium dans le domaine des télécommunications.

Nous rappelons sur la Figure 1 des ordres de grandeur typiques de divergence du faisceau fortement elliptique d'une diode laser ainsi que les notations utilisées par la suite. On note $2w_y$ la taille de la surface émettrice dans le plan perpendiculaire à la jonction (ou encore l'«épaisseur» de la jonction). Dans cette direction, nous verrons que la diode laser est un guide monomode transverse; le faisceau a un profil gaussien et l'angle de divergence du faisceau θ_{\perp} est limité par la diffraction [Agrawal,00]. On note $2w_x$ la taille de la surface émettrice dans le plan parallèle à la jonction (ou encore la «largeur» de la jonction). θ_{\parallel} est l'angle de divergence du faisceau dans la direction parallèle à la jonction. Nous allons voir que cette direction pose problème dans le cas des diodes laser de puissance.

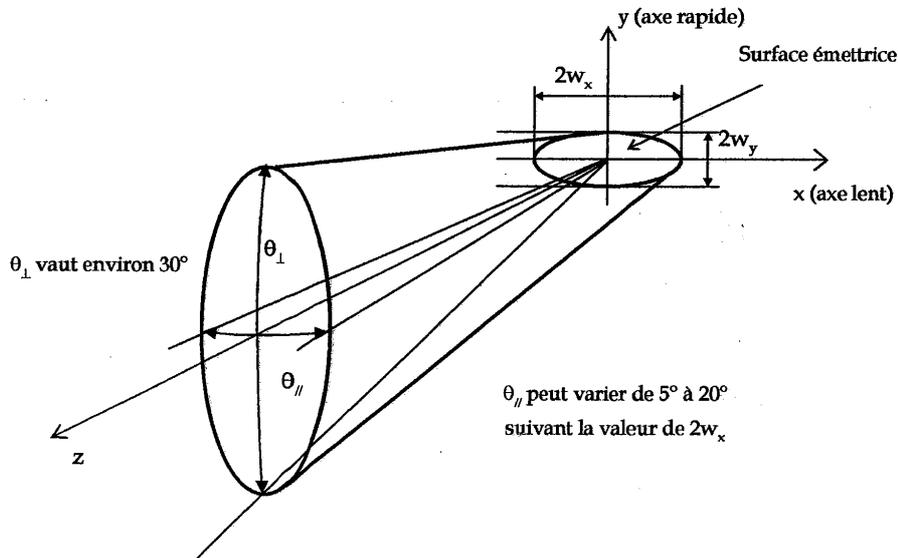


Figure 1. Notations et ordres de grandeur. Les angles sont pris à mi-hauteur de l'intensité.

Limitations de la puissance des diodes laser :

Il existe deux principaux facteurs limitant la puissance maximale émise des diodes laser. Tout d'abord la "dégradation catastrophique" des miroirs est un processus irréversible dû à l'échauffement local des faces clivées de la diode généré par l'absorption du flux optique et les recombinaisons non-radiatives et allant jusqu'à la fusion. Par exemple, pour une diode laser délivrant une puissance maximale de quelques centaines de milliwatts sur une surface émettrice de $1 \mu\text{m}$ par $3 \mu\text{m}^1$ (typiquement utilisée pour le pompage des amplificateurs dopés erbium dans les télécommunications), l'intensité supportée par la facette de sortie est de l'ordre de quelques MW/cm^2 . On ne peut augmenter le courant d'injection sans détériorer le traitement du miroir de sortie.

Le second facteur est la saturation de la courbe puissance/intensité du composant : c'est un processus réversible principalement dû à l'échauffement général de la jonction.

Comment augmenter la puissance des diodes laser :

La principale solution pour augmenter la puissance maximale émise consiste à accroître la surface émettrice de la jonction. De cette façon, l'intensité supportée par la facette de sortie de la diode peut être considérablement réduite et il est possible d'injecter davantage de courant pour augmenter la puissance délivrée. La taille de la jonction dans la direction perpendiculaire à l'empilement des couches minces étant fixée de l'ordre de quelques centaines de nanomètres par une opération d'épitaxie, la première idée est d'augmenter la taille de la surface émettrice dans la direction parallèle à la jonction. On passe ainsi des diodes laser typiques de $3 \mu\text{m}$ de large à des diodes laser dites à "ruban large" dont la direction parallèle à la jonction peut atteindre jusqu'à $500 \mu\text{m}$ (taille maximale au-delà de laquelle il devient difficile de refroidir efficacement le milieu du ruban). On parle de « **diode laser à ruban large** » dès que la largeur de la jonction $2w_x$ vaut environ 10 à 20 μm . Des diodes commerciales délivrant une puissance continue de 4 W autour de 920 ou 980 nm sur une surface émettrice de $100 \mu\text{m}$ de large sont ainsi disponibles chez JDS Uniphase (SDL-6380-A). Des travaux de laboratoire ont de plus démontré une puissance continue record de 10,9 W à 915 nm sur une surface émettrice de mêmes dimensions [He,98].

Une autre façon d'augmenter la surface émettrice est d'assembler en parallèle plusieurs diodes laser élémentaires séparées par une "zone froide" permettant l'évacuation de la chaleur. Ceci constitue un **réseau de diodes laser**, dont la puissance de sortie est comparable

¹ Pour alléger les notations, on appellera par la suite diode $a \times b \mu\text{m}$ une diode laser dont la surface émettrice a pour dimensions $a \mu\text{m}$ sur $b \mu\text{m}$. La taille de la surface émettrice n'est pas exactement celle de la jonction. En particulier, dans les diodes étudiées, a , qui est la taille à $1/e^2$ du mode se propageant dans la direction perpendiculaire à la jonction, est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ alors que la taille de la jonction est de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$.

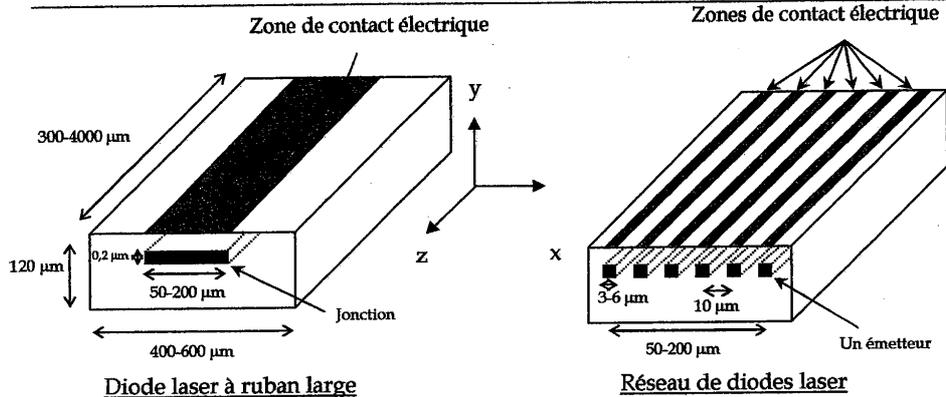
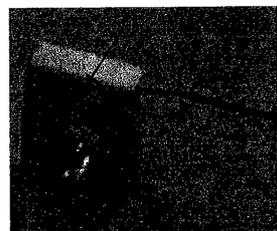


Figure 2. Dimensions typiques d'une diode laser à ruban large et d'un réseau de diodes laser.

à celle des diodes laser à ruban large. La Figure 2 montre les dimensions typiques d'une diode laser à ruban large et d'un réseau de diodes laser.

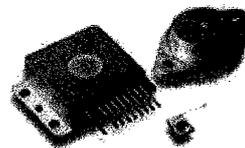
Plusieurs diodes laser à ruban large ou plusieurs réseaux de diodes laser peuvent de même être assemblés afin de former une **barrette de diodes laser**, dont la largeur peut atteindre 1 cm et comprendre jusqu'à 1000 émetteurs. Les barrettes de diodes peuvent émettre une puissance continue de plusieurs dizaines de watts. Enfin, l'empilement de ces barrettes linéaires conduit à des émetteurs surfaciques (appelés encore "stacks" de diodes) capables de délivrer plus d'un millier de watts en continu. A titre d'illustration, la Figure 3 montre plusieurs types de diodes laser (ruban large, réseau, barrette ou empilement) provenant de différents constructeurs. Ceci met en évidence le faible encombrement de



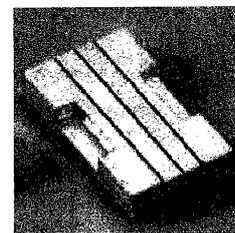
Diode laser monoruban
2 W à 980 nm
(TH-C5302-E) Boîtier C



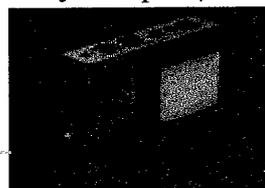
Barrette de diodes laser
20 W continus à 808 nm
(TH-C1420-S)



Diodes laser 0,5 W à 4 W à
800 nm
(JDS Uniphase)



3 barrettes de diodes
55 W continus à 980 nm
(Cutting Edge Optronics)



Stack nx40 W continus
à 808 nm (OSRAM)



Barrette 20 W
à 1530 nm (SLI)

Figure 3. Différents types de diodes vendues dans le commerce par différents fabricants. TH :Thales Laser Diode. SLI : Semiconductor Laser International.

ces composants ainsi que la diversité des boîtiers de diodes disponibles dans le commerce.

Conséquence de l'augmentation de puissance des diodes laser :

Dans tous les cas, l'augmentation de la puissance des diodes laser passe par une dégradation de la qualité spatiale du faisceau émis. Comme nous allons le voir au chapitre I, la grande dimension $2w_x$ des diodes laser à ruban large autorise l'existence de plusieurs modes latéraux dans la direction parallèle à la jonction. Les diodes laser possèdent un gain très important qui peut aller de 10^3 à 10^6 sur un aller-retour et peuvent supporter des pertes très importantes (le coefficient de réflexion de la face de sortie est de l'ordre de quelques pourcents). Le temps de vie du photon, inversement proportionnel au gain au seuil, est ainsi très court dans la cavité formée par les facettes clivées de la diode (de l'ordre de 10^{-12} s). En d'autres termes, le photon effectue très peu d'allers-retours dans la cavité avant de sortir. Il peut ainsi s'échapper dans des directions de forte divergence, correspondant à l'oscillation simultanée de plusieurs modes latéraux. Le filtrage spatial par la cavité de la diode laser est donc inefficace dans la direction parallèle à la jonction.

Encadré 1

Définition de la limite de diffraction pour les diodes laser :

Afin de caractériser la divergence du faisceau des diodes laser, on peut comparer cette dernière à la limite de diffraction. La définition la plus communément adoptée dans la littérature et qui donne une image réaliste de la qualité spatiale d'un faisceau de diode laser est la limite de la diffraction d'une ouverture rectangulaire dont les dimensions sont celles de la surface émettrice. Dans le plan parallèle à la jonction, la largeur de la surface émettrice est $2w_x$. La limite de la diffraction θ_1 ainsi définie est donnée par :

$$\theta_1 = 0,89 \frac{\lambda}{2w_x}$$

où λ est la longueur d'onde d'émission.

On dira alors qu'un faisceau est **N fois limité par la diffraction** si sa divergence (mesurée à mi-hauteur du maximum de la courbe d'intensité rayonnée) vaut N fois θ_1 . Nous utiliserons cette définition pour les faisceaux de diodes laser.

Exemple : pour une diode laser émettant à 980 nm et dont la surface émettrice a pour largeur 100 μm , la limite de diffraction θ_1 est de 8,7 mrad ou 0,5°.

Pour les diodes laser à ruban large, les faisceaux émis sont ainsi plusieurs fois limités par la diffraction dans la direction parallèle à la jonction (voir l'encadré 1 pour la définition de la limite de diffraction). De plus, comme il est expliqué dans [Chang-Hasnain,89], [Lang,91] et [Champagne,95], la divergence du faisceau augmente avec le courant d'injection. À cette

faible sélectivité spatiale s'ajoute le problème de la filamentation du faisceau. Il s'agit d'un phénomène non-linéaire complexe dû aux interactions entre l'onde laser et les impuretés présentes dans la région active créant des effets d'autofocalisation de l'onde. Cette détérioration du faisceau apparaît dès que la largeur de la jonction dépasse 10 à 20 μm , et affecte donc principalement les diodes laser à ruban large [Hess,95].

Les réseaux de diodes laser sont constitués de la juxtaposition d'émetteurs laser dont la surface émettrice est de 3 μm de large. Pris séparément, chaque émetteur délivre un faisceau limité par la diffraction (dans les deux directions). Toutefois la cohérence de l'émission du réseau de diodes dépend du couplage entre les émetteurs et donc de la distance séparant deux émetteurs voisins : plus cette distance est faible, plus l'émission est cohérente mais plus la fabrication est difficile. Les réseaux de diodes laser présentent des caractéristiques spatiales d'émission globalement plus stables que les diodes laser à ruban large à des courants d'injection élevés [Champagne,95]. En effet, de par leur structure les réseaux de diodes laser sont moins affectés par les problèmes de filamentation que les diodes laser à ruban large. En revanche, leur technologie de fabrication est beaucoup plus complexe [Diehl,00] et le faisceau est aussi plusieurs fois limité par la diffraction. Selon la nature de la diode laser le faisceau présente souvent deux lobes d'émission, voire davantage, comme nous le verrons au chapitre I.

La qualité spatiale du faisceau des barrettes et des empilements de diodes subit une dégradation au moins aussi sévère.

Comparaison des luminances spatiales de différentes diodes laser :

Afin d'illustrer l'augmentation de la divergence des faisceaux de diodes laser dans le plan parallèle à la jonction avec la puissance délivrée, le Tableau 1 compare la luminance spatiale de plusieurs diodes laser ; la luminance spatiale L est définie comme le rapport de la puissance P émise par le produit de la surface émettrice S et de l'angle solide $\Delta\Omega$ défini par le faisceau [Diehl,00]: $L = \frac{P}{\Delta\Omega \cdot S}$.

Nous prenons comme surface émettrice la tache lumineuse à la sortie de la diode. La barrette de diodes laser que nous avons considérée est constituée de 48 émetteurs, chaque émetteur ayant une largeur de 100 μm . Les émetteurs sont régulièrement espacés le long de la barrette tous les 100 μm . De ce fait, on prend comme surface émettrice pour la barrette de diodes laser la largeur totale de 1 cm. Comme il n'y a pas de relation de phase entre les différents émetteurs, l'émission totale de la barrette est essentiellement incohérente. On considère généralement que la divergence du faisceau total est égale à celle d'un émetteur seul, ce qui explique le choix de l'angle de divergence de 10° pour la barrette de diodes [Rustad,01].

Type de diode laser	Diode 1×3 μm monomode 300 mW	Diode ruban large 1×100 μm 4 W	Barrette de diodes 1 μm×1 cm 20 W
Angle de divergence à mi- hauteur de l'intensité rayonnée dans le plan de la jonction	16° limité par la diffraction	10° 20 fois limité par la diffraction	10° 2000 fois limité par la diffraction
Luminance L (MW/cm ² .sr)	66	44	0,2

Tableau 1. Comparaison de la luminance de différents types de diodes laser émettant à 980 nm¹.

D'après le Tableau 1, on voit l'importance de réduire la divergence du faisceau des diodes laser dans la direction parallèle à la jonction afin d'améliorer la luminance. Par exemple, une diode laser à ruban large 1×100 μm qui émettrait une puissance de 1 W dans un faisceau limité par la diffraction aurait déjà une luminance de 217 MW/cm².sr, meilleure que celle des diodes laser standard monomodes spatiales.

Conclusion et plan de la partie A :

Un gros effort de recherche en optoélectronique est tourné vers l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau des diodes laser afin de réaliser des sources laser de forte luminance. Les domaines d'application sont nombreux, comme en médecine, pour le pompage longitudinal des lasers solides ou dans les télécommunications pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA). En effet, le pompage des EDFA est actuellement réalisé par des diodes monomodes spatiales à 980 nm dont la puissance est limitée à environ 300 mW, ce qui ne répond plus à la demande croissante de débits. Ce travail de thèse se situe dans ce contexte. Dans cette partie, nous proposons une solution pour réduire la divergence des faisceaux de diodes laser dans le plan parallèle à la jonction.

Le plan que nous avons adopté est le suivant :

- Afin de mieux comprendre les causes de la divergence indésirable des faisceaux de diodes laser dans le plan parallèle à la jonction, nous présentons une introduction aux modes d'une diode laser. Les notions de champ proche et champ lointain qui permettent de caractériser l'émission d'une diode laser sont ensuite établies (chapitre I).
- De nombreuses solutions ont été étudiées dans la littérature pour remédier au problème de la divergence des diodes laser dans le plan parallèle à la jonction. Nous établissons dans le chapitre II un état de l'art sur les techniques visant à améliorer la qualité spatiale du faisceau des diodes laser. Puis nous présentons la solution que

¹ Les tailles de faisceaux et les angles sont pris à 1/e² du maximum de l'intensité. Si on choisit d'exprimer ces quantités à mi-hauteur du maximum d'intensité les résultats trouvés pour L sont à multiplier par un facteur 7,6.

nous avons étudiée, qui consiste à utiliser la sélectivité angulaire d'un composant appelé « réseau de Bragg » dans une cavité externe.

- Le chapitre III est consacré à la conception des réseaux de Bragg. Nous étudions l'influence de plusieurs paramètres en vue du dimensionnement des réseaux. Après avoir passé en revue différents matériaux pour l'inscription de notre réseau, nous présentons plus en détail le matériau choisi et décrivons les étapes expérimentales de l'optimisation des réseaux.
- Le chapitre IV débute par une validation expérimentale du principe de filtrage angulaire par un réseau de Bragg inséré dans une cavité laser. Puis nous passons à l'étude de différents diodes laser en cavité externe avec un réseau de Bragg intracavité.

Chapitre I - Éléments de caractérisation d'un faisceau de diode laser

Le but de ce chapitre est de se familiariser avec les modes d'une diode laser en présentant un modèle très simple qui rend compte de la divergence du faisceau des diodes laser dans la direction parallèle à la jonction. Ce modèle nous amène ensuite à présenter les notions de champ proche et champ lointain qui permettent de caractériser un faisceau de diode laser.

I.1. Introduction aux modes d'une diode laser

Les notations utilisées par la suite sont celles de la Figure I-1, représentant schématiquement une diode laser par un parallélépipède rectangle dont les facettes clivées sont les miroirs de la cavité. L'axe (Ox) est l'axe parallèle au plan de la jonction, l'axe (Oy) est l'axe perpendiculaire au plan de la jonction. L'axe (Oz) est l'axe de propagation du faisceau, il est perpendiculaire aux facettes clivées de la diode. Les calculs présentés dans ce paragraphe sont principalement issus de [Agrawal,00].

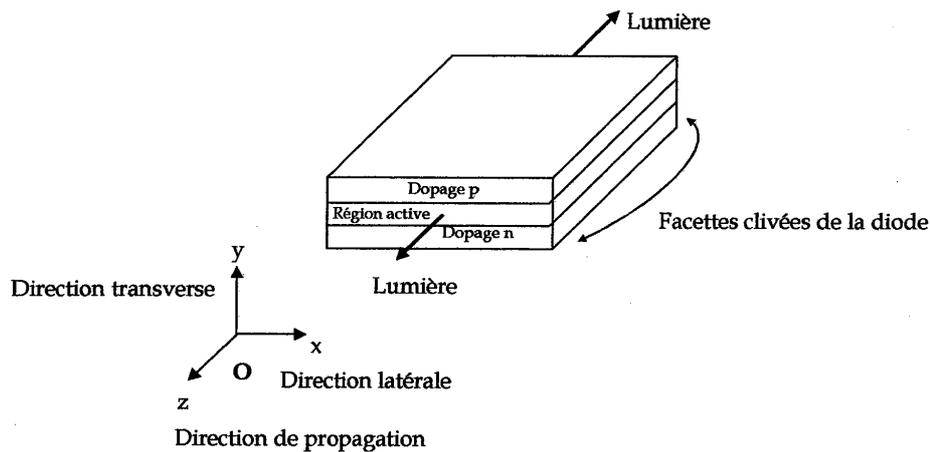


Figure I-1. Représentation d'une diode laser et notations.

Le champ électrique $\vec{E}(x, y, z)$ dans la diode laser vérifie l'équation d'onde issue des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \vec{E}(x, y, z) + \varepsilon(x, y) k_0^2 \vec{E}(x, y, z) = \vec{0} \quad (I.1)$$

où $\varepsilon(x, y)$ est la constante diélectrique, indépendante de z , et k_0 est le module du vecteur d'onde dans le vide. On appelle mode du laser une solution de l'équation d'onde vérifiant les conditions aux limites imposées par la structure du laser. De façon générale, l'amplitude

du champ électrique peut s'écrire E_{pqm} où p , q et m sont des entiers positifs. L'indice m représente les modes longitudinaux ou axiaux du champ électrique (dans la direction (Oz)). L'indice p se rapporte aux modes transverses (dans la direction (Oy)) et l'indice q aux modes latéraux (dans la direction (Ox)). Modes transverses et latéraux sont regroupés sous le terme de modes spatiaux. Afin de décrire les modes spatiaux de la diode, nous considérons un seul mode longitudinal.

On considère que les variations de la constante diélectrique $\epsilon(x,y)$ sont lentes dans la direction latérale x contrairement aux variations dans la direction transverse (Oy). Cette hypothèse, appelée approximation de l'indice effectif, permet de séparer l'équation (I.1) en deux équations à une seule dimension [Buus,82].

Moyennant cette approximation, le champ électrique $\vec{E}(x,y,z)$ peut s'écrire

$$\vec{E}(x,y,z) \cong \phi(y;x)\psi(x)e^{i\beta z}\vec{e} \quad (I.2)$$

où \vec{e} est la direction de polarisation du champ, β est sa constante de propagation. $\phi(y;x)$ est une fonction de y lentement variable en x : c'est la distribution de champ électrique transverse. $\psi(x)$ est la distribution de champ électrique latérale.

D'après les équations (I.1) et (I.2), on obtient ϕ et ψ en résolvant les deux équations suivantes :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + (\epsilon(x,y)k_0^2 - \beta_{\text{eff}}^2(x))\phi = 0 \quad (I.3)$$

et

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (\beta_{\text{eff}}^2(x) - \beta^2)\psi = 0. \quad (I.4)$$

β_{eff} s'appelle la constante de propagation effective. Nous verrons son expression dans un cas particulier à la fin de ce paragraphe.

Dans la majorité des lasers à semi-conducteurs possédant une hétérostructure, la réflectivité des facettes est plus élevée pour les modes transverses électriques (ou modes TE), c'est-à-dire les modes dont le champ électrique est polarisé le long de l'axe (Ox). De plus, le facteur de confinement des modes TE est plus important que celui des modes transverses magnétiques (ou modes TM). Les modes TE sont ainsi favorisés par rapport aux modes TM [Agrawal,00]. Dans la suite, nous ne considérons donc que les modes TE.

Nous ne rentrons pas dans les détails de la résolution de l'équation (I.3) mais rappelons simplement le résultat qui nous intéresse dans cette étude : dans la plupart des cas, cette équation montre que **dans la direction (Oy), de par sa faible épaisseur, la diode laser est un guide monomode transverse.**

La résolution de l'équation (I.4) pour une diode laser à guidage par le gain¹ doit se faire numériquement. En effet la constante de propagation effective β_{eff} contient un terme de perturbation très complexe dont les différentes contributions sont données dans [Champagne,95]. Il n'est pas possible de déterminer de « coupure » entre fonctionnement monomode et multimode comme dans la direction (Oy) ou comme pour une diode à guidage par l'indice. Il a cependant été démontré expérimentalement que dans la direction latérale (Ox), la diode laser ne supporte qu'un seul mode latéral lorsque la largeur de la jonction reste inférieure à 10 μm [Agrawal,00]. Par exemple, les diodes laser possédant une surface émettrice de 1 μm par 3 μm sont monomodes spatiales, c'est-à-dire dans les directions transverse et latérale. Lorsque cette largeur est dépassée, plusieurs modes latéraux sont autorisés à osciller.

Afin de se faire une idée simple de la structure de ces modes latéraux, on étudie le problème sans prendre en compte les perturbations. On considère de plus que les profils de gain et d'indice dans la diode sont uniformes et valent respectivement g_0 et μ_0 . On suppose enfin qu'en dehors de la diode l'absorption est infinie. La résolution de l'équation (I.4) est alors équivalente à la recherche des valeurs propres d'un puits de potentiel carré infini de largeur $2w_x$. Le mode latéral d'ordre m s'écrit donc :

$$\Psi_m(x) = \frac{1}{\sqrt{w_x}} \sin\left(\frac{m\pi x}{2w_x} + \frac{m\pi}{2}\right) \text{rect}\left(\frac{x}{w_x}\right) \quad (\text{I.5})$$

où m est un entier non nul et la fonction $\text{rect}\left(\frac{x}{w_x}\right)$ vaut 1 quand $|x| \leq w_x$ et 0 partout ailleurs. La constante de propagation $\beta(m)$ de ce mode s'écrit:

$$\beta(m) = \mu(m)k_0 - i\frac{g_0}{2} \quad (\text{I.6})$$

$$\text{où } \mu(m) = \sqrt{\mu_0^2 - \frac{m^2 \pi^2}{4k_0^2 w_x^2}}.$$

Cette introduction aux modes d'une diode laser va nous permettre de définir les notions de champ proche et champ lointain dans le paragraphe suivant.

¹ On distingue principalement deux types de guidage: le guidage par l'indice et le guidage par le gain [Agrawal,00]. Les diodes laser commerciales de puissance appartiennent principalement à cette seconde catégorie.

I.2. Champ proche et champ lointain d'une diode laser

I.2.a. Champ proche

On appellera champ proche d'une diode le champ émis au niveau de sa facette de sortie. Par exemple, pour une diode laser dont la surface émettrice a pour dimension latérale $2w_x$ et avec toutes les approximations faites dans le paragraphe précédent, le champ proche est une combinaison linéaire des modes ψ_m définis précédemment. À titre d'illustration, nous avons représenté les modes ψ_m pour m variant de 1 à 4 sur la Figure I-2

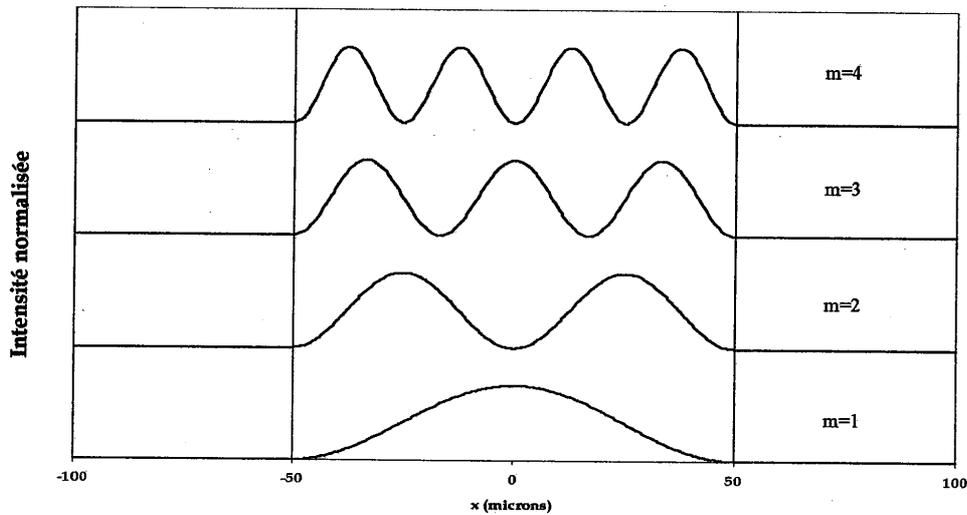


Figure I-2. Représentation de l'intensité des modes ψ_m pour m variant de 1 à 4, sur la facette de sortie de la diode.

I.2.b. Champ lointain

Le champ lointain de la diode est défini comme le champ diffracté « loin » de la diode. La transition entre champ proche et champ lointain a lieu à la distance de Rayleigh $(\pi w_x)^2 / \lambda$ où λ est la longueur d'onde d'émission [Coldren,95] (par exemple, pour $w_x=50 \mu\text{m}$ et $\lambda=980 \text{ nm}$, la distance de Rayleigh vaut environ 2 cm). Nous présentons les principales étapes du calcul menant à la relation entre champ proche et champ lointain de la diode [Coldren,95]. Soit $U_{CP}(x,y)$ le champ proche émis par un point source de la diode. Chaque point source se propage sur une distance r , contribuant ainsi au champ lointain par un élément dU_{CL} . On note $U_{CL}(\theta_x, \theta_y)$ le champ lointain total de la diode. Les notations utilisées sont celles de la Figure I-3 (ces notations sont en concordance avec celles de la Figure I-1).

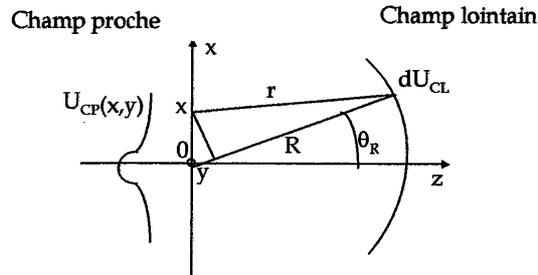


Figure I-3. Illustration du champ proche et du champ lointain de la diode dans le plan (Oxz).

Avec l'approximation de champ lointain (x et $y \ll R$), on établit, d'après le principe de Huygens-Fresnel, l'expression de $U_{CL}(\theta_x, \theta_y)$:

$$U_{CL}(\theta_x, \theta_y) = \frac{j \cos \theta_R}{\lambda R} e^{-jkR} \iint U_{CP}(x, y) e^{-jk \sin \theta_x x} e^{-jk \sin \theta_y y} dx dy \quad (I.7)$$

avec $\cos \theta_R = \frac{\cos \theta_x \cos \theta_y}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_x - \sin^2 \theta_y}}$.

Comme on ne s'intéresse dans cette étude qu'au champ lointain dans la direction parallèle à la jonction, $\theta_y = 0$ dans l'équation (I.7). De plus, dans l'approximation des petits angles, on peut considérer que $\cos \theta_x \approx 1$. Le champ lointain dans la direction parallèle à la jonction s'écrit alors :

$$U_{CL}(\theta_x) = \frac{j}{\lambda R} e^{-jkR} \int U(x) e^{-jk \sin \theta_x x} dx \quad (I.8)$$

où $U(x) \equiv \int U(x, y) dy$.

Avec ces approximations, le champ lointain de la diode dans la direction parallèle à la jonction est, à un facteur multiplicatif près, la transformée de Fourier du champ proche. Le champ lointain peut ainsi s'observer dans le plan focal image d'une lentille convergente, comme le montre la Figure I-4.

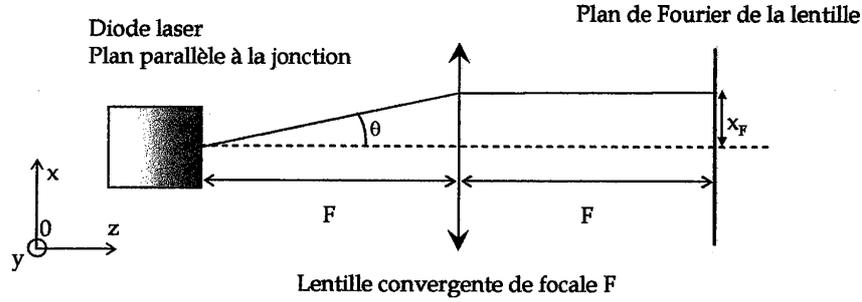


Figure I-4. Observation du champ lointain.

Afin d'illustrer notre propos, nous calculons la transformée de Fourier (TF) des modes ψ_m définis au paragraphe précédent :

$$\begin{aligned} \text{TF}\{\psi_m(x)\} = & \frac{\sqrt{w_x}}{2\pi} \left[\exp\left(i\frac{(m-1)\pi}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{m\pi}{2} - k_0 w_x \theta\right) \right. \\ & \left. + \exp\left(i\frac{-(m-1)\pi}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{m\pi}{2} + k_0 w_x \theta\right) \right] \end{aligned} \quad (I.9)$$

où sinc est la fonction sinus cardinal¹ et θ est la variable angulaire dans l'espace de Fourier (dans la configuration de la Figure I-4, $\theta = \frac{x_F}{F}$).

En première approximation, le champ lointain peut être représenté par une combinaison linéaire des transformées de Fourier $\text{TF}\{\psi_m\}$. Sur la Figure I-5 nous avons représenté l'intensité rayonnée en champ lointain par les modes ψ_m pour m variant de 1 à 4, c'est-à-dire $|\text{TF}\{\psi_m\}|^2$. L'intensité rayonnée en champ lointain s'appelle aussi **diagramme de rayonnement**.

Le mode d'ordre $m=1$ est constitué d'un seul lobe d'émission et tous les modes d'ordre supérieur sont constitués de deux lobes d'émission symétriques par rapport à l'axe de la diode. L'angle d'émission d'un mode augmente avec l'ordre. L'angle d'émission θ_m du mode d'ordre $m \neq 1$ vaut $\frac{m\pi}{2k_0 w_x}$ et la largeur à mi-hauteur d'un lobe d'ordre $m \neq 1$ vaut $0,89 \frac{\lambda}{2w_x}$.

¹ La fonction sinus cardinal sinc est définie par $\text{sinc}(X) = \frac{\sin X}{X}$.

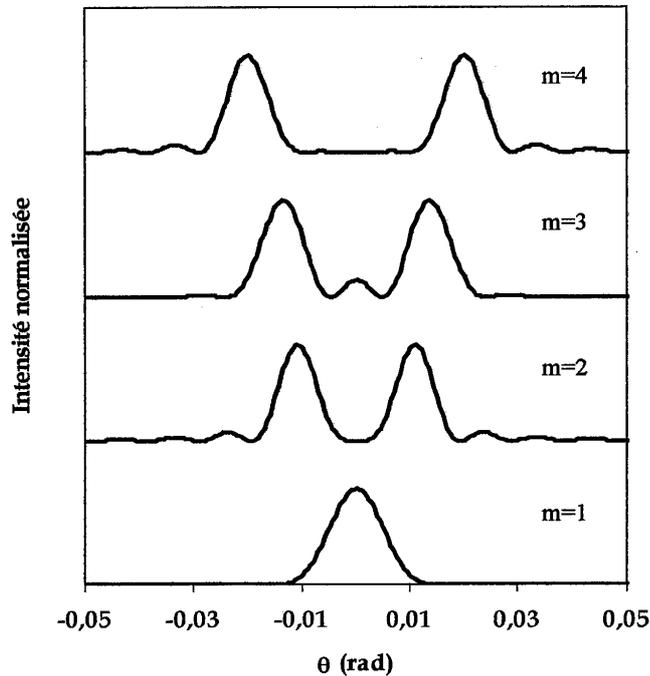


Figure I-5. Intensité rayonnée en champ lointain par les modes ψ_m pour m variant de 1 à 4.

Pris séparément et pour $m \neq 1$, chaque lobe est ainsi limité par diffraction au sens défini dans l'encadré 1. Chaque mode peut être considéré comme la superposition d'une onde plane se propageant dans la partie du plan (Oxz) positive (formant le lobe dit « positif ») et d'une onde plane se propageant dans la partie du plan (Oxz) négative (formant le lobe dit « négatif »). Le lobe du mode fondamental d'ordre $m=1$ est la superposition de deux ondes planes, ce qui explique que l'angle de divergence à mi-hauteur de l'intensité de ce lobe est plus grand que pour $m \neq 1$. Cet angle vaut $1,19 \frac{\lambda}{2\omega_x}$ [Pillai,96].

La structure que nous avons décrite explique le profil en champ lointain très chaotique des diodes laser. Ce profil est très souvent multilobe. Pour certaines diodes laser, il arrive que ce profil soit globalement « bilobe », avec un creux d'intensité au centre.

I.3. Conclusion

La structure en champ lointain des diodes laser est en réalité beaucoup plus complexe et dépend en plus de la diode étudiée. Dans la littérature, de nombreux modèles numériques très sophistiqués décrivent cette structure. En particulier des méthodes de perturbation ont

été développées. Parmi elles on peut citer la théorie des supermodes [Kapon,84] ou la théorie des modes couplés [Verdiell,90] qui décrivent la structure des modes dans des réseaux de diodes lasers. Pour une analyse détaillée des modes latéraux d'une diode laser à ruban large, on peut par exemple consulter [Lang,91] et [Champagne,95].

Le modèle que nous avons présenté, même s'il est extrêmement simplifié, permet de dégager quelques tendances générales sur les modes latéraux d'une diode laser et montre bien que dans la direction latérale, la divergence du faisceau de la diode est supérieure à la limite de diffraction.

Dans le chapitre suivant, nous nous intéressons aux différentes techniques employées pour réduire la divergence du faisceau des diodes laser dans la direction latérale avant de présenter notre solution.

Chapitre II - État de l'art sur les techniques d'amélioration de la qualité spatiale du faisceau des diodes laser de puissance

De nombreuses solutions ont été étudiées dans la littérature pour améliorer la qualité spatiale du faisceau des diodes laser de puissance. On peut regrouper ces solutions en deux grandes catégories : la première catégorie concerne le développement de nouvelles technologies à base de semi-conducteurs. La seconde catégorie regroupe les techniques utilisant des diodes laser déjà existantes.

II.1. Nouvelles technologies

La maîtrise des techniques de croissance des diodes laser de puissance (principalement l'épithaxie par jets moléculaires ou par dépôt en phase vapeur à partir d'organométalliques [Diehl,00]) a permis d'obtenir des zones actives plus homogènes, réduisant ainsi la filamentation du faisceau des diodes laser à ruban large. Cependant ces techniques n'améliorent pas notablement la sélectivité spatiale des modes. La conception des miroirs constituant les facettes clivées des diodes a fait l'objet de nombreuses recherches : en particulier, les **cavités instables** où le miroir plan de sortie de la diode est remplacé par un miroir convexe permettent de mieux remplir le volume de gain de la zone active et d'obtenir une bonne sélectivité spatiale en introduisant des pertes importantes sur les modes d'ordre supérieur [Salzman,85], [Tilton,91]. Des puissances continues de l'ordre du watt dans des faisceaux limités par la diffraction ont ainsi été obtenues avec ces composants monolithiques. Des **traitements spéciaux** destinés à réaliser des réflectivités variables du miroir de sortie ont aussi permis un filtrage spatial efficace [Stryckman,96].

On a également assisté au développement de lasers semi-conducteurs possédant une structure plus sophistiquée que celle des diodes laser « classiques » décrites précédemment.

Parmi eux, les lasers à configuration oscillateur/amplificateur (dite **MOPA** pour Master Oscillator Power Amplifier) intègrent dans le même composant un laser monomode latéral et un amplificateur optique de puissance à électrode évasée. Ce type de composant a permis de coupler plus d'un watt à 980 nm dans une fibre optique monomode [Shurn,95] et a été

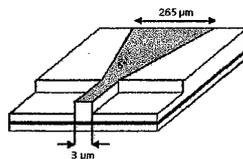


Figure II-1. Illustration d'une diode laser « évasée »

commercialisé, avec une puissance de 500 mW, jusqu'en 1998 par la société Spectra Diode Labs (SDL). L'arrêt de la commercialisation de ces lasers viendrait d'un problème de fiabilité lié à des difficultés de réalisation.

Les **lasers semi-conducteurs de type « évasé »** (Figure II-1) possèdent une électrode de géométrie particulière : la

largeur de la jonction est tout d'abord étroite et entourée de deux encoches jouant le rôle de filtre spatial dans la direction parallèle à la jonction. Puis la jonction s'évase jusqu'à la facette de sortie de la diode. La surface émettrice est alors de taille similaire à celle des diodes laser à ruban large. Une étude détaillée de ces lasers est présentée dans [Auzanneau,02]. On retiendra que des puissances de l'ordre de un à deux watts continus dans des faisceaux quasiment limités par la diffraction ont été relevées dans la littérature vers 940 nm [Kelemen,02].

Les lasers semi-conducteurs à cavité verticale ont permis d'atteindre des puissances continues de l'ordre du watt dans un faisceau limité par la diffraction. Placés dans une cavité externe¹ qui permet de maintenir leur fonctionnement monomode spatial tout en élargissant la surface émettrice pour accroître leur puissance d'émission, ils peuvent être pompés optiquement : l'OPS-VECSEL (Optically Pumped Semi-conductor Vertical-Cavity Surface Emitting Laser) fabriqué par la société Coherent est pompé par une diode laser à 808 nm et émet un faisceau à 980 nm limité par la diffraction d'une puissance continue de 500 mW. Ces lasers semi-conducteurs peuvent aussi être pompés électriquement : c'est le cas du NECSEL (Novalux Extended Cavity Surface Emitting Laser) de la société Novalux qui délivre une puissance continue de 1 W dans un faisceau limité par la diffraction à 980 nm (Figure II-2). Des architectures assez complexes utilisant la configuration MOPA ont donné des résultats comparables [Mehuys,91].



Figure II-2. Image du NECSEL de Novalux.

Le concept de laser à rétroaction distribuée a été amélioré : un réseau incliné gravé dans le composant réalise à la fois la fonction de filtre spatial et spectral. Ce laser dit « α -DFB » a pu délivrer une puissance continue de 650 mW dans un faisceau limité par la diffraction à 980 nm [DeMars,96].

Ces nouvelles technologies ont permis d'obtenir des lasers à base de semi-conducteur de forte brillance et ont ainsi un avenir très prometteur. Cependant leur réalisation reste complexe et coûteuse. Il est donc intéressant de chercher à améliorer la qualité spatiale des diodes laser déjà existantes.

II.2. Techniques utilisant des diodes laser déjà existantes

On peut séparer ces techniques en deux catégories : la première regroupe les techniques qui nécessitent l'utilisation d'un second laser. La seconde catégorie concerne la mise en cavité externe des diodes laser.

¹ La notion de cavité externe sera développée au chapitre suivant.

Utilisation d'un second laser :

Afin d'obtenir des faisceaux laser de bonne qualité spatiale, les diodes laser à ruban large ont été utilisées comme amplificateur dans des configurations **oscillateur/amplificateur**. L'oscillateur est un laser monomode spatial dont la puissance est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de milliwatts. Il peut s'agir par exemple d'un laser à saphir dopé au titane ou d'une diode laser monomode spatiale. Le faisceau de l'oscillateur est injecté dans la diode laser à ruban large et peut effectuer un ou plusieurs passages dans ce milieu amplificateur tout en conservant sa qualité spatiale. De cette façon, des puissances de sortie continues pouvant atteindre plusieurs watts ont été obtenues dans des faisceaux quasiment limités par la diffraction [Goldberg,93],[Gehrig,98].

Une seconde méthode dite «**verrouillage de fréquence par injection**» utilise deux oscillateurs laser : le premier, appelé oscillateur maître, pilote le second, appelé oscillateur esclave [Abbas,88]. Le faisceau de l'oscillateur maître, à la fois monomode spectral et spatial, est injecté dans la diode laser esclave. Ceci permet de transférer certaines propriétés optiques du laser maître vers le laser esclave en favorisant l'oscillation du laser maître par rapport aux modes de la diode laser esclave. Cette technique a permis d'obtenir des puissances continues de plusieurs centaines de milliwatts dans des faisceaux quasiment limités par la diffraction avec des diodes laser à ruban large [Goldberg,88] ou des réseaux de diodes [MacCormack,94]. Cette technique a de plus l'avantage de délivrer un faisceau monomode spectral. Cependant, les fréquences d'émission des deux lasers doivent être suffisamment proches l'une de l'autre pour que le verrouillage de la fréquence du laser esclave sur celle du laser maître puisse s'effectuer. Ceci nécessite un contrôle très fin de la longueur d'onde d'émission des deux lasers (et donc de leur température) et impose de surcroît des contraintes sévères d'alignement ainsi que l'utilisation d'isolateurs optiques. La configuration utilisée dans [MacCormack,94] permet de relâcher quelque peu ces contraintes par l'utilisation de la conjugaison de phase dans un cristal photoréfractif. Cette méthode reste toutefois complexe à mettre en œuvre.

Cavités externes :

Les dispositifs utilisant des diodes laser en cavité externe pour l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau sont plus simples à réaliser et plus compacts que les deux méthodes évoquées ci-dessus. En effet ils ne nécessitent ni laser maître ni isolateur optique. Nous nous sommes donc tournés vers cette solution. Nous présentons tout d'abord le principe général d'une diode laser en cavité externe, avant de décrire la configuration que nous avons étudiée. Puis nous effectuons un état de l'art concernant l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau des diodes laser en cavité externe.

II.3. Amélioration de la qualité spatiale du faisceau des diodes laser par une cavité externe

II.3.a. Principe général d'une cavité externe

La mise en cavité externe d'une diode laser est utilisée pour affiner spectralement et/ou réduire la divergence du faisceau de la diode, ou encore pour réaliser une source laser accordable en longueur d'onde. Dans notre étude, nous nous sommes principalement intéressés à la réduction de la divergence. Le filtrage spectral sera abordé théoriquement.

Le principe général d'une diode laser en cavité externe est illustré sur la Figure II-3.

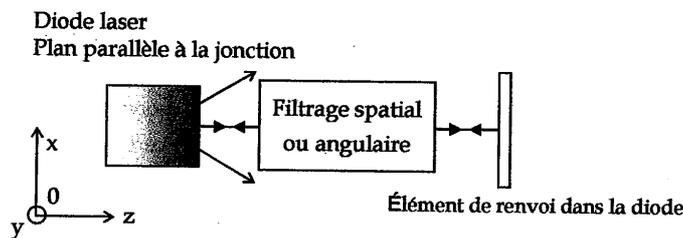


Figure II-3. Principe général du filtrage spatial ou angulaire d'une diode laser en cavité externe.

La réduction de la divergence du faisceau des diodes laser en cavité externe s'effectue par un filtrage spatial ou angulaire du faisceau. Il existe plusieurs types de **filtrage spatial**. Par la suite nous utiliserons le terme de filtrage spatial lorsque le filtrage est réalisé par un diaphragme ou par un composant réalisant la même fonction. Le filtrage spatial le plus couramment utilisé est le filtrage des fréquences spatiales. Le principe en est le suivant : une lentille convergente forme dans son plan focal image la transformée de Fourier du champ proche. On peut ainsi agir sur les fréquences spatiales en plaçant un filtre dans le plan de Fourier.

Au contraire, le **filtrage angulaire** s'effectue directement sur les angles de propagation du faisceau laser et ne nécessite pas la présence d'un plan de Fourier. Dans les deux cas le filtrage seul extracavité ne suffit pas à obtenir des performances intéressantes car il induit des pertes très élevées sur le faisceau. Pour remédier à ce problème, on effectue le filtrage dans une cavité externe afin d'amplifier le faisceau utile. Le faisceau filtré est alors renvoyé dans la diode laser par le moyen d'un réflecteur (généralement un miroir ou un coin de cube). Il est ainsi possible de forcer la diode laser à osciller uniquement sur le mode filtré et d'obtenir en sortie de la cavité externe un faisceau de divergence très réduite. Cette divergence peut s'approcher de la limite de diffraction.

Nous proposons de décrire les principaux schémas de diode laser en cavité externe qui existent dans la littérature. Deux grandes tendances se détachent, selon le type de filtrage utilisé. Le premier paragraphe concerne les cavités externes réalisant un filtrage spatial du faisceau. Le second paragraphe regroupe les techniques effectuant un filtrage angulaire du faisceau. L'étude d'une cavité combinant les deux types de filtrage fait l'objet d'un troisième paragraphe. Enfin, nous consacrons un dernier paragraphe à une technique un peu en marge des précédentes qui consiste à utiliser des cristaux photoréfractifs. À la suite de cet état de l'art, un tableau récapitulatif indique les performances les plus notables.

II.3.b. Filtrage spatial

II.3.b.i. Utilisation d'un plan de Fourier

Il existe plusieurs façons d'utiliser un plan de Fourier dans une cavité externe. La solution la plus simple consiste à utiliser une lentille convergente et un miroir de sortie plan disposé dans le plan de Fourier de la lentille. Le mode fondamental correspond à de petites fréquences spatiales dans le plan de Fourier, situées près de l'axe optique. Les modes d'ordre supérieur correspondent à des fréquences spatiales plus élevées, qui s'éloignent de l'axe optique avec l'ordre du mode. Un filtre spatial (par exemple une fente) placé dans le plan de Fourier effectue la sélection des fréquences spatiales et donc des modes (Figure II-4). Par exemple sur la Figure II-4, la fente, qui n'est pas alignée sur l'axe optique, sélectionne un mode d'ordre supérieur.

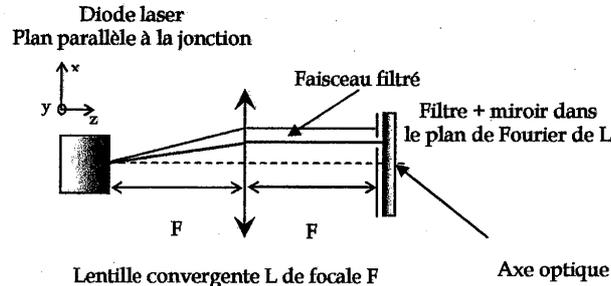


Figure II-4. Configuration [Yaeli,85] et [Wolff,03].

Un schéma simple a été proposé par Yaeli et col. [Yaeli,85]. La diode laser utilisée est un réseau de diodes laser. Le miroir de sortie est un miroir plan partiellement réfléchissant et le filtre spatial est une fente de taille ajustable. La taille et l'emplacement de la fente permettent de sélectionner certains modes de la diode laser. La divergence minimale obtenue en régime impulsif (20 ns à 1 kHz) est de plus de deux fois la limite de diffraction. Une étude très

détaillée de cette configuration (souvent appelée configuration $4f$ car l'onde parcourt 4 fois la distance f sur un aller-retour) est présentée dans [Wolff,03], où la diode utilisée est une diode laser à ruban large.

Une amélioration de ce principe a été apportée par Chang-Hasnain et col. [Chang-Hasnain,87],[Chang-Hasnain,89]. La lentille utilisée est une lentille à gradient d'indice dite GRIN, accolée à la face de sortie de la diode laser (Figure II-5).

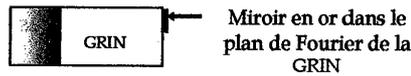


Figure II-5. Configuration [Chang-Hasnain,87]

De par sa conception, la lentille GRIN forme à sa sortie la transformée de Fourier du champ proche. Un miroir très fin en or (de $16 \mu\text{m}$ à $24 \mu\text{m}$ de large) et excentré est accolé à la sortie de la lentille GRIN. Le lobe sélectionné par le miroir est ainsi renvoyé dans la jonction. La sortie de la cavité se fait sur le lobe symétrique. Ce dispositif compact permet d'obtenir un faisceau de sortie collimaté et quasiment limité par la diffraction. L'utilisation du petit miroir en or est cependant délicate, ce qui rend cette cavité très sensible aux problèmes d'alignement. Cette méthode reste toutefois l'une des références les plus citées dans le domaine des diodes laser en cavité externe.

Un autre schéma de cavité externe hors d'axe décrit dans [Goldberg,89] réalise un filtrage spatial plus progressif. Cette cavité utilise une lentille sphérique, une lentille cylindrique, un prisme à 90° et un miroir de sortie plan partiellement réfléchissant (Figure II-6). Dans le plan parallèle à la jonction, la lentille sphérique L1 affiche dans son plan de Fourier le champ lointain de la diode. La lentille cylindrique L2 fait une image grandie de ce plan sur le prisme, qui réalise la sélection des fréquences spatiales. Seuls les rayons incidents au voisinage de l'arête du coin de cube ne subissent pas de translation significative dans la direction horizontale et sont donc recouplés dans la jonction avec l'angle opposé à leur angle d'émission. L'avantage de cette cavité est que dans l'image du plan de Fourier les fréquences

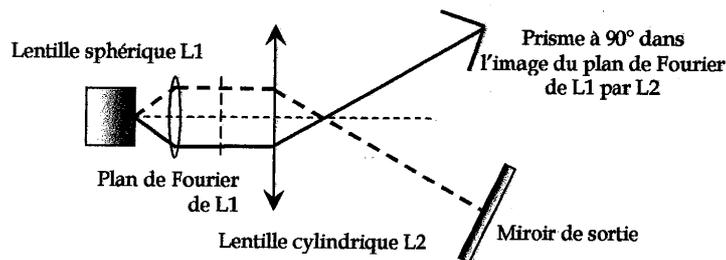


Figure II-6. Configuration [Goldberg,89].

spatiales sont plus éloignées les unes des autres, la sélection spatiale est donc moins contraignante que dans la cavité précédente (Figure II-5). Le rôle du miroir plan est d'injecter suffisamment de lumière dans la jonction pour obtenir l'oscillation laser dans la cavité externe. Cette cavité a permis de délivrer plusieurs centaines de mW dans un faisceau quasiment limité par la diffraction. Il faut souligner qu'il s'agit d'une des rares publications où les résultats concernent une diode laser à ruban large. De façon assez similaire, la géométrie de cavité externe proposée par Chelnokov et col. utilise un miroir plan à la place du prisme [Chelnokov,93]. Un objectif de microscope crée dans son plan focal image la transformée de Fourier du champ proche. Ce plan est ensuite imagé avec grossissement par une lentille cylindrique sur le miroir plan partiellement réfléchissant de la cavité externe. L'orientation de ce miroir permet de sélectionner les modes qui sont recouplés dans la diode laser. L'utilisation d'un miroir plan à la place d'un prisme à 90° rend certainement cette cavité plus sensible aux désalignements. Les auteurs obtiennent des faisceaux limités par la diffraction, mais en régime impulsionnel. La cavité en question est utilisée pour générer des impulsions de l'ordre de 3 ps avec une énergie de 10 à 20 pJ par blocage de modes passif.

II.3.b.ii. Cavités instables

Sharfin et col. utilisent une cavité externe géométriquement instable pour améliorer la sélectivité des modes en introduisant des pertes élevées sur les modes d'ordre supérieur [Sharfin,89]. La cavité décrite est une configuration simple «lentille + miroir» (Figure II-7).

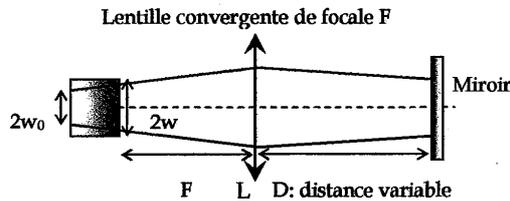


Figure II-7. Configuration [Sharfin,89] et [Mailhot,00].

Dans la direction perpendiculaire à la jonction, le faisceau est collimaté par la lentille L et la taille du faisceau dans cette direction n'est pas modifiée après un aller-retour dans la cavité quelle que soit la distance D. Dans la direction parallèle à la jonction, la taille du faisceau dans la diode après un aller-retour dans la cavité externe dépend de la distance D entre la lentille convergente et le miroir de renvoi. Dans la diode, la taille des modes d'ordre supérieur est plus grande que la taille du mode fondamental $2w_0$. On peut choisir la distance D pour que $2w_0$ soit adapté à la taille de la surface émettrice $2w$. De cette façon, les modes d'ordre supérieur voient des pertes plus importantes que le mode fondamental car le recouvrement de leur profil d'intensité et du profil de gain dans la diode est moins grand

que pour le mode fondamental. Ainsi, la diode est considérée comme une ouverture, qui joue le rôle de filtre spatial. Le même principe de filtrage spatial a été repris par Mailhot et col. [Mailhot,00], dans une cavité externe géométriquement instable comprenant une lentille sphérique, une lentille cylindrique et un miroir plan.

II.3.b.iii. Cavités stables

Raab et col. [Raab,02] réalisent une cavité externe hors d'axe géométriquement stable (Figure II-8). Afin de prendre en compte le fort astigmatisme du faisceau, cette cavité externe traite de façon séparée les deux directions de la diode. Le faisceau est collimaté par une lentille asphérique de grande ouverture numérique. Dans la direction parallèle à la jonction, une lentille cylindrique lui est associée. La cavité externe est fermée par un miroir de renvoi plan. Deux diaphragmes sont nécessaires au fonctionnement de cette cavité. Les auteurs cherchent à optimiser la taille du mode fondamental dans la jonction pour obtenir un bon recouvrement de ce mode et du profil de gain, tout en réalisant une cavité géométriquement stable. La taille du mode fondamental $2w_0$ dans la diode laser est fixée par l'ouverture $2w_1$ du diaphragme 1 et la taille de la cavité externe $D1+D2$. Le diaphragme 2 en sortie de cavité sert à éliminer les lobes secondaires du lobe principal d'émission. Les auteurs annoncent un faisceau quasiment limité par diffraction et une puissance émise continue de plusieurs centaines de mW.

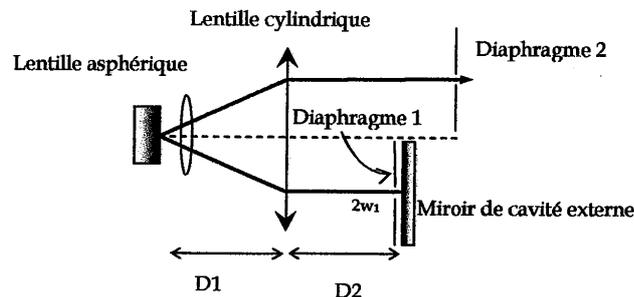


Figure II-8. Configuration [Raab,02].

II.3.b.iv. Autres filtrages spatiaux

Des cavités externes faisant appel à des éléments optiques plus sophistiqués ont été réalisées avec succès. Par exemple, Goldberg et col. proposent de réaliser le filtrage spatial avec une fibre optique monomode placée dans une cavité externe en anneau [Goldberg,87]. Le principal intérêt de cette configuration très complexe est de disposer d'une sortie laser déjà fibrée. Plusieurs équipes de recherche ont cherché à améliorer les qualités spatiale et spectrale des faisceaux de diodes laser par le biais d'un miroir de cavité externe spécial. Dans cette voie, Lepage et col. étudient un réseau holographique apodisant avec un profil de

réflectivité gaussien : le réseau de diffraction réalise la sélection spectrale tandis que le profil de réflectivité réalise la sélection spatiale [Lepage,97].

II.3.c. Filtrage angulaire

Barthélémy et col. [Barthélémy,92] proposent de réaliser le filtrage angulaire du faisceau d'un réseau de diodes laser en utilisant un miroir concave cylindrique agissant dans la direction parallèle à la jonction (Figure II-9). Le centre de courbure de ce miroir n'est pas confondu avec la face de sortie de la diode et est excentré par rapport à l'axe de symétrie de la structure. Ainsi, seuls les rayons de la diode passant par le centre de courbure sont renvoyés sur eux-mêmes par le miroir dans la jonction. Le faisceau de sortie est le faisceau émis de façon symétrique à ces rayons. En termes d'optique géométrique l'image de la jonction par le miroir cylindrique n'est pas confondu avec elle-même. Afin de pallier cet inconvénient et d'optimiser l'efficacité d'injection, le faisceau doit être réinjecté dans la diode avec une taille et un front d'onde identiques. Pour cela, le rayon de courbure du miroir doit être égal à la courbure du front d'onde du faisceau incident sur le miroir. Les auteurs utilisent un miroir plan associé à une lentille cylindrique convergente, ce qui permet de faire varier continûment le rayon de courbure du miroir concave équivalent.

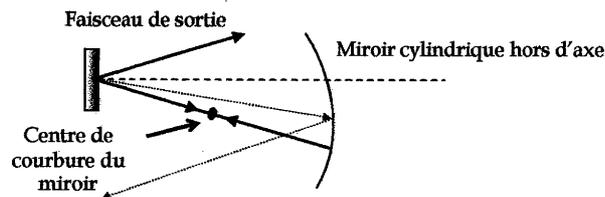


Figure II-9. Configuration [Barthélémy,92].

Cette technique a donné des résultats très significatifs puisque des faisceaux quasiment limités par la diffraction avec des puissances de plusieurs centaines de mW ont été obtenus. Les auteurs ont également obtenu un affinement spectral et une accordabilité sur 10 nm en remplaçant le miroir plan par un réseau de diffraction utilisé en montage Littrow.

II.3.d. Filtrage spatial et angulaire

Pillai et col. proposent une cavité externe instable, utilisant à la fois un filtrage spatial et un filtrage angulaire. Dans leur configuration, les auteurs s'attachent tout d'abord au problème de la sensibilité à l'alignement des cavités externes, s'opposant en particulier à Chang-Hasnain et col. [Pillai,96]. En effet, dans une configuration simple « lentille + miroir », lorsque la lentille est en position de collimation dans la direction perpendiculaire à la

Plan perpendiculaire à la jonction

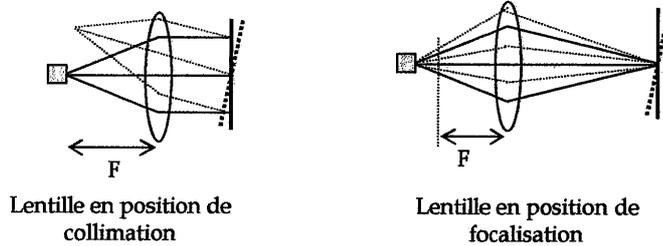


Figure II-10. Effet d'un désalignement dans le plan perpendiculaire à la jonction pour une lentille en position de collimation et une lentille en position de focalisation.

jonction et que le miroir de sortie est dans son plan de Fourier, la cavité est très sensible à une inclinaison du miroir de sortie dans le plan perpendiculaire à la jonction (Figure II-10): la tolérance est limitée par la taille du faisceau laser à la jonction dans cette direction, c'est-à-dire environ $1 \mu\text{m}$. En revanche, lorsque la lentille réalise l'image de la jonction sur le miroir de renvoi de la cavité externe, c'est-à-dire lorsqu'elle est en position de focalisation, la tolérance est limitée par l'ouverture de la lentille. La cavité est ainsi beaucoup moins sensible à l'inclinaison du miroir de renvoi et aux déplacements de la lentille.

Partant de ces considérations, Pillai et col. construisent une cavité externe avec une lentille en position de focalisation dans le plan perpendiculaire à la jonction et un miroir externe incliné placé dans le plan image de la lentille. Le miroir de sortie M1 de la cavité est placé dans le plan de Fourier de la lentille L (Figure II-11). Ce miroir M1 laisse passer la fréquence spatiale que l'on souhaite filtrer ainsi que toutes celles qui lui sont supérieures. Les rayons correspondants aux fréquences spatiales plus faibles sont alors directement réfléchis par M1 en dehors de la cavité externe. Parmi les rayons qui restent dans la cavité, l'inclinaison du miroir de la cavité externe M2 effectue une sélection angulaire en renvoyant sur lui-même le

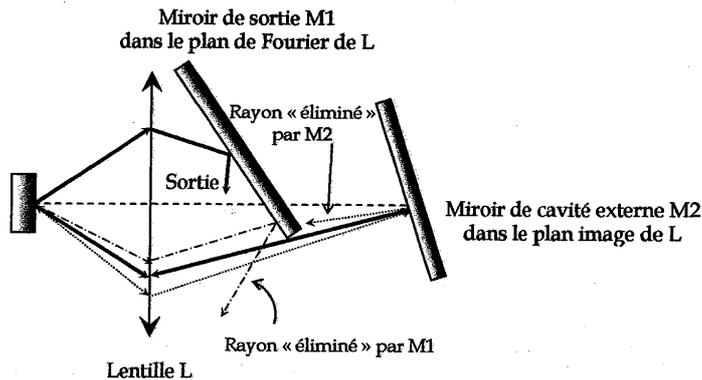


Figure II-11. Configuration [Pillai,96].

rayon que l'on veut sélectionner. Seul ce rayon sera donc renvoyé dans la diode et amplifié. Le mode correspondant à l'angle d'émission de ce rayon subit ainsi moins de pertes que les autres modes. Les auteurs obtiennent ainsi une puissance de 60 mW dans un faisceau dont la divergence vaut 1,9 fois la limite de diffraction. Pillai et col. proposent également une version compacte de cette cavité avec une lentille GRIN. Des faisceaux quasiment limités par la diffraction ont été obtenus avec cette méthode.

II.3.e. Utilisation de cristaux photoréfractifs

Des diodes laser peuvent être couplées à des cristaux photoréfractifs agissant en miroirs à conjugaison de phase [MacCormack,93], [Lobel,98-a], [Lobel, 98-b]. Dans ces cavités, le rôle du miroir à conjugaison de phase est de corriger les aberrations du faisceau pour optimiser le couplage dans la jonction, le filtrage spatial étant réalisé par une fente placée en champ lointain. Ces cavités ont fourni des résultats très significatifs. Elles nécessitent cependant de multiples éléments optiques (par exemple deux lentilles sphériques, une lentille cylindrique, une lame demi-onde, un réseau de diffraction, un miroir de sortie et un cristal photoréfractif pour [Lobel,98-b]). Citons également les travaux réalisés à l'Institut d'Optique dans le groupe Matériaux Non Linéaires et Applications. Dans les premiers travaux, un filtre photoréfractif auto-organisable est inséré dans une cavité externe et force la diode laser (qui est monomode spatiale) à n'osciller que sur un seul mode longitudinal [Maerten,02]. Des études sont actuellement menées pour réaliser le filtrage spatial du faisceau grâce au même concept.

II.3.f. Système commercial

Nous terminons cet état de l'art en citant le produit commercialisé par la société Torsana, du nom de Starbright. Il s'agit également d'une diode laser en cavité externe, dont le principe est protégé par un brevet. Ce système délivre une puissance continue de 200 mW à 980 nm dans un faisceau quasiment limité par la diffraction.

Pour plus d'informations, on peut par exemple consulter le site internet http://www.unique-mode.de/dt/newscenter/pdf/unique_OLE_10_01.pdf ou encore <http://www.torsanalaser.com/starbrighttech.html>.

II.4. Résumé des principaux résultats et commentaires

Le Tableau II-1 indique les performances obtenues en termes de divergence du faisceau par rapport à la limite de la diffraction et de puissance délivrée dans le lobe d'émission. Nous avons signalé les configurations menant à des puissances continues de l'ordre de la centaine de mW et plus. Il est important de préciser le type de diode utilisée, c'est-à-dire une diode laser à ruban large ou un réseau de diodes laser. Il semblerait qu'il soit plus aisé de contrôler les modes latéraux d'un réseau de diodes laser en cavité externe plutôt que ceux d'une diode laser à ruban large. En effet, de par leur structure, les réseaux de diodes laser sont moins

affectés par la filamentation que les diodes laser à ruban large : une inhomogénéité dans le milieu à gain d'un réseau de diodes n'empêche pas le faisceau d'être guidé dans la direction latérale même si le faisceau subit une dégradation (Figure II-12). Ce n'est pas le cas dans une structure à ruban large où la divergence du faisceau est accentuée par les inhomogénéités. Cependant, les diodes laser à ruban large restent d'un grand intérêt par la simplicité de leur structure.

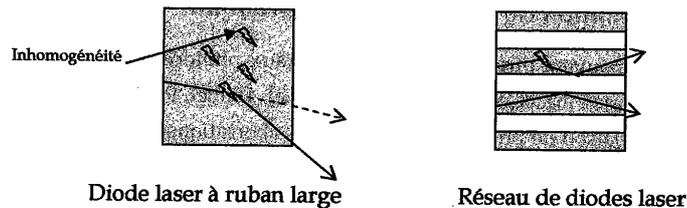


Figure II-12. Représentation très schématique de l'influence des inhomogénéités dans une diode laser à ruban large et dans un réseau de diodes laser dans le plan parallèle à la jonction. Les effets de la réfraction n'ont volontairement pas été représentés.

La difficulté majeure dans une cavité externe est d'imposer l'oscillation laser sur le mode filtré aux courants d'injection élevés. L'une des limitations est la réflectivité résiduelle de la face de sortie de la diode : la diode laser a ainsi tendance à osciller sur ses facettes clivées et la cavité externe ne peut plus imposer l'oscillation laser. Nous précisons donc dans le tableau le traitement antireflet de la diode ainsi que le courant d'injection maximal de la diode au-delà duquel l'émission laser n'est plus contrôlée par la cavité externe (en multiple du courant d'injection au seuil). Nous avons enfin comparé l'amélioration en luminance spatiale apportée par chaque configuration. Il faut cependant souligner que les luminances calculées sont, dans certains cas, des ordres de grandeur, les valeurs nécessaires au calcul n'étant pas toujours précisées dans les publications.

Type de filtrage	Angulaire	Spatial				Angulaire + spatial	Photoréfractif	
		[Changfianmin,87]	[Goldberg,87]	[Goldberg,89]	[Roab,02]		[Lobel,98-b]	[MacCormack,93]
Référence	[Barthélémy,92] Réseau de diodes					[Pilla,96] Réseau de diodes		
Type de diode	SDL 2462-P1	SDL 2410C	SDL 4450	SLD 304W		SDL 2410C et 2410FI	SDL 2432	Réseau de diodes
Référence de la diode	20 (10 µm)	10 (10 µm)	40	1	20 (10 µm)	10 (10 µm)	10 (10 µm)	20 (10 µm)
Nombre d'émetteurs (espacement)	1x200 µm	1x100 µm			1x200 µm	1x100 µm	1x100 µm	1x200 µm
Dimension de la surface émettrice totale	R=10%	R=5%	non précisé	Faible réflectivité (non précisée)	Oui (non précisé)	5%	non précisé	non
Traitement AR ¹	1,3	1	1	1,3	1	1,9	1,4	1,5
Divergence ²	580 mW	208 mW	90 mW	410 mW	400 mW	60 mW	110 mW	406 mW
Puissance dans le lobe filtré	3,6	1,9	1,6	2,8	5	2	2	3,1
Courant d'injection ³	20 (144)	6 (57)	11	15 (84)	12 (79)	6 (10)	3 (23)	10 (130)
Rapport des luminances ⁴ (luminance après filtrage en MW/cm ²)	oui (accordabilité sur 10 nm)	non	oui	non	non	non	oui	oui
Filtrage spectral	Figure II-9	Figure II-5		Figure II-6	Figure II-8	Figure II-10		
Montage présenté								

Tableau II-1. Résumé des performances obtenues avec différentes configurations de diodes laser en cavité externe selon le type de filtrage.¹ AR : traitement antireflet de la facette de sortie. ² Divergence du faisceau en nombre de fois la limite de la diffraction. ³ Courant d'injection en nombre de fois le courant d'injection au seuil. ⁴ Luminance spatiale du faisceau filtré divisée par la luminance spatiale du faisceau non filtré au courant d'injection maximal.

Ce tableau met bien en évidence le déséquilibre entre le nombre de publications concernant les réseaux de diodes et celles relatives aux diodes laser à ruban large, comme il a été signalé plus haut. Ceci témoigne de la difficulté supplémentaire à réduire la divergence du faisceau des diodes laser à ruban large.

La cavité réalisant un filtrage angulaire proposée par Barthélémy et col. est celle qui donne les meilleurs résultats [Barthélémy,92]: elle apporte la plus forte amélioration en luminance et réussit à imposer l'oscillation laser sur le mode filtré à des courants d'injection dépassant plusieurs fois le seuil malgré l'absence de traitement antireflet sur la facette de sortie de la diode. Elle peut de plus être rendue accordable sans perdre en qualité de faisceau ni en puissance.

La configuration réalisée par Goldberg et col. [Goldberg,89] permet d'obtenir des résultats tout à fait comparables en terme de luminance spatiale avec une diode laser à ruban large. Toutefois, il faut noter l'utilisation non optimale de la lentille sphérique placée à la sortie de la diode qui ne collecte pas tout le faisceau dans la direction perpendiculaire à la jonction. Ceci introduit beaucoup de pertes dans cette cavité.

La cavité qui paraît imposer son fonctionnement au courant d'injection le plus élevé est celle présentée par Raab et col. [Raab,02]. Il faut néanmoins souligner qu'à ce courant d'injection (5 fois supérieur au courant d'injection au seuil) la puissance délivrée dans le faisceau limité par la diffraction ne représente qu'environ 25% de la puissance émise par la diode seule. Ceci montre que toute la puissance de la diode ne semble pas être utilisée de façon optimale, la présence de diaphragmes dans la cavité introduisant d'importantes pertes par diffraction.

Les cavités contenant des éléments photoréfractifs sont également très performantes et permettent d'améliorer la qualité spatiale du faisceau tout en affinant le spectre d'émission [MacCormack,93], [Lobel,98-b]. Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, l'inconvénient majeur de ces cavités reste leur complexité et le grand nombre d'éléments nécessaires. Le filtrage spatial réalisé par une fibre optique monomode [Goldberg,87] apporte en plus des affinements spatial et spectral, une sortie déjà toute fibrée. Mais là encore, la complexité de la mise en œuvre de cette cavité en anneau demeure certainement un frein à un développement plus poussé de cette cavité.

Malgré des résultats expérimentaux un peu plus modestes, les configurations décrites dans [ChangHasnain,87] et [Pillai,96] sont celles qui servent de références dans la grande majorité des publications sur les diodes laser en cavité externe pour la conception et la compréhension des cavités.

Étude de la possibilité d'un filtrage collectif :

La question qui se pose est de savoir si ces cavités peuvent s'adapter à des barrettes de diodes comprenant un grand nombre d'émetteurs et à des empilements de diodes laser. Le problème est soulevé dans [Pillai,96]. Pillai et col. soulignent que leur cavité externe peut être utilisée avec un empilement de réseaux de diodes laser qui ne présente pas de symétrie d'inversion ou qui n'a pas un espacement régulier entre les différents émetteurs. En effet l'image du champ proche de la diode formée par cette cavité externe est exactement confondue avec le champ proche lui-même, ce qui assure un bon recouvrement du champ injecté avec la surface émettrice (Figure II-13). Cette condition n'est pas réalisée avec la cavité de Chang-Hasnain et col. car leur cavité externe forme une image inversée du champ proche sur la facette d'émission de la diode, comme c'est aussi le cas dans les cavités de configuration 4f. Cet argument est très important si l'on veut pouvoir traiter efficacement de façon collective un empilement de diodes laser.

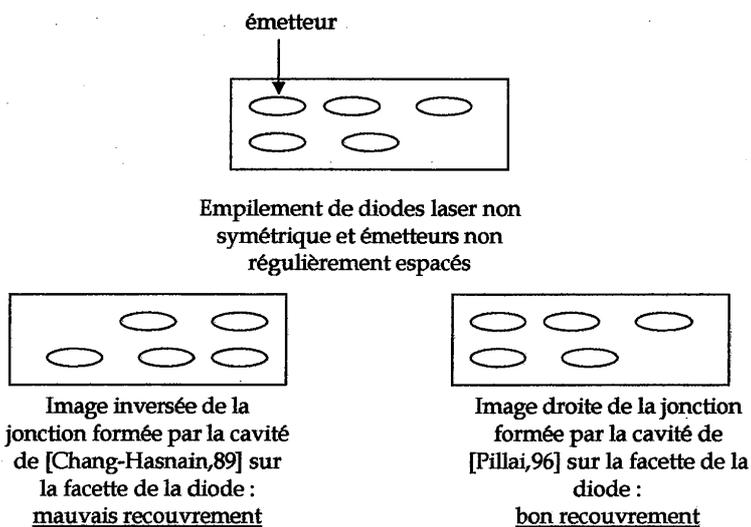


Figure II-13. Comparaison entre l'image de la jonction sur la facette de la diode formée par la cavité de [Chang-Hasnain,89] et par la cavité de [Pillai,96].

Dans les cavités de [Goldberg,89], [Raab,02] et celles contenant des cristaux photoréfractifs, il n'y a pas assez d'informations sur les distances focales des lentilles et les distances entre les éléments de la cavité pour pouvoir conclure. Dans la cavité de [Barthélémy,92], l'image de la diode n'est pas confondue avec elle-même. Toutefois la courbure du miroir concave est adaptée à la courbure du front d'onde incident sur le miroir. Le faisceau réinjecté dans la diode a donc un front d'onde identique au faisceau émergent. Cette précaution devrait

rendre cette cavité compatible avec plusieurs émetteurs. Quelques cavités semblent ainsi pouvoir s'adapter à des barrettes ou des stacks de diodes laser. Néanmoins, à notre connaissance, le filtrage spatial ou angulaire collectif de tels composants n'a pas encore été réalisé en cavité externe.

II.5. Présentation de notre solution

Le principe de la cavité externe que nous proposons d'étudier repose sur l'utilisation d'un réseau de diffraction épais dit « réseau de Bragg ». Nous reviendrons en détail sur le fonctionnement d'un tel réseau au chapitre suivant. En quelques mots, contrairement aux réseaux de diffraction utilisés en cavité externe pour l'affinement ou l'accordabilité spectrale, un réseau de Bragg ne possède qu'un seul ordre de diffraction pour certaines incidences du faisceau de lecture. Lorsque le faisceau est diffracté dans l'ordre 1 ou -1, on appelle l'angle d'incidence l'angle de Bragg. Nous verrons qu'en fonction du pas de ses franges et de son épaisseur ce composant peut présenter une forte sélectivité angulaire autour de l'angle de Bragg. Nous proposons donc d'utiliser cette sélectivité angulaire dans une cavité externe pour réaliser le filtrage angulaire d'un faisceau de diode laser. Comme la plupart des cavités décrites précédemment, le filtrage est réalisé sur une moitié du faisceau. De façon simple, seul le faisceau diffracté par le réseau reviendra sur lui-même (Figure II-14). La sortie laser se fera sur le faisceau émergent de façon symétrique à l'axe perpendiculaire à la facette de sortie de la diode. L'image de la jonction par la cavité est confondue avec elle-même, ce qui répond

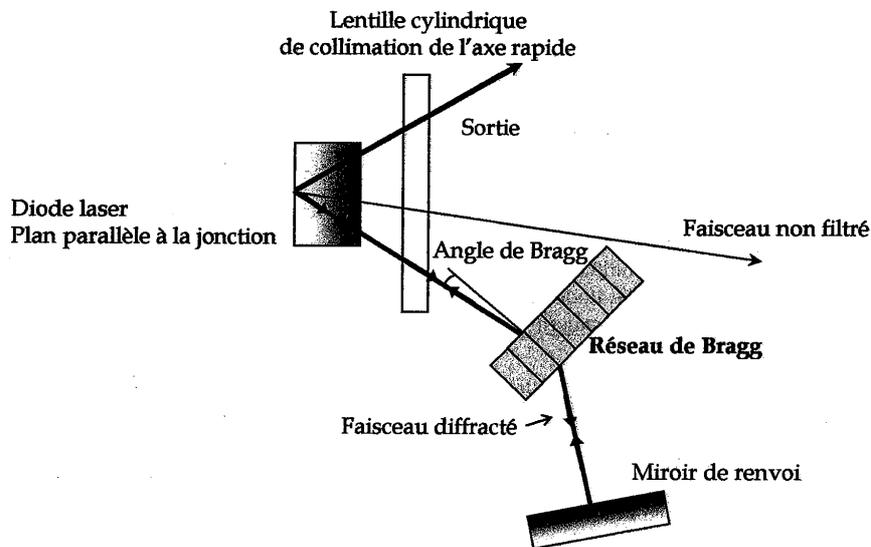


Figure II-14. Principe général de notre cavité externe.

à la condition nécessaire formulée par Pillai et col. pour définir une cavité pouvant fonctionner avec un grand nombre d'émetteurs.

Notre cavité est a priori plus simple que la majorité des cavités décrites précédemment puisqu'elle ne nécessite qu'une lentille cylindrique pour collecter le faisceau dans la direction perpendiculaire à la jonction, un réseau et un miroir de renvoi (nous verrons cependant que l'utilisation d'une seconde lentille cylindrique est utile pour améliorer les performances). Elle ne nécessite pas la présence d'un plan de Fourier, mais travaille directement sur les angles d'émission comme dans [Barthélémy,92]. La lentille cylindrique peut être utilisée en position de collimation ou faire l'image de la jonction sur le miroir de sortie comme il est proposé dans [Pillai,96]. De plus, nous montrerons qu'il est possible d'obtenir à la fois un affinement angulaire et spectral par un réseau de Bragg bien adapté. Enfin, l'intérêt majeur de cette cavité est de pouvoir filtrer angulairement de façon collective plusieurs émetteurs et en particulier une barrette de diodes laser, ce qui n'a jamais été publié à notre connaissance.

Dans un premier temps, nous avons défini et inscrit les réseaux de Bragg. Puis, afin de valider le principe du filtrage angulaire par un réseau de Bragg dans une cavité, nous avons utilisé une cavité laser classique à base d'un cristal d'orthovanadate et d'yttrium dopé avec des ions néodyme, (le Nd:YVO₄) pompé par diode. Nous avons au préalable dégradé le profil spatial du faisceau émis de façon volontaire afin de simuler le faisceau émis par une diode laser. Les résultats ont montré une amélioration significative de la qualité spatiale du faisceau. Cette étape de validation franchie, nous avons testé deux diodes laser à ruban large 1×100 μm dans notre cavité externe. Enfin, le principe ayant été démontré avec un seul émetteur, nous avons pu débiter l'étude expérimentale avec une barrette de diodes laser.

Chapitre III - Conception des réseaux de Bragg

Le but de ce chapitre est de présenter le composant-clé de notre cavité, un réseau de diffraction épais dit « réseau de Bragg » (voir l'encadré 2). La formule générale de l'efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg (donnée dans l'encadré 3) met en évidence les grandeurs à contrôler pour la réalisation expérimentale : l'efficacité de diffraction maximale, obtenue à l'angle de Bragg, et les sélectivités angulaire et spectrale. Nous avons donc étudié l'influence des différents paramètres physiques du réseau (épaisseur, pas et inclinaison des franges) sur ces grandeurs. Puis, après un état de l'art des matériaux pouvant convenir à notre application, nous présentons le matériau choisi pour inscrire nos réseaux, le polyméthyl méthacrylate dopé avec des molécules de phénanthrénéquinone, appelé PQ:PMMA. La suite du chapitre est consacrée à la réalisation expérimentale des réseaux de Bragg.

III.1. Dimensionnement des réseaux de Bragg

III.1.a. Optimisation de l'efficacité de diffraction : étude du paramètre ν

Pour les expressions des facteurs utilisés (ϑ , ξ , ν , c_d , c_i et η), on pourra se référer à l'encadré 3. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux conditions donnant une efficacité de diffraction maximale. A l'angle de Bragg, le désaccord ϑ est nul donc ξ l'est également et l'efficacité η_B s'écrit alors :

$$\eta_B = \sin^2 |\nu| = \sin^2 \frac{\pi n_1 e}{\lambda \sqrt{c_i c_d}} \quad (\text{III.1})$$

L'efficacité de diffraction maximale, obtenue à l'angle de Bragg, est déterminée par le paramètre ν qui dépend de l'amplitude de modulation de l'indice n_1 , de l'épaisseur du réseau e et de l'inclinaison des franges (voir formule 3, encadré 3). Nous avons tracé l'efficacité de diffraction à l'angle de Bragg en fonction de ce paramètre sur la Figure III-1.

Encadré 2

Rappels sur les réseaux de Bragg :

Hypothèses : on considère un milieu d'épaisseur e dans la direction (Oz) et infiniment étendu dans les directions (Ox) et (Oy) . Des franges d'interférence sont construites dans ce matériau par deux ondes planes, générant une modulation de l'indice de réfraction n sinusoidale $n(x) = n_0 + n_1 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right)$. n_0 est l'indice du matériau, n_1 est l'amplitude de modulation de l'indice et Λ est le pas des franges d'interférence. Les angles sont pris à l'intérieur du matériau et on considère pour simplifier que l'indice moyen du matériau n_0 et l'indice du milieu ambiant sont les mêmes. En pratique, il faudra prendre en compte les lois de la réfraction.

On peut distinguer deux régimes de diffraction définis de la façon suivante [Gaylord,81] :

- Le régime de diffraction de Raman-Nath est obtenu pour $Q \leq 1$, avec

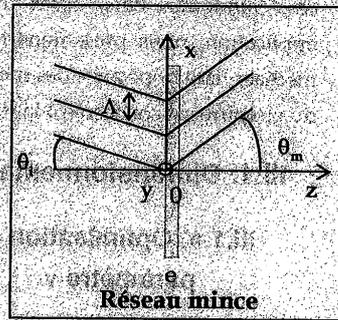
$$Q = \frac{2\pi\lambda e}{\Lambda^2 n_0 \cos\theta_i} \text{ et } v \approx \frac{\pi n_1 e}{\lambda \cos\theta_i}$$

Q est appelé le facteur du réseau. Ce régime est régi par la « formule des réseaux » :

$$\sin\theta_m = \sin\theta_i + m \frac{\lambda}{n_0 \Lambda}$$

où λ est la longueur d'onde et m l'ordre de diffraction. Un réseau de période Λ peut ainsi diffracter de la lumière dans les directions θ_m définies par la formule des réseaux pour une valeur quelconque de l'angle d'incidence dès lors que $|\sin\theta_m| \leq 1$.

De tels réseaux sont appelés « réseaux minces ».



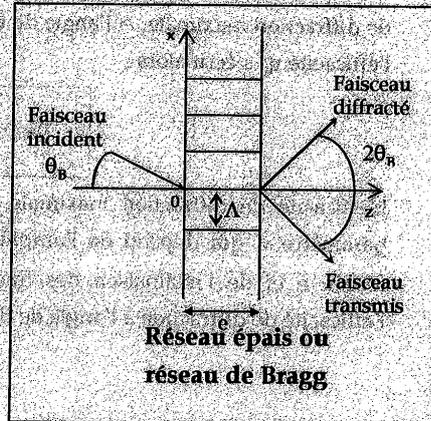
- Le régime de diffraction de Bragg est obtenu pour $Q > 1$.

Ce régime possède les propriétés suivantes pour une longueur d'onde fixée :

1. La direction du faisceau incident sur le réseau est imposée.
2. Il n'existe qu'un seul faisceau diffracté.
3. Faisceaux incident et diffracté sont symétriques par rapport au plan des franges du réseau.

Pour des franges non inclinées par rapport à la normale au réseau, l'angle de Bragg est l'angle θ_B défini par la relation ci-dessous, appelée relation de Bragg :

$$\sin\theta_B = \frac{\lambda}{2n_0\Lambda}$$



Si l'angle d'incidence est choisi tel que $\sin\theta_i = -\sin\theta_B$, l'onde est diffractée dans l'ordre 1.

Si l'angle d'incidence est choisi tel que $\sin\theta_i = \sin\theta_B$, l'onde est diffractée dans l'ordre -1.

De tels réseaux sont appelés « réseaux épais » ou « réseaux de Bragg ».

Tout écart à l'angle de Bragg se traduit par une chute d'efficacité de diffraction.

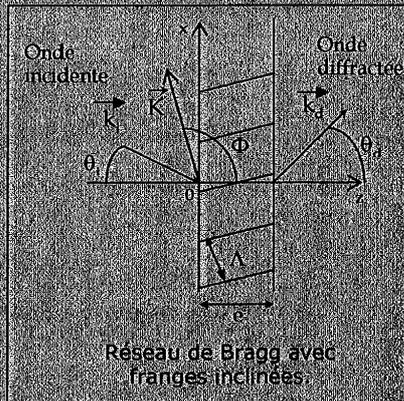
Encadré 3

Éléments de la théorie des ondes couplées dans un réseau épais :

Developpée par Kogelnik, la théorie des ondes couplées décrit dans les réseaux de Bragg la diffraction au voisinage de l'angle de Bragg [Kogelnik, 69]. Ce modèle s'applique aussi bien aux réseaux d'absorption qu'aux réseaux d'indice, de même qu'aux réseaux en transmission et aux réseaux en réflexion.

Hypothèses : Nous nous limitons à l'étude d'un réseau en transmission présentant une modulation d'indice sinusoidale. Le matériau est un diélectrique, non absorbant, non conducteur et isotrope. Nous considérons que le réseau est éclairé par une onde plane polarisée perpendiculairement au plan d'incidence.

Notations : On rappelle que les angles sont pris à l'intérieur du réseau et référencés par rapport à l'axe (Oz), c'est-à-dire la normale au réseau. Les strates des franges du réseau, perpendiculaires au plan d'incidence (Oxz), sont inclinées par rapport à la normale (Oz) au réseau. Le réseau est caractérisé par le vecteur du réseau \vec{K} , perpendiculaire aux strates et faisant l'angle Φ avec l'axe (Oz). Les



coordonnées de \vec{K} sont : $\vec{K} = K(\sin \Phi, 0, \cos \Phi)$ avec $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$. Notons X le vecteur de coordonnées (x, y, z) .

Compte tenu de l'inclinaison des franges, la relation de Bragg s'écrit à présent :

$$\cos(\Phi - \theta_d) = \frac{\lambda}{2n_n \Lambda}$$

Si l'angle d'incidence est choisi tel que $\cos(\Phi - \theta_d) = -\cos(\Phi - \theta_i)$, l'onde est diffractée dans l'ordre 1.

Si l'angle d'incidence est choisi tel que $\cos(\Phi - \theta_d) = \cos(\Phi - \theta_i)$, l'onde est diffractée dans l'ordre -1.

• Equation et expression du champ électrique dans le réseau :

Le champ électrique dans le réseau est polarisé selon (Oy) et oscille à la pulsation ω . Son amplitude complexe $E(x, z)$, indépendante de y , doit vérifier l'équation de propagation scalaire dans le réseau :

$$\Delta E + k^2 E = 0$$

La constante de propagation k est donnée par : $k = \beta + 2\kappa \cos Kx$ avec $\beta = \frac{2\pi n_0}{\lambda}$ et $\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda}$

β est la constante de propagation en espace libre. κ est appelée la constante de couplage et joue un rôle fondamental dans la théorie des ondes couplées.

Au voisinage de l'angle de Bragg, on a vu qu'il ne pouvait exister dans le réseau que deux ondes : une onde plane incidente et une onde plane diffractée. Ces deux ondes sont

couplées par le biais de κ et donc de l'amplitude de modulation de l'indice n , et échangent de l'énergie le long de l'axe (Oz) au cours de la traversée du réseau. On peut décrire ces deux ondes par leurs amplitudes complexes variant le long de l'axe (Oz). On appelle E_i (respectivement E_d) l'amplitude complexe de l'onde incidente (resp. diffractée) et k (resp. k_d) son vecteur de propagation.

Le champ électrique total dans le réseau est la superposition de ces deux ondes et s'écrit :

$$E(x, z) = E_i(z) e^{-ikx} + E_d(z) e^{-ik_d x}$$

• **Équations d'ondes couplées :**

Ces équations décrivent l'évolution des deux ondes E et E_d dans le réseau. Pour les obtenir on utilise l'approximation de l'enveloppe lentement variable. Ces deux équations s'écrivent :

$$c_i E_i = i\kappa \beta E_d \quad \text{et} \quad c_d E_d + i \frac{\beta^2 - k_d^2}{2\beta} E_d = -i\kappa E_i$$

c_i et c_d , appelés **facteurs d'obliquité**, sont définis par :

$$c_i = \frac{k}{\beta} = \cos \theta \quad \text{et} \quad c_d = \frac{k_d}{\beta} = \cos \theta - \frac{K}{\beta} \cos \Phi$$

Lorsque $c_i > 0$, le réseau est un réseau en **transmission**. Lorsque $c_i < 0$, c'est un réseau en **réflexion**.

Le facteur κ rend bien compte du couplage entre les deux ondes : lorsque $\kappa = 0$, les deux équations sont découplées et les ondes évoluent séparément.

On introduit de plus le terme ϑ donné par :

$$\vartheta = \frac{\beta^2 - k_d^2}{2\beta} - \kappa \cos(\Phi - \theta) - \frac{K}{4\pi n_0} \lambda$$

Formule 1

A l'angle de Bragg, $\vartheta = 0$ et les deux équations sont symétriques. ϑ caractérise le **désaccord à la condition de Bragg**.

• **Efficacité de diffraction :**

Les deux équations d'ondes sont découplées par dérivation. On suppose que l'onde incidente est d'amplitude unité et que l'onde diffractée est observée par transmission. Les conditions aux limites sont alors $E_i(0) = 1$ et $E_d(0) = 0$. La résolution des équations d'ondes permet de déterminer l'amplitude de l'onde diffractée en sortie du réseau :

$$E_d(\xi) = i\nu \sqrt{\frac{c_i}{c_d}} e^{i\xi} \frac{\sin \sqrt{\xi^2 + \nu^2}}{\sqrt{\xi^2 + \nu^2}}$$

avec $\xi = \frac{\vartheta \xi}{2c_d}$ et $\nu = \frac{\kappa \xi}{\sqrt{c_i c_d}}$

Formules 2 et 3

L'**efficacité de diffraction** η de ce réseau infiniment étendu est définie par le rapport du flux diffracté à travers une surface S sur le flux incident sur S .

$$\eta = \frac{|c_d|}{|c_i|} |E_d(\xi)|^2 = \nu^2 \frac{\sin^2 \sqrt{\xi^2 + \nu^2}}{\xi^2 + \nu^2}$$

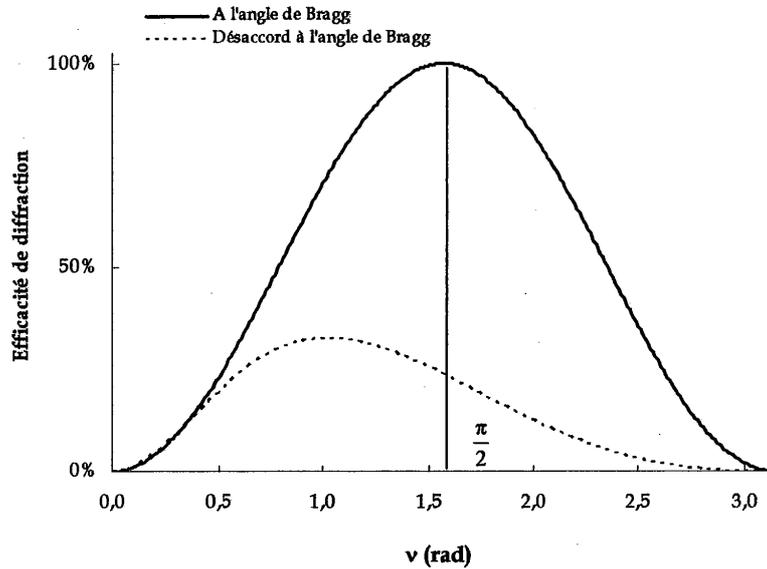


Figure III-1. Efficacité de diffraction à l'angle de Bragg θ_B en fonction du paramètre ν . Comparaison avec l'efficacité de diffraction pour un angle d'incidence valant $\theta_B \times (1 + 1\%)$ en traits pointillés. Valeurs numériques utilisées : $\lambda = 980 \text{ nm}$, $\Lambda = 5 \text{ }\mu\text{m}$, $\theta_B = 3,8^\circ$, $\Phi = 90^\circ$, $n_0 = 1,49$, $e = 2 \text{ nm}$, $n_1 = 9,7 \cdot 10^{-4}$.

On voit que l'efficacité à l'angle de Bragg augmente avec ν et atteint un maximum de 100% pour $\nu = \frac{\pi}{2}$ soit

$$n_1 e = 2\lambda \sqrt{c_i c_d} . \quad (\text{III.2})$$

Pour cette valeur de $n_1 e$, l'onde incidente transfère toute son énergie à l'onde diffractée et voit son amplitude s'annuler. Au-delà de cette valeur, l'onde diffractée, qui vérifie aussi la condition de Bragg, reforme l'onde incidente. En dehors de l'angle de Bragg, le maximum de 100% n'est jamais atteint, même pour de faibles désaccords à l'angle de Bragg.

On voit donc qu'il est possible de vérifier la relation (III.2) et d'obtenir une efficacité de diffraction de 100% à l'angle de Bragg avec un choix convenable des paramètres du réseau (épaisseur, pas, inclinaison des franges) et du matériau d'inscription (amplitude de modulation de l'indice).

III.1.b. Sélectivités angulaire et spectrale : étude du paramètre ξ

La relation de Bragg peut être vérifiée de deux façons différentes : pour une longueur d'onde donnée, on peut trouver l'angle de Bragg θ_B satisfaisant la condition de Bragg. Il existe une certaine plage angulaire $\Delta\theta$ autour de l'angle de Bragg pour laquelle la relation de Bragg est réalisée en partie. Réciproquement, pour un angle d'incidence donné, on peut trouver la longueur d'onde qui vérifie la relation de Bragg, et qui est appelée longueur d'onde de Bragg λ_B . De même, pour un angle d'incidence donné, il existe une certaine plage spectrale $\Delta\lambda$ autour de la longueur d'onde de Bragg pour laquelle la relation de Bragg est vérifiée en partie. Ce paragraphe concerne l'étude de ces deux plages de tolérance $\Delta\theta$ et $\Delta\lambda$. En différenciant la relation de Bragg on peut voir que $\Delta\theta$ et $\Delta\lambda$ sont liés linéairement.

Le paramètre $\mathcal{S} = f(\lambda, \theta)$ est caractéristique du désaccord à la relation de Bragg (voir formule 1 de l'encadré 3). Le développement de Taylor au premier ordre de ce paramètre au voisinage de θ_B et λ_B donne :

$$\mathcal{S} = \Delta\theta \cdot K \sin(\Phi - \theta_B) - \Delta\lambda \cdot K^2 / 4n_0, \quad (\text{III.3})$$

ce qui permet d'en déduire l'expression de ξ (voir formule 2, encadré 3) :

$$\xi = \Delta\theta \cdot K \sin(\Phi - \theta_B) / 2c_d - \Delta\lambda \cdot K^2 / 4n_0 c_d. \quad (\text{III.4})$$

Le paramètre ξ contient les informations sur $\Delta\theta$ et $\Delta\lambda$ et permet d'établir l'expression des sélectivités angulaire et spectrale.

III.1.b.i. Expression de la sélectivité angulaire

Pour une longueur d'onde donnée, avec $\Delta\lambda=0$ dans l'équation (III.4), l'expression de ξ est

donnée par : $\xi = \frac{\Delta\theta \cdot K \sin(\Phi - \theta_B)}{2c_d}$. ξ est donc proportionnel à $\Delta\theta$. On peut tracer l'efficacité de

diffraction en fonction de ξ ou de $\Delta\theta$ pour une longueur d'onde donnée : c'est la courbe de sélectivité angulaire. L'allure générale de cette courbe en sinus cardinal au carré est représentée sur la Figure III-2 pour plusieurs valeurs du paramètre ν , représentatif de l'amplitude de modulation de l'indice (voir formule 3, encadré 3).

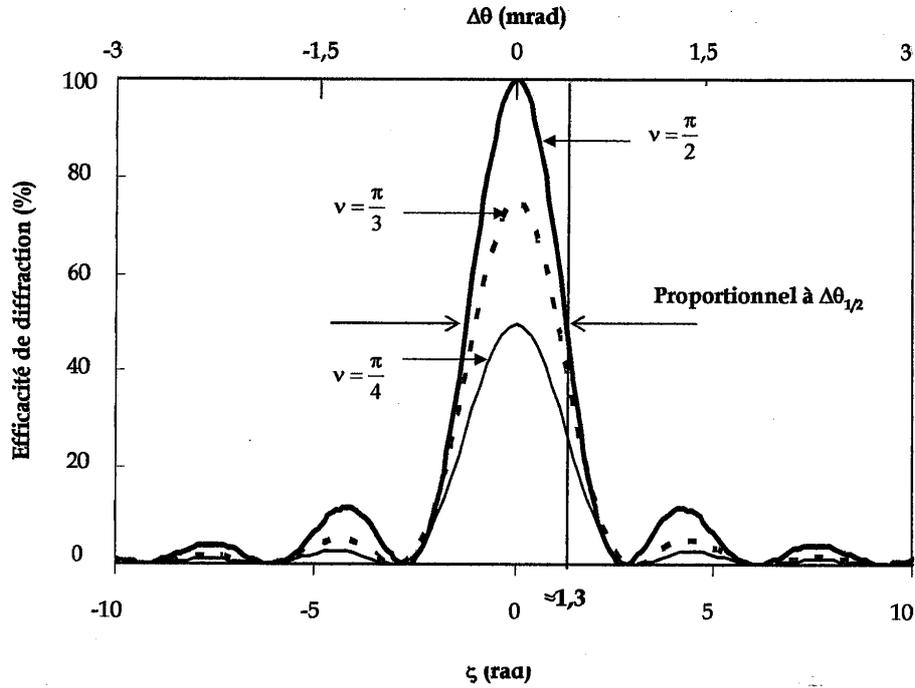


Figure III-2. Courbe de sélectivité angulaire tracée pour plusieurs valeurs de ν . L'abscisse supérieure en $\Delta\theta$ est calculée avec $\Lambda=0,5 \mu\text{m}$ et $e=0,5 \text{ mm}$.

Contrairement à ξ , ν dépend très peu des variations angulaires et spectrales. Pour une courbe d'efficacité donnée, on peut donc le prendre constant et égal à sa valeur à l'angle de Bragg.

Une chute d'efficacité de diffraction de 50% est approximativement obtenue pour $\xi=1,3$ et ceci quelle que soit l'efficacité de diffraction à l'angle de Bragg (et donc quelle que soit la valeur de ν). De cette façon, la largeur angulaire à mi-hauteur dans le réseau $\Delta\theta_{1/2}$ est donnée

$$\text{par : } \Delta\theta_{1/2} = \frac{\Lambda}{e} \cdot \frac{3c_d}{\pi \sin(\Phi - \theta_b)}$$

On retient en première approximation que pour des franges non inclinées par rapport à la normale au réseau ($\Phi=90^\circ$), $\Delta\theta_{1/2} \approx \frac{\Lambda}{e}$.

III.1.b.ii. Expression de la sélectivité spectrale

Pour un angle d'incidence donné, avec $\Delta\theta=0$ dans l'équation (III.4), l'expression de ξ est

donnée par : $\xi = \frac{\Delta\lambda \cdot K^2 e}{8\pi n_0 c_d}$. ξ est donc proportionnel à $\Delta\lambda$. On peut tracer l'efficacité de

diffraction en fonction de ξ ou de $\Delta\lambda$ pour un angle d'incidence donné : c'est la courbe de sélectivité spectrale.

On en déduit de même que précédemment la largeur à mi-hauteur de la courbe de sélectivité

spectrale $\Delta\lambda_{1/2}$: $\Delta\lambda_{1/2} = \frac{6c_d \cdot \Lambda^2}{\pi e}$. Pour des franges non inclinées, on retient que

$\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda} \approx \frac{\Lambda}{n_0 e} \cotan \theta_B$. La courbe de sélectivité spectrale est représentée sur la Figure III-3.

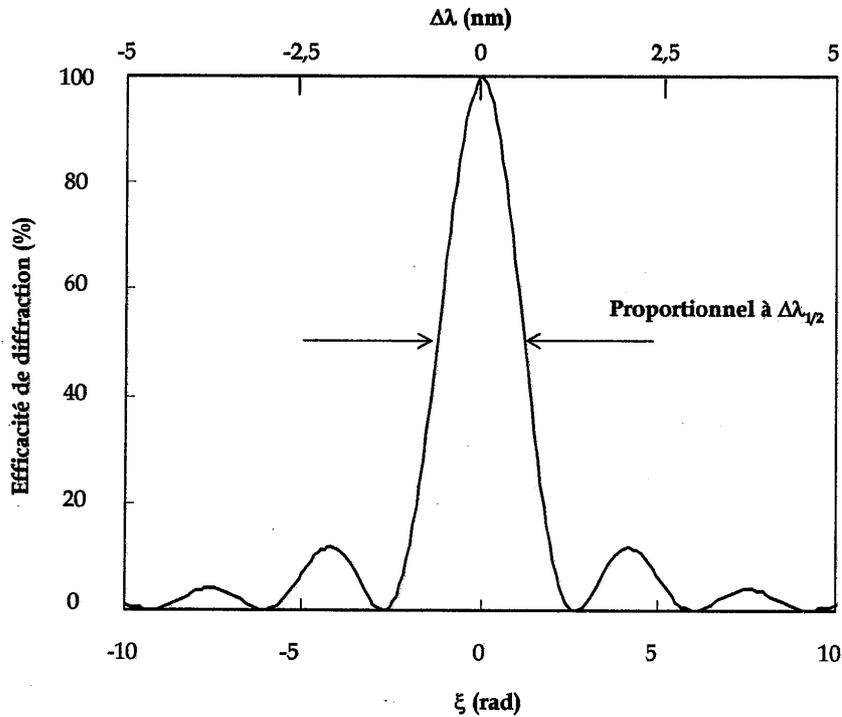


Figure III-3. Courbe de sélectivité spectrale pour $v=\pi/2$. L'abscisse supérieure en $\Delta\lambda$ est calculée avec $\Lambda=0,5 \mu\text{m}$ et $e=0,5 \text{ mm}$ et $n_0=1,49$.

III.1.c. Influence de deux paramètres (épaisseur et inclinaison des franges) sur les sélectivités angulaire et spectrale

III.1.c.i. Influence de l'épaisseur

Nous avons calculé les sélectivités angulaire et spectrale sur une large gamme d'épaisseurs variant de 100 μm à 10 mm pour différents pas des franges dans le cas de franges non inclinées ($\Phi=90^\circ$). Ces courbes permettent de déterminer pour une sélectivité angulaire ou une sélectivité spectrale fixée, plusieurs couples (épaisseur du réseau, pas des franges) adaptés. Ces courbes montrent que les deux sélectivités angulaire et spectrale évoluent dans

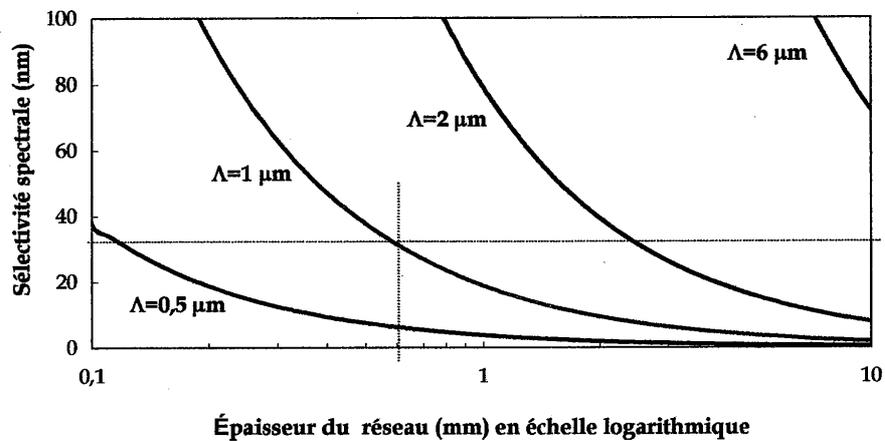


Figure III-5. Influence de l'épaisseur sur la sélectivité spectrale pour différents pas d'inscription. Franges non inclinées.

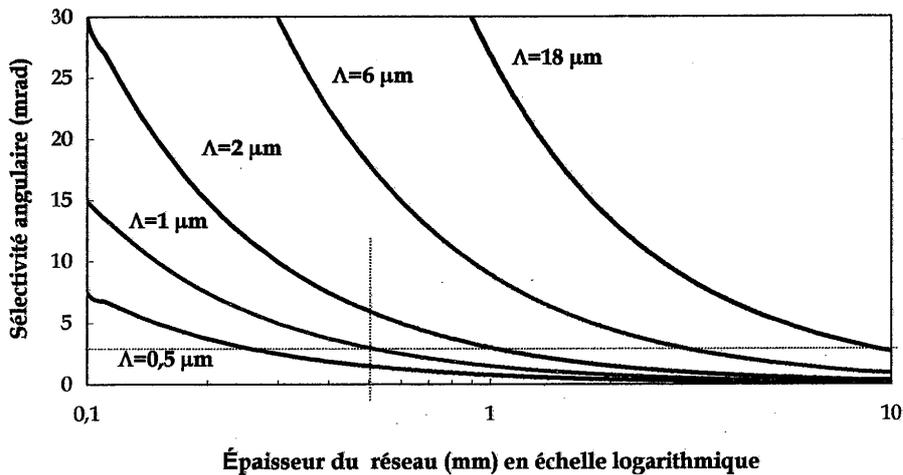


Figure III-4. Influence de l'épaisseur sur la sélectivité angulaire pour différents pas d'inscription. Franges non inclinées.

le même sens. En particulier, une forte sélectivité spectrale de l'ordre du nm va de pair avec une forte sélectivité angulaire, inférieure au mrad. Par contre il n'est pas possible d'obtenir toutes les combinaisons de sélectivités spectrale et angulaire possibles. Si l'on souhaite une sélectivité angulaire de quelques mrad, la sélectivité spectrale est faible (de l'ordre de plusieurs dizaines de nm). Sur la Figure III-4, à titre d'exemple, nous avons repéré par un trait pointillé une sélectivité angulaire de 3,5 mrad (il s'agit de la sélectivité angulaire des réseaux que nous allons placer dans nos cavités externes). Cette sélectivité angulaire peut être obtenue avec une épaisseur d'environ 0,5 mm et un pas de 1 μm (l'angle de Bragg dans le réseau est alors fixé à 19°). La Figure III-5 montre que pour ces paramètres, la sélectivité spectrale est de 35 nm.

Le dernier paramètre du réseau sur lequel on peut jouer pour avoir davantage de souplesse sur les possibilités de sélectivité du réseau est l'inclinaison des franges.

III.1.c.ii. Influence de l'inclinaison des franges

L'inclinaison des franges du réseau permet d'obtenir des combinaisons de sélectivités angulaire et spectrale qu'il n'est pas possible de réaliser lorsque les franges ne sont pas inclinées. Les sélectivités angulaire $\Delta\theta_{1/2}$ et spectrale $\Delta\lambda_{1/2}$ peuvent s'exprimer en fonction de l'épaisseur du réseau et des angles (voir l'encadré 3 pour l'expression du coefficient d'obliquité c_d):

$$\Delta\theta_{1/2} = \frac{\lambda}{2n_o\pi e} \cdot \frac{3c_d}{\cos(\Phi - \theta_B) \cdot \sin(\Phi - \theta_B)} \text{ et } \Delta\lambda_{1/2} = \frac{6c_d}{\pi e} \cdot \left(\frac{\lambda}{2n_o \cos(\Phi - \theta_B)} \right)^2$$

Nous avons représenté pour des réseaux en transmission les sélectivités angulaire et spectrale en fonction de l'angle d'inclinaison des franges Φ , pour différentes épaisseurs du réseau et pour un angle de Bragg dans le réseau de 4° (Figure III-7 et Figure III-6). La donnée de l'angle d'inclinaison des franges Φ et de l'angle de Bragg permet de déterminer le pas du réseau par la relation de Bragg (voir l'encadré 3).

Pour reprendre l'exemple du paragraphe précédent, la Figure III-6 et la Figure III-7 montrent qu'on peut réaliser un réseau avec une sélectivité angulaire de 3,5 mrad et réduire la sélectivité spectrale à environ 6 nm en choisissant une épaisseur de 0,5 mm, un angle de Bragg de 4° dans le réseau et en inclinant les franges de 109° (le pas des franges étant encore de 1 μm). Notons que les courbes représentées Figure III-6 et Figure III-7 ne sont pas symétriques et que la présence des branches infinies, lorsque $\Phi - \theta_B$ tend vers 90°, nécessite un contrôle très précis de l'angle d'inclinaison des franges (au degré près).

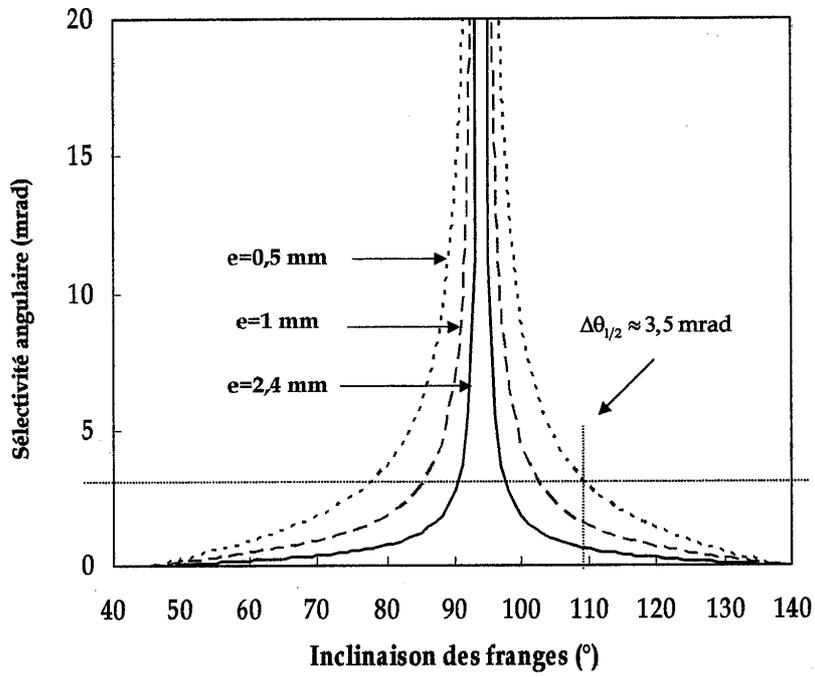


Figure III-6. Sélectivité angulaire en fonction de l'inclinaison des franges pour différentes épaisseurs du réseau. L'angle de Bragg dans le réseau est de 4° .

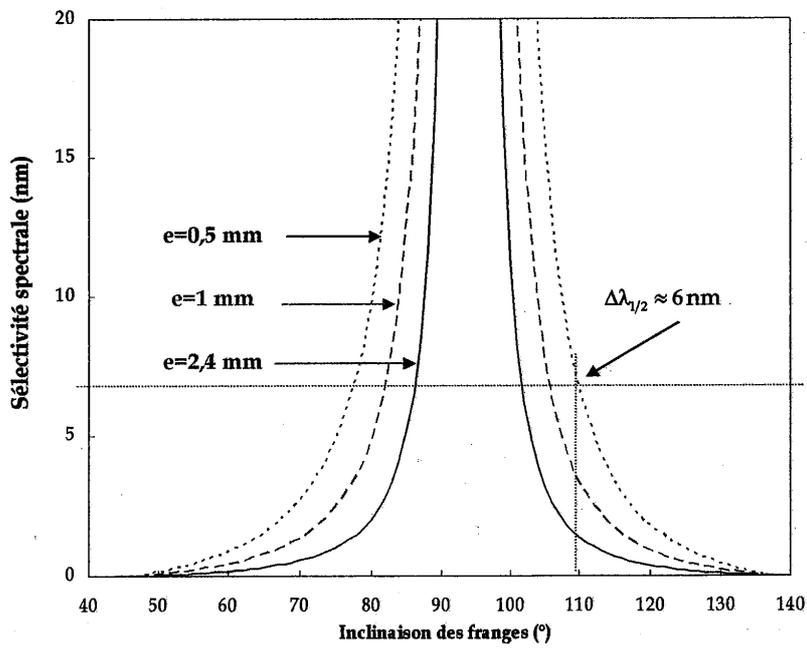


Figure III-7. Sélectivité spectrale en fonction de l'inclinaison des franges pour différentes épaisseurs du réseau. L'angle de Bragg dans le réseau est de 4° .

III.1.d. Influence de la polarisation

La théorie des ondes couplées de Kögelnik telle qu'elle a été présentée dans l'encadré 3 s'applique à des faisceaux polarisés perpendiculairement au plan d'incidence. Les calculs peuvent s'adapter au cas où les faisceaux sont polarisés dans le plan d'incidence, comme c'est le cas du faisceau des diodes laser en général. Pour cela, il suffit de remplacer la constante de couplage κ par une constante réduite κ' qui s'écrit : $\kappa' = -\kappa \cos 2(\theta_B - \Phi)$, où θ_B est l'angle de Bragg et Φ l'inclinaison des franges.

Dans les cas que nous avons étudiés, l'inclinaison des franges est de 90° et l'angle de Bragg est assez petit pour que l'on puisse considérer que la correction à apporter est négligeable, ce que nous avons pu constater expérimentalement.

III.1.e. Conclusion

Les calculs de ce paragraphe nous ont montré que :

- pour une longueur d'onde donnée, l'efficacité de diffraction maximale, obtenue à l'angle de Bragg, est principalement une fonction du produit de l'épaisseur du réseau par l'amplitude de modulation de l'indice.
- il est possible de définir des réseaux de sélectivités angulaire et spectrale variées, en jouant à la fois sur l'épaisseur du réseau, le pas des franges et leur inclinaison.

Dans la suite de ce travail, nous nous sommes uniquement préoccupés de la sélectivité angulaire et non de la sélectivité spectrale.

Afin de fixer les idées, précisons la démarche menée pour inscrire nos réseaux : l'épaisseur e du matériau d'inscription et la sélectivité angulaire que l'on souhaite obtenir donnent, pour des franges non inclinées, le pas des franges à inscrire (voir paragraphe III.1.b.i). L'angle de Bragg est ainsi fixé par la relation de Bragg (voir l'encadré 2).

Nous allons à présent nous intéresser aux matériaux possibles pour notre application.

III.2. Choix du matériau

III.2.a. Conditions à réaliser

Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés à deux types de lasers de nature différente :

- un laser solide pompé par diode dont le profil spatial a été dégradé volontairement, servant à la validation du principe de filtrage angulaire par un réseau de Bragg intracavité.
- des diodes laser émettant autour de 970 nm et dont la surface émettrice est de $1 \times 100 \mu\text{m}$. La limite de la diffraction est de l'ordre de la dizaine de mrad.

Pour une cavité laser donnée, le nombre d'allers-retours qu'effectue le faisceau laser dans la cavité est lié aux pertes dans la cavité : le nombre d'allers-retours augmente lorsque les pertes diminuent. Or, dans les cavités que nous souhaitons réaliser, les pertes sont en partie liées à l'efficacité de diffraction du réseau de Bragg inséré dans la cavité : une forte efficacité de diffraction entraîne des pertes plus faibles et donc un nombre d'allers-retours du faisceau laser dans la cavité plus élevé. La Figure III-8 montre que la courbe de sélectivité angulaire d'un réseau de Bragg s'affine avec le nombre de passages qu'on effectue dans ce réseau. Après 10 passages dans le réseau, soit 5 allers-retours, la sélectivité angulaire est deux fois plus élevée. On voit ainsi que plus l'efficacité de diffraction est forte, moins le réseau a besoin d'être sélectif angulairement. De plus, une forte efficacité de diffraction, entraînant des pertes plus faibles dans la cavité, est souhaitable pour atteindre plus facilement le seuil d'oscillation laser.

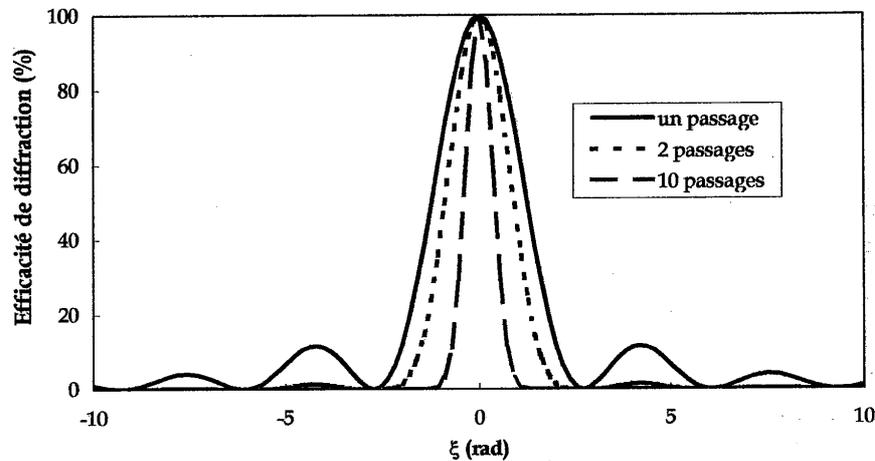


Figure III-8. Allure des courbes de sélectivité angulaire après plusieurs passages dans le réseau.

→ Pertes plus faibles → Seuil laser plus bas
 Forte efficacité de diffraction
 → $\Delta\theta_{1/2}$ plus grand

On cherche ainsi à réaliser des réseaux de forte efficacité de diffraction. Afin de s'adapter aux limites de diffraction des lasers étudiés, nous avons fixé l'ordre de grandeur des sélectivités angulaires $\Delta\theta_{1/2}$ à réaliser de quelques mrad à quelques dizaines de mrad. Par exemple, pour un pas des franges d'inscription de quelques μm , l'expression de $\Delta\theta_{1/2}$ donnée au paragraphe III.1.b montre qu'il faut un matériau de quelques mm d'épaisseur. Pour avoir une efficacité de diffraction proche de 100%, l'expression (III.1) montre que dans ce cas l'amplitude de modulation de l'indice doit être de l'ordre de quelques 10^4 .

Dans le paragraphe suivant nous faisons un rapide tour d'horizon des matériaux holographiques susceptibles d'être utilisés pour inscrire nos réseaux, avant de présenter celui qui a servi pour notre étude.

III.2.b. Différents matériaux possibles

Il a fallu attendre les années 1980 pour que l'holographie, inventée par Gabor en 1948, connaisse un début d'applications industrielles. Actuellement, les matériaux pour l'enregistrement des hologrammes volumiques font l'objet de recherches importantes pour diverses applications comme le stockage de données, la spectroscopie ou les télécommunications [Arns,99]. Les hologrammes volumiques de phase (ou réseaux de Bragg) sont d'un grand intérêt car ils peuvent présenter à la fois une forte efficacité de diffraction et une grande sélectivité angulaire et spectrale.

Parmi les matériaux utilisés pour réaliser des hologrammes volumiques on peut citer les émulsions photographiques d'halogénure d'argent, la gélatine bichromatée, les résines photosensibles, les matériaux photothermoplastiques, les matériaux photopolymères et les cristaux photoréfractifs. Les processus qui interviennent dans la formation des hologrammes dans ces différents matériaux sont détaillés dans [Syms,90]. Ces matériaux sont généralement classés en deux grandes familles : les matériaux inorganiques et les matériaux organiques.

III.2.b.i. Matériaux inorganiques

Les matériaux inorganiques comme les cristaux photoréfractifs sont réputés pour être peu résistants à des températures élevées. De plus, lorsque le réseau est formé de manière dynamique, il est exposé au faisceau diffracté, ce qui peut produire des réseaux parasites. Des hologrammes de volume ont été réalisés dans plusieurs matériaux ferroélectriques [Vahey,75]. Par exemple le cristal photoréfractif de niobate de lithium dopé au fer (Fe:LiNbO_3) peut être synthétisé sur des épaisseurs de quelques cm avec une bonne qualité optique. L'indice de modulation est généralement de l'ordre de quelques 10^{-4} . Les efficacités de diffraction obtenues approchent la limite théorique de 100%. Il est possible de fixer les hologrammes inscrits par l'utilisation de techniques optiques ou thermiques [Hsieh,99] mais les hologrammes ont tendance à s'effacer avec le temps, ce qui nécessite des réenregistrements. De plus, comme le Fe:LiNbO_3 ne possède pas une photosensibilité¹ très grande aux longueurs d'onde d'inscription, des faisceaux laser de fortes puissances sont nécessaires pour graver des réseaux très efficaces.

¹ On appelle généralement photosensibilité d'un matériau le rapport de la modulation d'indice par l'énergie déposée par unité d'aire nécessaire pour obtenir cette modulation (voir par exemple [Cheben,01] pour la définition).

Des réseaux de Bragg ont été inscrits dans des verres inorganiques photosensibles. De très fortes efficacités de diffraction (96% à 633 nm) ont été récemment obtenues dans un verre de sodium-zinc-aluminium-silice dopé avec du cérium, de l'argent et de la fluorine [Efimov,99], [Efimov,01]. Le mécanisme de formation de l'hologramme porte le nom de « processus photo-thermo-réfractif » et nécessite deux étapes : il faut d'abord exposer le verre aux radiations d'un laser émettant dans l'ultraviolet (laser He-Cd à 325 nm), puis effectuer un développement thermique à 520°C pour précipiter la phase cristalline dans les zones exposées. L'énergie déposée optimale à 325 nm est de l'ordre de 0,3 J/cm². Ces verres ont été fabriqués sur des épaisseurs de quelques mm. L'indice de modulation peut atteindre quelques 10⁻³. Des sélectivités angulaires de l'ordre du mrad ont été ainsi obtenues. Ce matériau est transparent sur une large gamme de longueurs d'onde allant de 350 nm à 4100 nm.

III.2.b.ii. Matériaux organiques

Les matériaux organiques (émulsions photographiques, gélatine bichromatée et photopolymères) ont l'inconvénient, pour certains, d'être sensibles à l'humidité et pour la plupart, de présenter un rétrécissement de leur volume (dit « shrinkage » en anglais) pendant le processus de formation du réseau, ce qui engendre des distorsions dans l'image reconstruite. Nous reviendrons ultérieurement sur ce phénomène.

- Parmi les matériaux organiques, la **gélatine bichromatée** est depuis longtemps connue pour ses bonnes propriétés de matériau holographique [Shankoff,68]. Elle est supérieure aux émulsions photographiques en termes d'efficacité de diffraction (pouvant approcher les 100%) et de qualité optique [Syms,90]. Son épaisseur peut varier d'environ 1 à 100 µm et son indice de modulation peut atteindre quelques 10⁻². Ce matériau possède une très forte photosensibilité aux longueurs d'onde d'inscription et son absorption est faible dans le visible et le proche infrarouge. Plus récemment, des applications potentielles d'hologrammes de volume inscrits dans ce matériau ont été données dans [Arns,99]. Le développement de ce matériau est cependant assez contraignant car il nécessite une étape de développement humide.

- Les **photopolymères** constituent une très vaste famille de matériaux pour l'holographie et qui ne cesse de s'étendre [Syms,90]. Les photopolymères sont généralement constitués d'un monomère, d'un initiateur photosensible et d'une matrice hôte formée d'un polymère (appelée liant). La photosensibilité de ces matériaux est généralement élevée dans l'ultraviolet et s'ils ne le sont pas déjà, ces matériaux peuvent être rendus photosensibles dans le bleu et le vert par l'ajout d'une molécule photosensible.

1. Exemples de photopolymères

Des hologrammes ont été inscrits dans ces matériaux dès 1969 par Close et col. [Close,69] à partir d'une solution monomère d'acrylique et d'un photocalyseur sensible dans le bleu. Parmi les photopolymères célèbres, on peut citer ceux fabriqués par la compagnie E. I. du Pont de Nemours à base d'un monomère d'acrylate, d'un liant de cellulose et d'un plastifiant qui peuvent produire des efficacités proches de 100% [Colburn,71], [Booth,75]. L'épaisseur du matériau est de 25 à 125 μm et l'indice de modulation peut atteindre quelques 10^{-2} . Le photopolymère appelé Reoxan (constitué d'un verre polymérisé où un dérivé d'anthracène et un colorant photosensible sont dilués) a permis aussi d'obtenir des efficacités de diffraction très élevées dès 1978 [Sukhanov,94], [Popov,00]. Pour citer des recherches plus récentes, des photopolymères à base de cristaux liquides ont donné des efficacités de diffraction très bonnes (80,2%) et commutables par l'application d'un champ électrique. L'épaisseur du réseau est de 22 μm dans [Liu,03]. Des polymères à base d'azobenzène ont aussi été étudiés [Eichler,01].

2. Photopolymères à base de PMMA

La famille des photopolymères à base de polyméthyl méthacrylate (PMMA) a fait l'objet de nombreux développements (Figure III-9). Inventé pendant l'entre-deux guerres, le PMMA est ce qu'on appelle communément le plexiglas. Des hologrammes de volume y ont été inscrits dès 1970 dans l'ultraviolet (à 325 nm), produisant des modulations d'indice de plusieurs 10^{-3} [Tomlinson,70]. En 1973, une efficacité de diffraction de 96% et une sélectivité angulaire de l'ordre du mrad ont été obtenues dans un échantillon de PMMA de 1,72 mm d'épaisseur [Moran,73]. Les auteurs signalent cependant la non reproductibilité des échantillons et la forte énergie d'exposition nécessaire à l'obtention d'une efficacité de diffraction élevée (46 J/cm², à comparer par exemple à l'énergie d'exposition inférieure à 1 J/cm² nécessaire pour obtenir des performances semblables avec la gélatine bichromatée). Depuis, de nombreux progrès ont eu lieu dans la préparation du PMMA, ce qui en a fait un matériau optique très intéressant, en particulier pour sa bonne qualité optique et son faible coût [O'Connel,84]. Le PMMA peut de plus être dopé avec des molécules photosensibles [Chandross,78], [Franke,84].

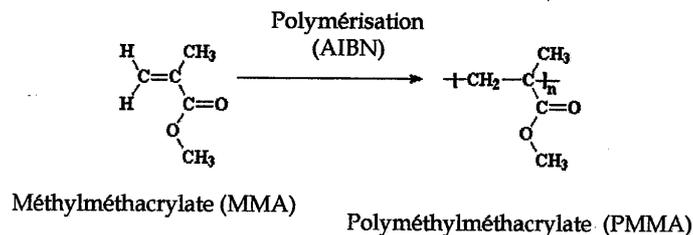


Figure III-9. Formule chimique du PMMA.

3. Formation des réseaux et problèmes des photopolymères

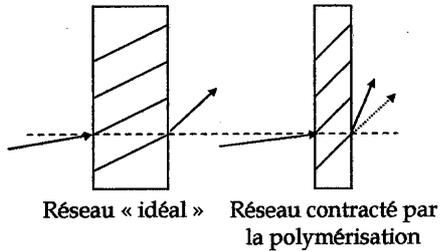


Figure III-10. Effet du rétrécissement du réseau.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le défaut majeur des photopolymères est le rétrécissement du matériau massif lors de l'inscription du réseau (voir Figure III-10). Pour comprendre ce phénomène, nous nous sommes intéressés au mécanisme de formation des hologrammes dans les photopolymères [Colburn,71], [Piazzola,96]. Nous avons représenté les principales étapes sur la Figure III-12. Lorsqu'on expose le matériau à des franges d'interférence (étape 1), l'initiateur photosensible permet la formation de radicaux libres qui interagissent avec les molécules de monomères : la **polymérisation** des monomères est ainsi initiée et la réaction en chaîne a principalement lieu dans les régions de franges claires (étape 2). La concentration des monomères diminue donc dans les zones de franges claires, ce qui produit un gradient de concentration. Les **monomères**, davantage présents dans les régions sombres, **diffusent** ainsi des zones sombres vers les zones claires (étape 3). Ce processus peut continuer jusqu'à disparition des monomères qui n'ont pas réagi. Comme la polymérisation augmente la densité du matériau par rapport au matériau constitué de simples monomères, la densité et donc l'indice de réfraction sont plus grands dans les zones claires que dans les zones sombres. Une modulation spatiale d'indice est ainsi créée, ce qui forme un réseau d'indice permanent. La matrice hôte joue un rôle primordial dans la qualité du réseau obtenu. En effet la polymérisation induit une contraction de volume du matériau massif [Stevenson,95]. La principale conséquence est une distorsion du réseau obtenu, ce qui est néfaste à une restitution fidèle de l'image. Dans les photopolymères, la matrice hôte est un polymère organique et ne possède donc pas une excellente rigidité (contrairement aux verres inorganiques par exemple). De ce fait, les effets de rétrécissement de volume sont accentués dans les matériaux photopolymères. Il a de plus été montré que ces effets augmentent avec l'épaisseur du matériau [Boyd,00]. Pour cette raison, l'épaisseur des matériaux photopolymères a longtemps été limitée à quelques centaines de microns. De nombreuses recherches sont actuellement menées pour pallier ce problème. Par exemple, Cheben et col. proposent de remplacer la matrice hôte polymérique par un verre inorganique [Cheben,01]. Ce matériau organique-inorganique est photosensible dans le vert et dans le bleu et peut être synthétisé sur une épaisseur d'environ 1 mm. Avec une énergie déposée à 514 nm de 0,23 J/cm² suivie d'une exposition à un rayonnement dans l'ultraviolet, une efficacité de diffraction de 98% avec une modulation d'indice de

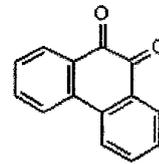
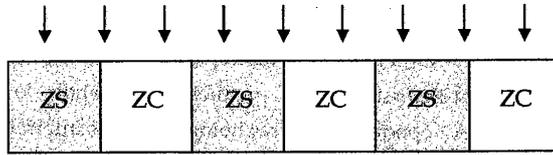


Figure III-11. Molécule de phénanthrénéquinone.

$3 \cdot 10^{-4}$ ont été obtenues, ainsi qu'une sélectivité angulaire de 10 mrad.

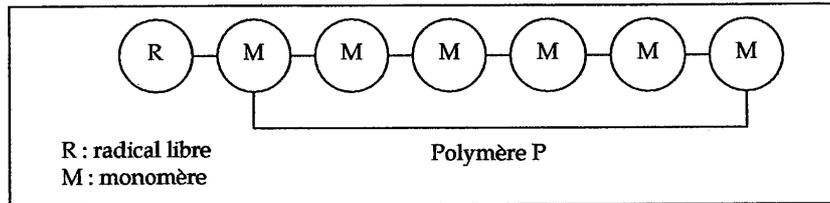
Le matériau que nous avons utilisé présente une autre solution au problème du rétrécissement. Il s'agit du polyméthyl méthacrylate dopé avec des molécules de phénanthrénequinone, qui sont des colorants photosensibles d'assez grosse taille (environ 18 nm^3) (Figure III-11). Ce matériau, appelé PQ:PMMA, est très prometteur car il peut être réalisé sur des épaisseurs de plusieurs cm avec une bonne qualité optique et les effets de rétrécissement de volume y sont négligeables [Lin,00]. Il s'agit d'un matériau photopolymère un peu particulier, dont le mécanisme de formation des réseaux diffère des autres matériaux photopolymères. Dans le paragraphe suivant, nous allons nous attarder sur ce processus.

Étape 1 : Franges d'interférences dans une couche de monomères



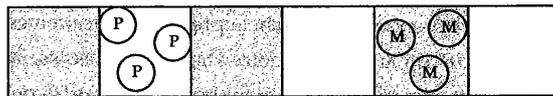
Étape 2 : Polymérisation dans les ZC

ZC : zone claire
ZS : zone sombre



Zone claire :
faible concentration de monomères
et forte concentration de polymères

Zone sombre :
forte concentration
de monomères



Étape 3 : Diffusion des monomères
des zones sombres vers les zones claires



Conséquences :

- ⇒ augmentation de la densité dans les ZC
- ⇒ augmentation de l'indice de réfraction des ZC par rapport aux ZS
- ⇒ contraction de l'épaisseur des ZC

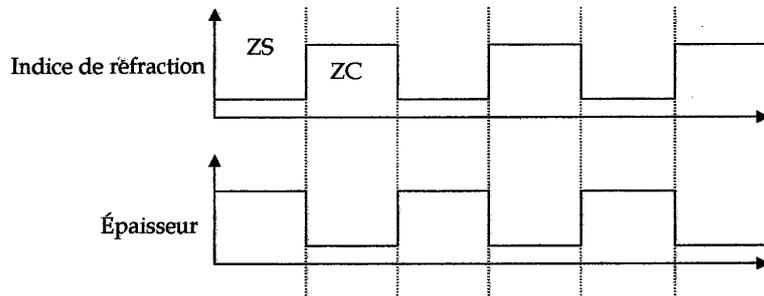


Figure III-12. Formation des réseaux dans des photopolymères.

III.2.c. Le PQ:PMMA

Il semblerait que le PQ:PMMA ait vu le jour dans l'ex-URSS en 1989 au Vavilov Optical Institute de Saint-Petersburg. La première publication le concernant date de 1991 [Veniaminov,91]. À l'époque, des filtres holographiques interférentiels y ont été inscrits, avec une efficacité de diffraction de près de 100% et une sélectivité spectrale de l'ordre de 0,1 nm. Ces filtres sont actuellement placés dans un observatoire de Crimée en Ukraine, où ils connaissent des conditions de température et d'humidité extrêmes [Popov,00]. Ce matériau est à présent développé à la fois au Massachusetts Institute of Technology à Boston (MIT), au California Institute of Technology à Pasadena (Caltech) et au National Chiao Tung University à Taïwan (NCTU)¹. Les échantillons que nous avons utilisés nous ont été fournis par le Pr. Hsieh du NTCU, dans le cadre d'une collaboration entre Thales, le NTCU et l'Institut d'Optique.

La préparation des échantillons n'est pas exactement identique selon leur provenance et ceci explique les différences de comportements observées dans la littérature [Mumbru,01]. Dans tous les cas, les molécules de phénanthrénéquinone sont dissoutes dans une solution de MMA avec un initiateur thermique de polymérisation (AIBN) et constituent environ 0,6% en poids du matériau. L'idée est d'effectuer une pré-polymérisation avant d'exposer le matériau à des franges d'interférences. À Caltech, la pré-polymérisation est réalisée en une seule étape [Steckman,98], tandis qu'au NTCU, deux étapes sont nécessaires [Lin,00]. Dans le premier cas, la concentration résiduelle de monomères est de l'ordre de 1%, plus faible que dans le second cas où cette concentration est de l'ordre de 10% (en poids). Comme il est montré dans [Popov,00], cette différence de concentration est le point-clé dans le mécanisme de formation des réseaux (Figure III-13). Dans le cas d'une faible concentration, par absorption de photons dans les zones claires, les molécules de phénanthrénéquinone deviennent des radicaux qui s'attachent à la matrice fixe de PMMA. Dans les régions de franges sombres, les molécules de phénanthrénéquinone restent libres. Ces changements de structure créent ainsi un réseau d'indice entre les radicaux et les molécules de phénanthrénéquinone qui sont libres. La différence d'indice est cependant faible et donne une efficacité de diffraction peu élevée. Pour alléger les notations, on continuera à appeler par la suite (et sur Figure III-13) « zones claires » les zones qui ont été fortement éclairées lors de l'exposition et « zones sombres » les zones qui ont été peu éclairées lors de l'exposition. Comme l'ont démontré Mumbru et col. [Mumbru,01], les molécules de phénanthrénéquinone ne diffusent pas à température ambiante. Une augmentation de température est ainsi nécessaire pour que les molécules libres de phénanthrénéquinone puissent diffuser des zones sombres vers les zones claires. De

¹ Ces informations ont été obtenues dans les références [Mumbru,01], [Popov,00] et à l'adresse électronique suivante : <http://content.techweb.com/wire/story/TWB19980609S00007>

cette façon, il y a davantage de molécules de phénanthréquinone (libres ou attachées) dans les zones claires que dans les zones sombres. Ceci augmente la différence de densité et donc la différence d'indice entre les zones claires et les zones sombres. L'efficacité de diffraction du réseau inscrit est ainsi améliorée.

Lorsque la concentration de monomères est plus importante, comme dans le cas des échantillons du NTCU, Mumburu et col. proposent deux processus combinés pour expliquer la formation de l'hologramme. Le processus dominant est le suivant : sous l'action de la lumière les molécules de phénanthréquinone deviennent des radicaux et jouent le rôle de photo-initiateur de polymérisation dans les zones claires. Ces radicaux s'attachent ensuite préférentiellement à des molécules de MMA résiduelles (et non plus à la matrice de PMMA) ou à des molécules de MMA qui ont diffusé des zones sombres vers les zones claires (les molécules de MMA, de par leur petite taille, peuvent en effet diffuser à température ambiante). En revanche, les groupes de PQ-MMA, de par leur grosse taille, ne diffusent pas à température ambiante, et restent ainsi dans les zones claires. Dans les zones claires, l'effet combiné de la polymérisation et de la formation de groupes de PQ-MMA créent une augmentation de l'indice de réfraction par rapport aux zones sombres, où il ne reste plus que des molécules de phénanthréquinone libres. Il en résulte une forte modulation de l'indice de réfraction et donc un réseau d'indice. Contrairement aux réseaux inscrits dans les matériaux de Caltech, ces réseaux n'ont pas besoin d'être cuits pour augmenter l'efficacité de diffraction. Le fait de les placer dans l'obscurité pendant quelques heures suffit à terminer le processus. Les efficacités de diffraction et la photosensibilité obtenues sont supérieures dans les matériaux du NTCU [Mumburu,01].

Contrairement aux photopolymères décrits au paragraphe III.2.b.ii, les monomères de MMA et les molécules de phénanthréquinone ne représentent qu'une petite fraction de la composition du matériau dans les deux cas. La conséquence est que la structure de la matrice hôte est préservée pendant la polymérisation et la formation du réseau. Les effets de rétrécissement de volume sont ainsi négligeables.

III.2.d. Conclusion

Une rapide étude bibliographique a montré que plusieurs matériaux sont intéressants pour notre application. Parmi eux se trouve le matériau que nous avons eu à notre disposition, le PQ:PMMA, provenant du NTCU. Nous nous sommes attachés dans la suite de ce travail à réaliser des réseaux de forte efficacité de diffraction et de sélectivités angulaires différentes dans des échantillons de ce matériau. Nous avons laissé de côté la sélectivité spectrale.

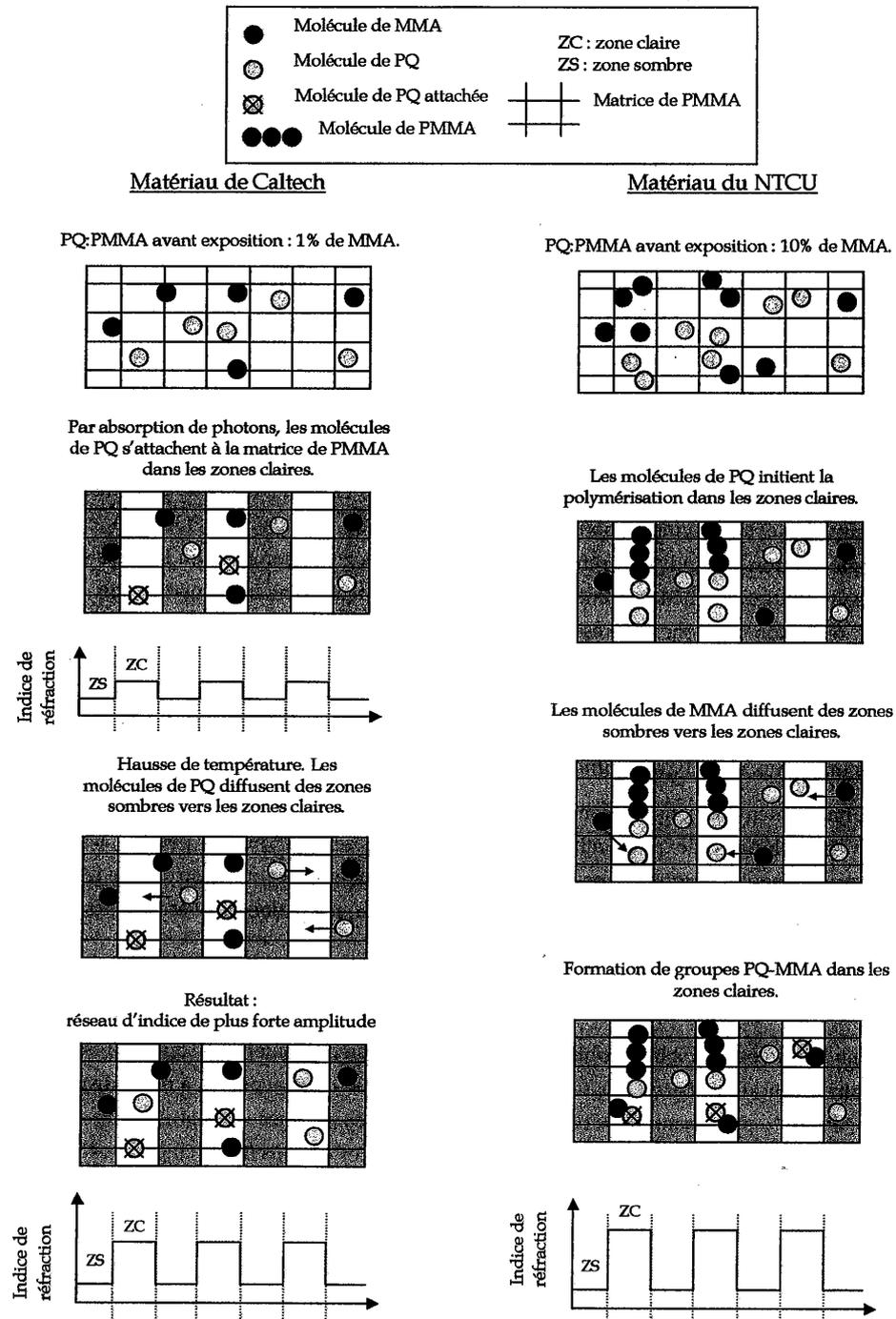


Figure III-13. Comparaison entre les mécanismes de formation des réseaux dans les matériaux de PQ:PMMA de Caltech et du NTCU. Pour ne pas surcharger les graphiques, nous avons représenté par des fronts raides la limite entre zones claires et zones sombres, au lieu de sinusoides.

III.3. Réalisation expérimentale des réseaux de Bragg

Ce paragraphe décrit la réalisation expérimentale de réseaux de Bragg dans des échantillons de PQ:PMMA. Après une présentation des échantillons que nous avons eus à notre disposition, nous décrivons le montage d'inscription réalisé. Nous précisons ensuite de quelle façon nous mesurons deux paramètres qui servent à caractériser des réseaux de Bragg : l'efficacité de diffraction et la modulation de l'indice. Les données sur ce nouveau matériau étant peu abondantes dans la littérature, nous avons déterminé expérimentalement les caractéristiques optimales de l'inscription, c'est-à-dire la longueur d'onde d'inscription et l'énergie déposée donnant lieu à la plus forte efficacité de diffraction aux longueurs d'onde utilisées. Nous avons ensuite réalisé des réseaux de différentes sélectivités angulaires. Avant de conclure, nous présentons une courbe d'évolution de l'efficacité de diffraction d'un réseau avec le temps, caractérisant ce matériau.

III.3.a. Présentation des échantillons

Nous avons eu quatre échantillons de PQ:PMMA, polis, d'épaisseurs et de qualité optique différentes. Nous avons numéroté ces échantillons de la façon suivante (Tableau III-1) :

Numéro de l'échantillon	1	2	3	4
Épaisseur (mm)	1,3	1	2,4	2,4

Tableau III-1. Numérotation des échantillons.

Les échantillons de 1 à 3 sont de forme rectangulaire, l'échantillon 4 est rond. Les échantillons 1 et 2 n'ont pas une épaisseur constante, en particulier les deux surfaces sont un peu gondolées vers l'un des bords. Les échantillons 3 et 4 sont bien plans.

Les échantillons sont légèrement bombés et forment des lentilles convexes de 4 à 5 m de distance focale. Nous avons vérifié expérimentalement qu'aucun des échantillons n'est biréfringent (l'extinction d'un faisceau polarisé dans le plan d'incidence est obtenue pour la même disposition de deux polariseurs croisés avec ou sans échantillon entre les deux polariseurs, ceci quelle que soit l'orientation de l'échantillon). L'indice de réfraction du PQ:PMMA a été mesuré par F. Allain à l'Institut d'Optique (avec un interféromètre d'Abbe) et est compris entre 1,492 et 1,493 à la longueur d'onde du doublet du sodium vers 589 nm. Pour les calculs, n'ayant pas trouvé la formule de Sellmeier relative au PQ:PMMA dans la littérature, nous prendrons 1,49 comme valeur et considérerons que cet indice est constant aux longueurs d'onde utilisées.

Les molécules de phénanthréquinone donnent aux échantillons une couleur jaune. Le dopage en molécules de phénanthréquinone est spécifié pour être de 0,7% en masse. Ceci semble être le cas pour les échantillons de 1 à 3 qui sont de couleur jaune foncé, mais pas pour l'échantillon 4 qui est plus clair, donc certainement moins dopé. D'autre part, le dopage

ne semble pas être uniforme, en particulier sur les échantillons 1 et 2, où l'un des bords est plus foncé que le reste de l'échantillon.

La transmission de l'échantillon 1 en fonction de la longueur d'onde incidente a été mesurée par G. Roger à l'Institut d'Optique (Figure III-14). Cette mesure a été réalisée sur une petite surface de l'échantillon en balayant une plage de longueurs d'onde de 400 nm à 1200 nm.

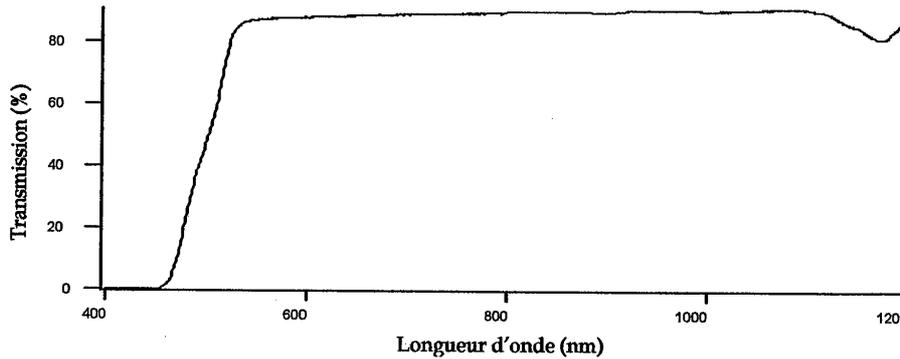


Figure III-14. Transmission d'un échantillon de PQ:PMMA en fonction de la longueur d'onde.

La mesure de la transmission n'est pas corrigée des pertes de Fresnel aux interfaces dues à l'absence de traitement antireflet sur l'échantillon. Les pertes de Fresnel R à chaque interface PQ:PMMA/air pour un faisceau à incidence nulle sont données par $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \approx 4\%$, soit environ 8% au total sur les deux interfaces. Ce spectre de transmission montre que l'inscription peut se faire autour de 500 nm où l'absorption est assez forte (de l'ordre de 60%). Nous utilisons donc un laser à Argon pour l'inscription des réseaux. On voit aussi que le matériau possède une bonne transparence autour des longueurs d'onde qui nous intéressent. Vers 980 nm, la transmission de l'échantillon sans traitement antireflet est d'environ 90%.

III.3.b. Dimensionnement des réseaux

III.3.b.i. Taille des réseaux

Les diodes utilisées ont une surface émettrice de $1 \mu\text{m}$ par $100 \mu\text{m}$ et un demi-angle de divergence à mi-hauteur du maximum de l'intensité dans le plan parallèle à la jonction d'environ 4° . Le diamètre du faisceau à mi-hauteur du maximum de l'intensité après une propagation sur 4 cm est d'environ $5,6 \text{ mm}$. Comme notre cavité agit sur une moitié du faisceau, nous avons ainsi choisi d'inscrire des réseaux de 5 mm de diamètre pour s'assurer que le réseau puisse agir sur la moitié du faisceau (Figure III-15). Cette taille de réseau convient également pour notre expérience préliminaire utilisant un laser Nd:YVO_4 car le diamètre du faisceau dégradé à mi-hauteur du maximum de l'intensité est de l'ordre du mm .

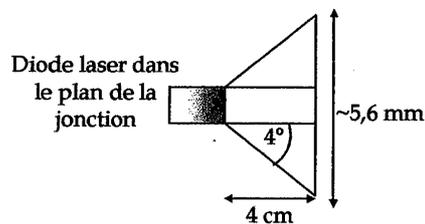


Figure III-15. Dimensionnement des réseaux.

Le dessin n'est pas à l'échelle.

III.3.b.ii. Pas des franges et angle de Bragg

Dans un premier temps, nous réalisons des réseaux avec des franges non inclinées ($\Phi=90^\circ$) et nous ne nous intéressons qu'à la sélectivité angulaire. On a vu au paragraphe III.1.b l'expression de la sélectivité angulaire à mi-hauteur (à l'intérieur du réseau) en fonction du pas des franges et de l'épaisseur du matériau. En dehors du réseau, en tenant compte de la réfraction de Descartes, la sélectivité angulaire à mi-hauteur $\Delta\theta_i$ s'écrit :

$$\Delta\theta_i \approx n_0 \frac{\Lambda}{e} \quad (\text{III.5})$$

n_0 est l'indice de réfraction du matériau, Λ le pas des franges et e l'épaisseur. Comme on souhaite que $\Delta\theta_i$ soit de l'ordre de quelques mrad à quelques dizaines de mrad (voir paragraphe III.2.a), le pas des franges est fixé par l'épaisseur du matériau par :

$$\Lambda \approx \frac{e \cdot \Delta\theta_i}{n_0} \quad (\text{III.6})$$

Comme le pas des franges est fixé, l'angle de Bragg θ_B dans le réseau l'est aussi par la relation de Bragg :

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2n_0 \Lambda} \quad (\text{III.7})$$

Les premiers réseaux ont été inscrits pour obtenir une sélectivité angulaire à mi-hauteur en dehors du réseau $\Delta\theta_1 = 3,5$ mrad. D'après la formule (III.6), on obtient un ordre de grandeur du pas des franges à inscrire pour les différents échantillons. Cet ordre de grandeur est de 2 à 6 μm , ce qui nous permet de dimensionner le montage d'inscription.

III.3.c. Montage d'inscription

Le montage d'inscription est représenté sur la Figure III-16. Le laser utilisé nous a été prêté par le groupe Matériaux Non Linéaires et Applications de l'Institut d'Optique, que nous remercions d'ailleurs très vivement. Il s'agit d'un laser de marque Coherent (Modèle Innova 90-5) qui peut délivrer une puissance continue de 2 W à 488 nm ou 514 nm dans un faisceau monomode longitudinal. L'émission laser est polarisée verticalement. Le faisceau de sortie est TEM_{00} et a un diamètre à $1/e^2$ du maximum de l'intensité de 1,5 mm ainsi qu'un demi-angle de divergence à $1/e^2$ de 0,5 mrad. Un système afocal de grossissement $\times 10,6$ étend le faisceau collimaté issu du laser à Argon et un diaphragme permet de régler la taille des faisceaux d'inscription et donc des réseaux inscrits. Le faisceau est séparé par un cube

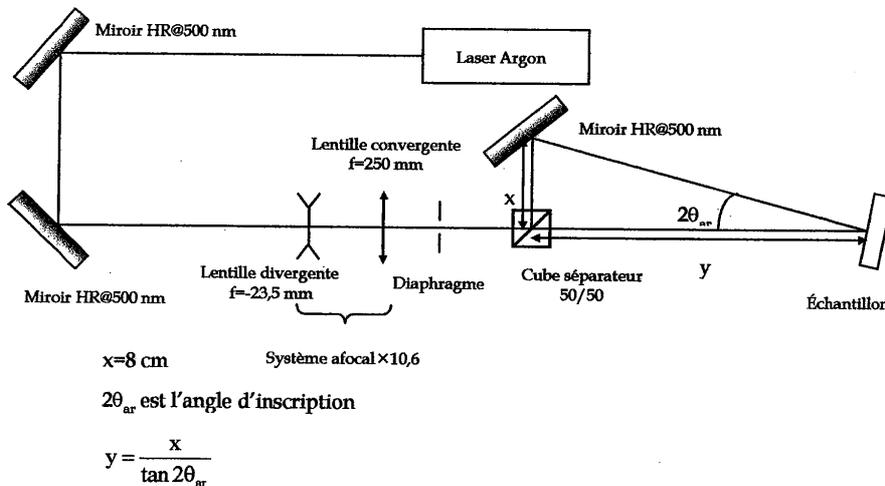


Figure III-16. Montage d'inscription. HR@500 nm=haute réflectivité autour de 500 nm.

séparateur d'intensité 50/50 et les deux bras, d'égale puissance¹, viennent interférer dans l'échantillon avec un angle d'inscription en dehors du réseau $2\theta_{ar}$. La distance x entre le cube séparateur et le miroir M1 est fixée à 8 cm. Le pas des franges dans le réseau s'écrit :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{ar}}{2\sin\theta_{ar}}, \text{ où } \lambda_{ar} \text{ est la longueur d'onde du laser à Argon. La distance } y \text{ entre le cube}$$

séparateur et l'échantillon détermine l'angle entre les deux bras de l'interféromètre et donc le pas des franges : $y = \frac{x}{\tan 2\theta_{ar}}$.

Procédure d'inscription des réseaux :

Le montage d'inscription est réalisé sur un marbre protégé latéralement par des vitres en plexiglas pour assurer une bonne stabilité des franges. On fait interférer les deux faisceaux à la distance y du cube séparateur. Par précaution nous vérifions avant chaque inscription la stabilité des franges à l'aide d'un objectif de microscope $\times 30$ projetant sur un mur l'image des franges. Puis nous coupons les faisceaux d'inscription et plaçons l'échantillon à la position des franges repérée par la distance y . Dans tous nos montages, l'échantillon est maintenu sur un support possédant une translation verticale et une translation latérale permettant, entre chaque inscription, de changer l'emplacement de chaque réseau gravé. De plus, ce support possède une rotation avec un réglage grossier et un réglage fin (de 0,3 mrad de précision).

III.3.d. Précisions sur l'efficacité de diffraction et sur la modulation de l'indice

III.3.d.i. Définition de l'efficacité de diffraction mesurée

Les efficacités de diffraction ont été mesurées à plusieurs longueurs d'onde différentes (633 nm, 980 nm et 1064 nm). Les lasers qui ont servi à ces mesures sont des sources laser monomodes spatiales décrites dans l'annexe 1. Nous précisons dans ce paragraphe la mesure des efficacités de diffraction.

Les inhomogénéités des échantillons introduisent des pertes sur les faisceaux, principalement par diffusion (ce qu'on peut constater à l'œil nu avec un laser He-Ne). On note α ces pertes par unité de longueur. De plus, les échantillons n'ont pas de traitement antireflet, ce qui donne des pertes de Fresnel R à chaque interface d'environ 4%.

Pour chaque mesure d'efficacité de diffraction, nous mesurons la puissance incidente P_0 et la puissance transmise P_1 pour une incidence nulle sur le réseau (il n'y a ainsi pas d'onde

¹ Nous avons constaté expérimentalement que cette condition, donnant le plus fort contraste des franges, apporte les meilleures efficacités de diffraction.

diffractée). On a donc : $P_1 = \exp(-\alpha e) \cdot (1-R)^2 \cdot P_0$, où e est l'épaisseur de l'échantillon. Ceci permet d'en déduire α :

$$\alpha = \frac{1}{e} \ln \left((1-R)^2 \cdot \frac{P_0}{P_1} \right).$$

Nous plaçons le réseau à l'angle de Bragg, qui est obtenu pour une puissance maximale du faisceau diffracté P_d . La puissance du faisceau transmis notée P_t est alors minimale.

Nous obtenons expérimentalement que $P_d + P_t = P_1$. L'efficacité de diffraction η' tenant compte des pertes s'écrit : $\eta' = \frac{P_d}{P_0} = (1-R)^2 \cdot \exp\left(\frac{-2\alpha e}{\cos\theta_B}\right) \cdot \eta$ où θ_B est l'angle de Bragg et η est l'efficacité de diffraction du matériau sans pertes. Expérimentalement, η est obtenue en mesurant P_d et

$$P_t: \eta = \frac{P_d}{P_d + P_t}. \text{ C'est cette valeur que nous utilisons.}$$

L'erreur sur l'efficacité de diffraction mesurée est estimée à $\pm 0,1 \times \eta\%$.

Dans sa théorie des ondes couplées, Kögelnik démontre que les pertes du réseau n'introduisent pas de modification de la sélectivité angulaire, seul l'angle de Bragg est légèrement changé [Kögelnik,69].

III.3.d.ii. Détermination de l'amplitude de modulation de l'indice

Le paramètre de l'amplitude de modulation de l'indice n_1 est intéressant car il est représentatif du phénomène physico-chimique qui se produit lors de l'inscription. À l'angle de Bragg et pour des franges non inclinées, l'efficacité de diffraction η_λ à la longueur d'onde

λ est donnée par la formule : $\eta_\lambda = \sin^2 \frac{\pi n_1 e}{\lambda \cos\theta_{B,\lambda}}$, où $\theta_{B,\lambda}$ est l'angle de Bragg à la longueur

d'onde λ et e est l'épaisseur du matériau. Nous avons représenté sur la Figure III-18 l'efficacité de diffraction théorique à l'angle de Bragg à 633 nm, 980 nm et 1064 nm en fonction de la modulation de l'indice n_1 pour un pas des franges de 3 μm et une épaisseur de 1,3 mm. Pour une longueur d'onde de lecture λ , l'efficacité maximale à l'angle de Bragg est

obtenue pour $\frac{\pi n_1 e}{\lambda \cos\theta_{B,\lambda}} = \frac{\pi}{2}$. Au-delà de cette valeur, l'indice du matériau est surmodulé

pour la longueur d'onde λ .

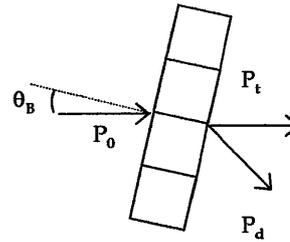
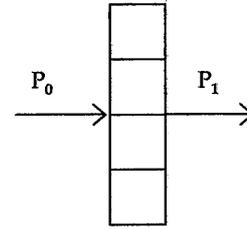


Figure III-17. Mesure de l'efficacité de diffraction.

Selon les travaux de Booth, on peut savoir si on a une surmodulation grâce à l'allure de la courbe de sélectivité angulaire à la longueur d'onde λ : si cette courbe présente plusieurs maxima de même ordre de grandeur et/ou un creux à l'angle de Bragg, alors l'indice est surmodulé [Booth,75]. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si la courbe de sélectivité angulaire ne présente qu'un maximum (avec éventuellement des lobes secondaires mais d'intensité beaucoup plus faible), alors l'indice du matériau est faiblement sous modulé. En pratique, nous sommes toujours dans ce dernier cas, ce que nous vérifions en balayant une plage angulaire autour de l'angle de Bragg et en observant un seul pic d'intensité diffracté. On peut ainsi déduire de la mesure de l'efficacité de diffraction à l'angle de Bragg la modulation de l'indice à la longueur d'onde λ : $n_1 = \frac{\lambda \cos \theta_{B,\lambda}}{\pi e} \arcsin(\sqrt{n_\lambda})$.¹

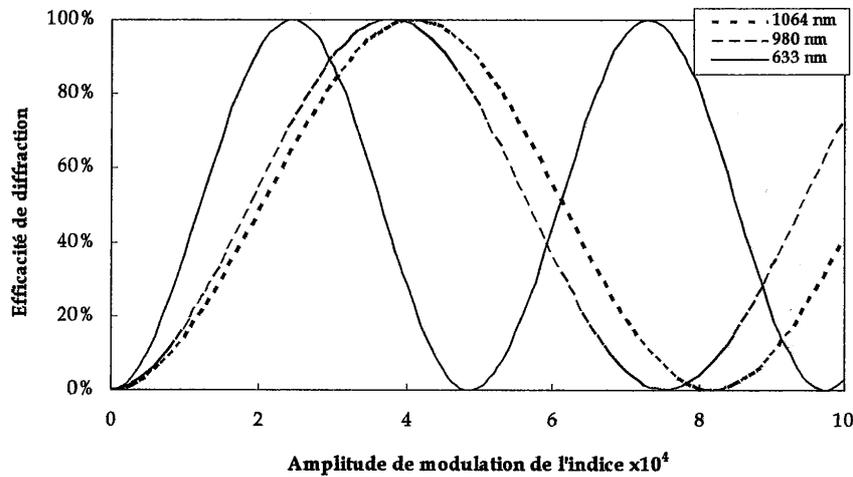


Figure III-18. Efficacité de diffraction en fonction de l'amplitude de l'indice de modulation à plusieurs longueurs d'onde différentes.

La Figure III-18 montre également que l'amplitude de modulation de l'indice nécessaire pour obtenir une efficacité de diffraction maximale augmente avec la longueur d'onde de lecture : cette modulation doit être environ 3 fois plus grande vers 980 nm et 1064 nm qu'à 633 nm.

¹ Plus précisément, l'épaisseur qui intervient dans ce calcul est e_r , l'épaisseur du matériau qui a été effectivement gravée. On peut estimer e_r en mesurant la largeur à mi-hauteur de la courbe de sélectivité angulaire $\Delta\theta_i$ à

l'extérieur du matériau et en déduire e_r par : $e_r = \frac{n_0 \Lambda}{\Delta\theta_i}$ (n_0 : indice du matériau ; Λ : pas des franges). Dans nos

réseaux, nous n'avons pas noté de différence significative entre l'épaisseur inscrite et celle des matériaux, e , ce qui montre en particulier que les effets de rétrécissement sont bien négligeables. Nous utilisons donc e pour le calcul de la modulation de l'indice.

Comme la modulation de l'indice est une fonction de l'énergie d'exposition, on peut prévoir qu'on aura besoin d'une plus forte énergie d'exposition pour optimiser l'efficacité de diffraction à 980 nm et 1064 nm qu'à 633 nm. Enfin, les maxima d'efficacité de diffraction à 980 nm et 1064 nm sont obtenus pour des valeurs très proches de l'amplitude de modulation de l'indice.

III.3.e. Recherche des conditions optimales d'inscription

III.3.e.i. Optimisation de la longueur d'onde d'inscription

En prévision du nombre de réseaux à inscrire et compte tenu de la quantité limitée d'échantillons, nous avons dans un premier temps réduit la taille des réseaux inscrits à un diamètre d'environ 2,5 mm. Cette taille est suffisante pour notre expérience préliminaire (voir paragraphe III.3.b.i). En vue de cette expérience, nous avons cherché à optimiser l'efficacité de diffraction à 1064 nm en variant tout d'abord la longueur d'onde d'inscription puis le temps d'exposition.

Nous avons réalisé plusieurs réseaux de même diamètre sur l'échantillon 1 à 488 nm, 496 nm et 514 nm pour une énergie déposée d'environ 2 J/cm². La puissance totale déposée est de 1,6 mW. Le temps d'exposition est de 60 s. Les caractéristiques des réseaux inscrits (angle de Bragg, pas) et du montage d'inscription (angle d'inscription) sont résumées dans l'annexe 2. La Figure III-19 montre les efficacités de diffraction obtenues à 1064 nm aux différentes longueurs d'onde

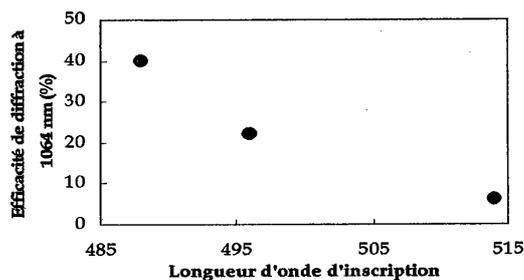


Figure III-19. Efficacité de diffraction à 1064 nm en fonction de la longueur d'onde d'inscription (échantillon 1).

d'inscription. Nous avons comparé les amplitudes de modulation d'indice à 1064 nm qui résultent des différentes longueurs d'onde d'exposition. Ceci nous permet de calculer la photosensibilité du matériau à 1064 nm en fonction de la longueur d'onde d'exposition. La photosensibilité s'écrit : n_1 /énergie déposée. Les résultats sont résumés dans le Tableau III-2.

Longueur d'onde d'exposition (nm)	488	496	514
n_1	$1,8 \times 10^{-4}$	$1,3 \times 10^{-4}$	$0,7 \times 10^{-4}$
Photosensibilité ($J^{-1} \cdot cm^2$)	$0,9 \times 10^{-4}$	$0,65 \times 10^{-4}$	$0,35 \times 10^{-5}$

Tableau III-2. Évolution de la photosensibilité en fonction de la longueur d'onde d'inscription (échantillon 1).

Ce tableau montre que la réponse de l'échantillon 1 est bien meilleure à la longueur d'onde d'inscription de 488 nm. Avec un matériau provenant de Caltech et pour une longueur d'onde de lecture de 633 nm, Steckman et col. obtiennent une amplitude de modulation de l'indice de $1,6 \times 10^{-4}$ et une photosensibilité de $1,6 \times 10^{-4} J^{-1} \cdot cm^2$ à 488 nm [Steckman,98]. Il est difficile de comparer ces résultats avec les nôtres, la longueur d'onde de lecture étant différente. On peut cependant constater que les ordres de grandeur obtenus sont les mêmes.

Nous avons choisi d'inscrire nos réseaux à 488 nm.

III.3.e.ii. Inscription de réseaux fonctionnant à 1064 nm

Nous avons inscrit plusieurs réseaux sur l'échantillon 2 en faisant varier les temps d'exposition de 30 s à 180 s, ce qui correspond à des énergies déposées variant de $2,6 J/cm^2$ à $15,7 J/cm^2$. La puissance totale déposée est de 4,2 mW. Les caractéristiques des réseaux et les paramètres d'inscription sont résumés dans l'annexe 2.

La Figure III-20 montre l'efficacité de diffraction de ces réseaux à 1064 nm. La plus forte efficacité de diffraction a été obtenue pour une énergie déposée de $15,7 J/cm^2$ et vaut 85% (sans tenir compte des pertes de Fresnel et de la diffusion). Nous avons également représenté Figure III-21 l'amplitude de modulation de l'indice en fonction de l'énergie déposée. L'amplitude de l'indice de modulation maximale est de $4,1 \times 10^{-4}$.

L'énergie déposée à 488 nm qui donne lieu à la meilleure efficacité de diffraction à 1064 nm est de $15,7 J/cm^2$. L'efficacité obtenue, sans tenir compte des pertes de Fresnel et de la diffusion, est de 85% à 1064 nm. On appelle le réseau ainsi gravé « Réseau 1 ».

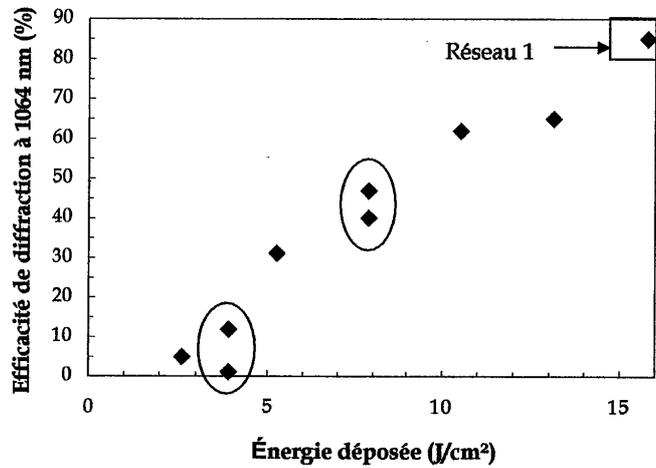


Figure III-20. Efficacité de diffraction à 1064 nm en fonction de l'énergie déposée à 488 nm (échantillon 2)
Les deux cercles montrent deux réseaux inscrits avec la même énergie, mais à des endroits différents.

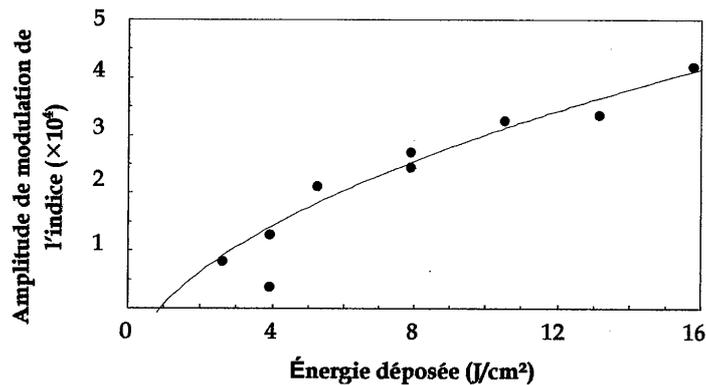


Figure III-21. Amplitude de modulation de l'indice à 1064 nm en fonction de l'énergie déposée (échantillon 2).
En rouge, courbe de tendance.

III.3.e.iii. Inscription de réseaux fonctionnant à 980 nm

Nous avons continué nos inscriptions sur l'échantillon 3. Dans la perspective d'être utilisés avec une diode laser en cavité externe, les réseaux inscrits sont plus larges que précédemment et ont pour diamètre 5,5 mm (voir paragraphe III.3.b.i). Les caractéristiques des réseaux et les paramètres d'inscription sont résumés dans l'annexe 2. Nous connaissons par l'expérience précédente l'énergie optimale qu'il faut déposer pour obtenir une forte efficacité de diffraction à 1064 nm (15,7 J/cm²). Sachant que l'énergie optimale à déposer

pour obtenir une forte efficacité de diffraction à 980 nm est proche de cette valeur, nous avons balayé une gamme d'énergie déposée de part et d'autre de 15 J/cm^2 , en faisant varier les temps d'exposition à 488 nm de 30 s à 300 s, ce qui correspond à des énergies déposées allant de $2,5 \text{ J/cm}^2$ à 25 J/cm^2 . La puissance totale déposée est de 20 mW. Les résultats sont résumés sur la Figure III-22.

Nous avons représenté l'efficacité de diffraction de chacun des réseaux à 980 nm. L'énergie déposée qui donne la meilleure efficacité de diffraction à 980 nm est de 15 J/cm^2 , ce qui correspond à un temps d'exposition de 180 s. Au-delà du temps d'exposition de 180 s, l'efficacité de diffraction décroît. Pour chaque réseau, nous vérifions que l'indice du matériau n'est pas surmodulé en examinant l'allure des courbes de sélectivité angulaire. La chute d'efficacité peut ainsi être attribuée à une chute de l'amplitude de modulation de l'indice. Cette décroissance peut avoir plusieurs explications. D'une part, il est difficile d'assurer la stabilité des franges pour des temps d'exposition trop longs. Il est ainsi possible que les franges soient brouillées, ce qui peut entraîner une diminution de l'amplitude de modulation de l'indice. D'autre part, une trop longue exposition peut générer des phénomènes de diffusion de lumière qui affectent le contraste des franges et donc l'efficacité de diffraction. Dans les deux cas, la chute d'efficacité donne un ordre de grandeur de la valeur du temps d'exposition à ne pas dépasser. On peut estimer ce temps à environ 180 s.

À titre de comparaison nous avons également mesuré les efficacités de diffraction à 633 nm

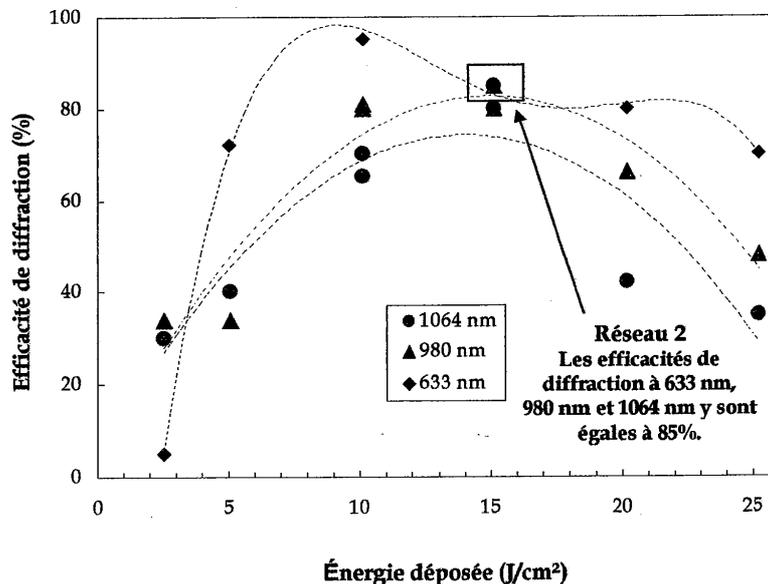


Figure III-22. Efficacités de diffraction à 633 nm, 980 nm et 1064 nm en fonction de l'énergie déposée à 488 nm (échantillon 3). Les courbes en pointillés sont des courbes de tendance (et non des ajustements).

et à 1064 nm (Figure III-22). On peut voir que les efficacités de diffraction maximales à 980 nm et 1064 nm sont à peu près obtenues pour la même valeur de l'énergie déposée (environ 15 J/cm²). L'efficacité de diffraction maximale à 633 nm est obtenue pour une énergie déposée plus faible, conformément à la théorie. Ces courbes montrent aussi que les réseaux sont très peu sélectifs spectralement. La sélectivité spectrale théorique est de 46 nm, mais il suffit d'une inclinaison des franges de 91° pour que la sélectivité spectrale atteigne 106 nm (la sélectivité angulaire restant de l'ordre de quelques mrad).

Pour terminer cette comparaison nous avons représenté l'évolution de l'amplitude de l'indice de modulation en fonction de l'énergie déposée pour les différentes longueurs d'onde (Figure III-23). L'amplitude de modulation de l'indice maximale est obtenue à 980 nm et 1064 nm pour une énergie déposée de 15 J/cm² et vaut $1,5 \times 10^4$. Cette courbe montre que l'amplitude de modulation d'indice nécessaire à une forte efficacité de diffraction est en effet plus petite à 633 nm qu'à 980 nm et 1064 nm, comme on l'a vu au paragraphe III.3.d.ii.

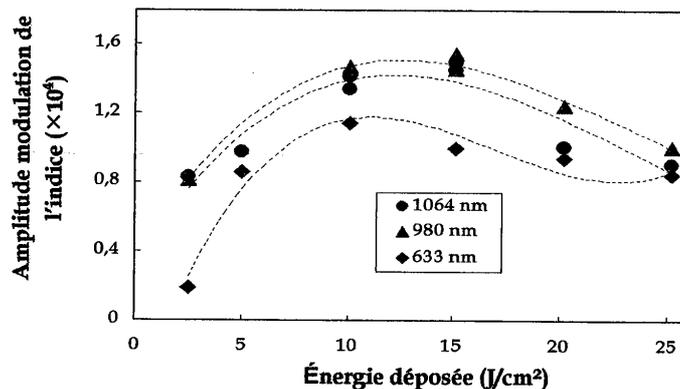


Figure III-23. Indice de modulation en fonction de l'énergie déposée pour différentes longueurs d'onde. Les courbes en pointillés sont des courbes de tendance.

L'énergie déposée à 488 nm qui donne lieu à la meilleure efficacité de diffraction à 980 nm est de 15 J/cm². L'efficacité obtenue, sans tenir compte des pertes de Fresnel et de la diffusion, est de 85% à 980 nm (et 1064 nm). On appelle le réseau ainsi gravé « Réseau 2 ».

III.3.f. Évolution avec le temps

L'une des principales caractéristiques des réseaux inscrits dans du PQ:PMMA est l'amélioration de l'efficacité de diffraction lorsqu'on place le réseau dans l'obscurité après son inscription. Il est intéressant d'étudier l'évolution avec le temps de l'efficacité de diffraction. Nous avons caractérisé cette évolution sur une échelle de temps assez longue pour plusieurs réseaux inscrits dans l'échantillon 3 avec différentes énergies déposées. Les

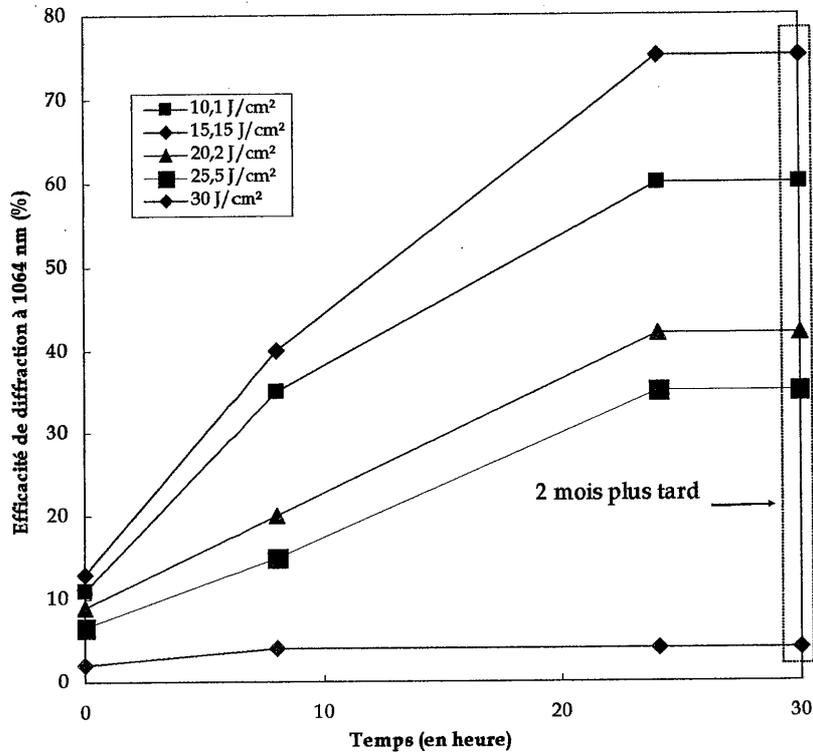


Figure III-24. Évolution de l'efficacité de diffraction à 1064 nm en fonction du temps pour différentes énergies déposées (échantillon 3).

Les courbes de la Figure III-24 montrent qu'immédiatement après l'inscription, l'efficacité de diffraction est faible et atteint au maximum 13%. Les efficacités de diffraction augmentent ensuite selon l'énergie déposée, avec un optimum pour une énergie déposée de 15,15 J/cm².

Au-delà de 30 J/cm², cette augmentation est très faible et le réseau ne diffracte presque pas. Dans tous les cas, on observe une saturation de l'efficacité de diffraction au bout d'une journée environ. Ces courbes montrent de plus une bonne stabilité dans le temps des réseaux inscrits. L'efficacité de diffraction maximale obtenue correspond au réseau qui diffractait le plus juste après l'inscription (13%). Il serait intéressant de contrôler l'efficacité de diffraction pendant l'inscription grâce à un laser incident sur l'échantillon à l'angle de Bragg et de stopper les faisceaux d'inscription dès qu'on atteint cette valeur de 13%.

III.3.g. Performances obtenues après optimisation

Nous avons inscrit plusieurs réseaux à 488 nm de sélectivités angulaires différentes en faisant varier le pas du réseau. Les efficacités de diffraction et les largeurs à mi-hauteur des courbes de sélectivité sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

Nom du réseau	Réseau 1	Réseau 2	Réseau 3	Réseau 4
N° de l'échantillon	2	3	3	3
Diamètre (mm)	2,5	5,5	5,5	5,5
Efficacité de diffraction à 980 nm	85%	85%	75%	77%
Efficacité de diffraction à 1064 nm	85%	85%		
Pas	2 μm	6 μm	18 μm	35 μm
Largeur à mi-hauteur de la courbe de sélectivité angulaire	3,6 mrad	4 mrad	12 mrad	22 mrad

Tableau III-3. Résumé des performances.

Nous avons représenté les courbes de sélectivité angulaire du réseau 1 à 1064 nm (Figure III-25) et du réseau 2 à 980 nm (Figure III-26). Les courbes de sélectivité angulaire ont été réalisées en mesurant la puissance du faisceau diffracté en fonction de l'écart à l'angle de Bragg. L'erreur sur la largeur à mi-hauteur des courbes de sélectivité angulaire est estimée à $\pm 0,5$ mrad. La largeur à mi-hauteur de la courbe de sélectivité angulaire du réseau 1 est d'environ 3,6 mrad. Celle du réseau 2 est d'environ 4 mrad. Ces valeurs sont satisfaisantes car elles correspondent bien à la largeur angulaire à mi-hauteur que nous avons cherchée à obtenir (3,5 mrad). Elles indiquent de plus que l'épaisseur des réseaux inscrits est très proche de l'épaisseur des échantillons.

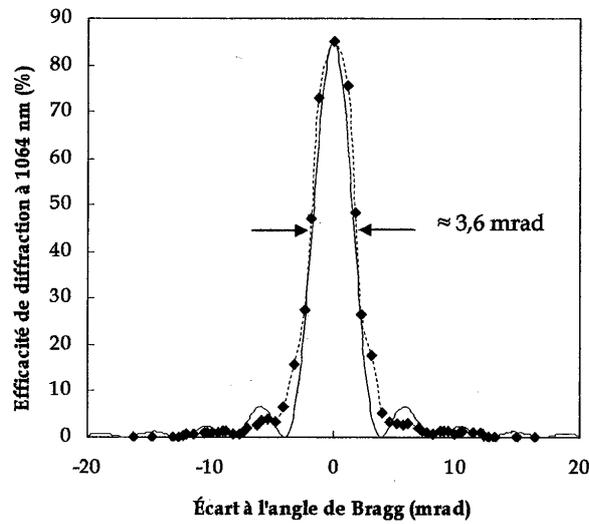


Figure III-25. Courbe de sélectivité angulaire du réseau 1 (échantillon n°2). En trait plein, courbe théorique. Les losanges représentent les valeurs expérimentales, reliés par un trait pointillé. L'angle de Bragg en dehors du réseau à 1064 nm vaut 15° . Les franges sont non inclinées ($\Phi=90^\circ$). Le pas des franges est de $2 \mu\text{m}$.

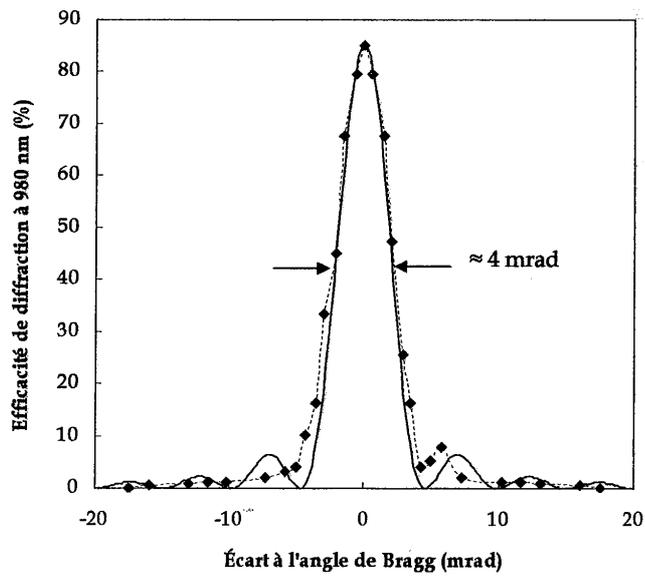


Figure III-26. Courbe de sélectivité angulaire du réseau 2 (échantillon n°3). En trait plein, courbe théorique. Les losanges représentent les valeurs expérimentales, reliés par un trait pointillé. L'angle de Bragg en dehors du réseau à 980 nm vaut $4,5^\circ$. Les franges sont non inclinées ($\Phi=90^\circ$). Le pas des franges est de $6 \mu\text{m}$.

III.3.h. Imagerie d'absorption

Afin d'illustrer l'influence des inhomogénéités dans les échantillons, nous avons inscrit des réseaux à des emplacements différents avec des conditions d'inscription identiques (même énergie déposée, même diamètre de réseau). Les résultats sont indiqués sur la Figure III-20 par la présence de deux cercles et montrent une différence d'efficacité de diffraction pouvant être assez importante. Suivant l'emplacement sur l'échantillon, l'efficacité de diffraction varie de 1% à 12% pour le réseau inscrit avec une énergie de 4 J/cm² et de 40% à 47% pour le réseau inscrit avec une énergie de 8 J/cm².

Suspectant une inhomogénéité dans le dopage en molécules de phénanthréquinone, nous avons réalisé des mesures d'absorption aux longueurs d'onde d'inscription sur les échantillons complets (et non sur une petite fraction, comme il a été fait sur l'échantillon 1 (voir paragraphe III.3.a)).

La méthode employée pour réaliser les mesures d'absorption est décrite dans l'annexe 3. Les images obtenues sont représentées sur les figures suivantes (Figure III-27, Figure III-28, Figure III-29 et Figure III-30). Les zones claires correspondent aux zones de forte absorption tandis que les zones sombres correspondent aux zones de forte transparence. On peut repérer sur ces cartographies les emplacements des différents réseaux inscrits par des disques sombres. En effet, après l'inscription, les molécules de phénanthréquinone ont majoritairement réagi et de ce fait la transparence aux longueurs d'onde d'inscription augmente. Nous avons également tracé la transmission à 476 nm, 488 nm et 514 nm de différentes zones des échantillons. Chaque point est une moyenne sur 10 pixels dans le sens de la petite dimension de la zone sélectionnée, représentée par un rectangle sur les cartographies. Les courbes de transmission mettent en évidence l'inhomogénéité d'absorption au sein d'un même échantillon en particulier dans les zones foncées (en blanc sur les images) ainsi que l'inhomogénéité d'absorption à une même longueur d'onde entre les différents échantillons. Par exemple, à 488 nm, la transmission mesurée varie d'environ 35% (en bas de la zone C3-B3 de l'échantillon 3) à environ 70% dans l'échantillon 4.

Les échantillons n'étant pas traités antireflet, il faut prendre en compte les pertes de Fresnel R aux interfaces pour connaître l'absorption réelle. Pour une longueur d'onde donnée, la transmission mesurée T_{mes} s'écrit : $T_{mes} = (1-R)^2 \cdot \exp(-\alpha_{abs}e)$ où R est estimé à 4%, α_{abs} est le coefficient d'absorption et e est l'épaisseur de l'échantillon. Nous avons représenté la position des réseaux 1 et 2 sur les échantillons 2 et 3 (Figure III-29 et Figure III-30). Nous avons mesuré les différentes transmissions au voisinage de ces réseaux. Dans les deux cas, la transmission T_{mes} est d'environ 35% à la longueur d'inscription (488 nm). Le produit $\alpha_{abs}e$ s'écrit $\ln\left(\frac{(1-R)^2}{T_{mes}}\right)$ et vaut 0,97. Ce chiffre, proche de 1, donne une indication sur

l'absorption que doit présenter l'échantillon à la longueur d'onde d'inscription considérée pour obtenir une forte efficacité de diffraction à 980 nm ou 1064 nm. Les réseaux 3 et 4 (voir Tableau III-3) ont été réalisés en respectant la règle empirique « $\alpha_{abs}e=1$ » et présentent bien une forte efficacité de diffraction.

Pour l'échantillon 4, la transmission minimale est obtenue à 476 nm et vaut environ 60%. L'absorption est d'environ 40% et n'est donc pas assez forte pour satisfaire le critère $\alpha_{abs}e=1$. Les échantillons inscrits à 476 nm dans cet échantillon ne diffractent d'ailleurs presque pas (quelques pourcents au maximum). Dans cet échantillon, nous avons fait des essais d'inscription à 457 nm (où l'absorption est estimée à 60% par extrapolation) mais la puissance délivrée par le laser était trop faible pour avoir des temps d'exposition raisonnables. Il serait cependant intéressant de voir si le critère empirique « $\alpha_{abs}e=1$ » est valable pour optimiser l'efficacité de diffraction à 980 nm et 1064 nm à toutes les longueurs d'onde où le matériau est absorbant.

On peut désormais considérer l'énergie absorbée à la longueur d'onde d'inscription pour optimiser l'inscription des réseaux suivants : l'énergie absorbée à 488 nm donnant lieu à la plus forte efficacité de diffraction à 980 nm et 1064 nm est de l'ordre de 10 J/cm^2 .

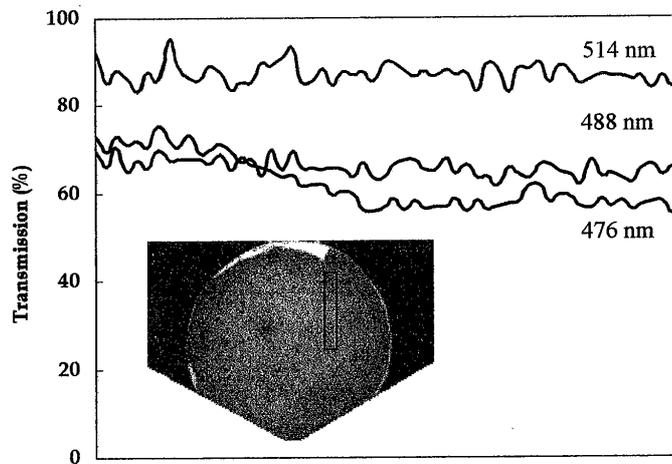


Figure III-27. Image : cartographie de l'échantillon 4 à 476 nm. Courbes : transmission de l'échantillon 4 à 476 nm, 488 nm et 514 nm.

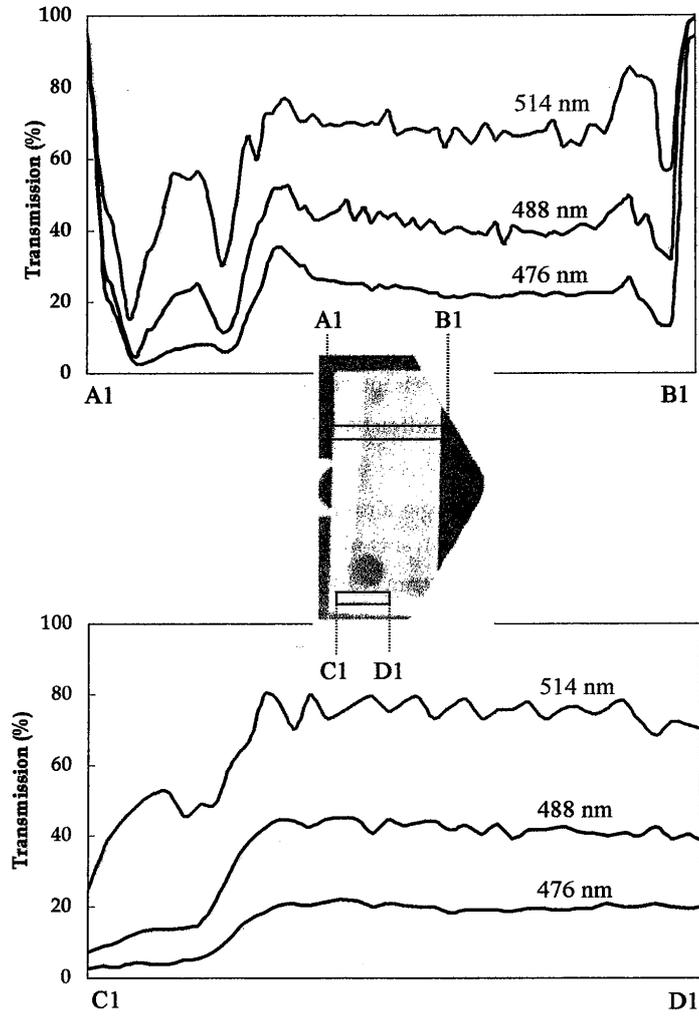


Figure III-28. Image : cartographie de l'échantillon 1 à 476 nm. Courbes : transmission de l'échantillon 1 à 476 nm, 488 nm et 514 nm sur deux zones A1-B1 et C1-D1.

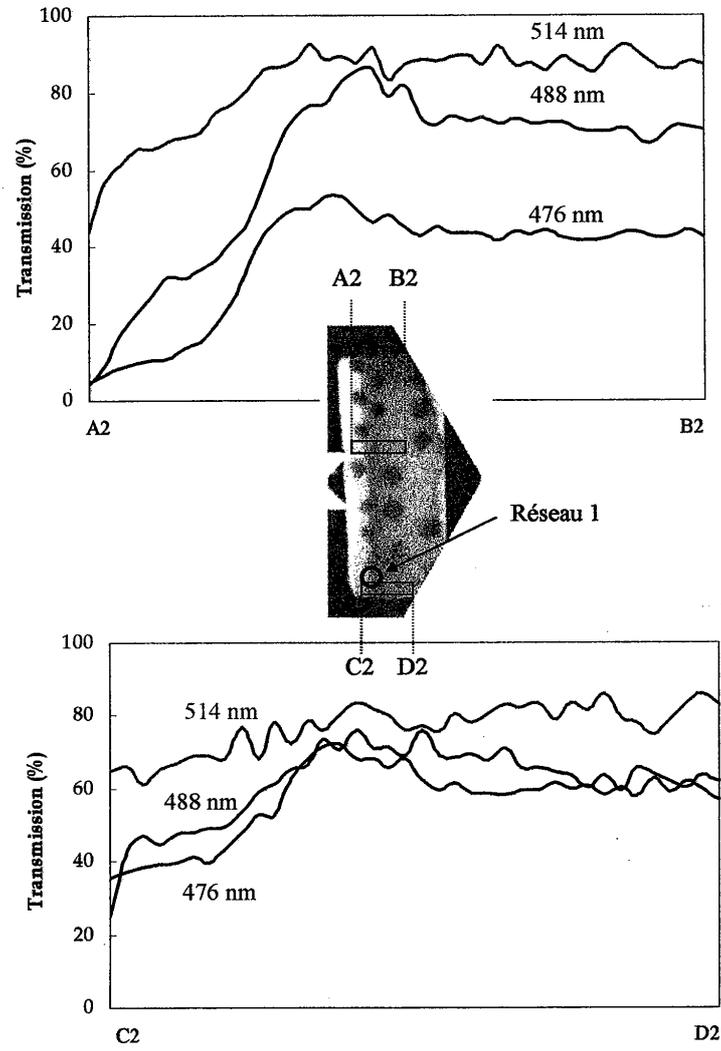


Figure III-29. Image : cartographie de l'échantillon 2 à 476 nm. Courbes : transmission de l'échantillon 2 à 476 nm, 488 nm et 514 nm sur deux zones A2-B2 et C2-D2. Cercle orange : réseau 1.

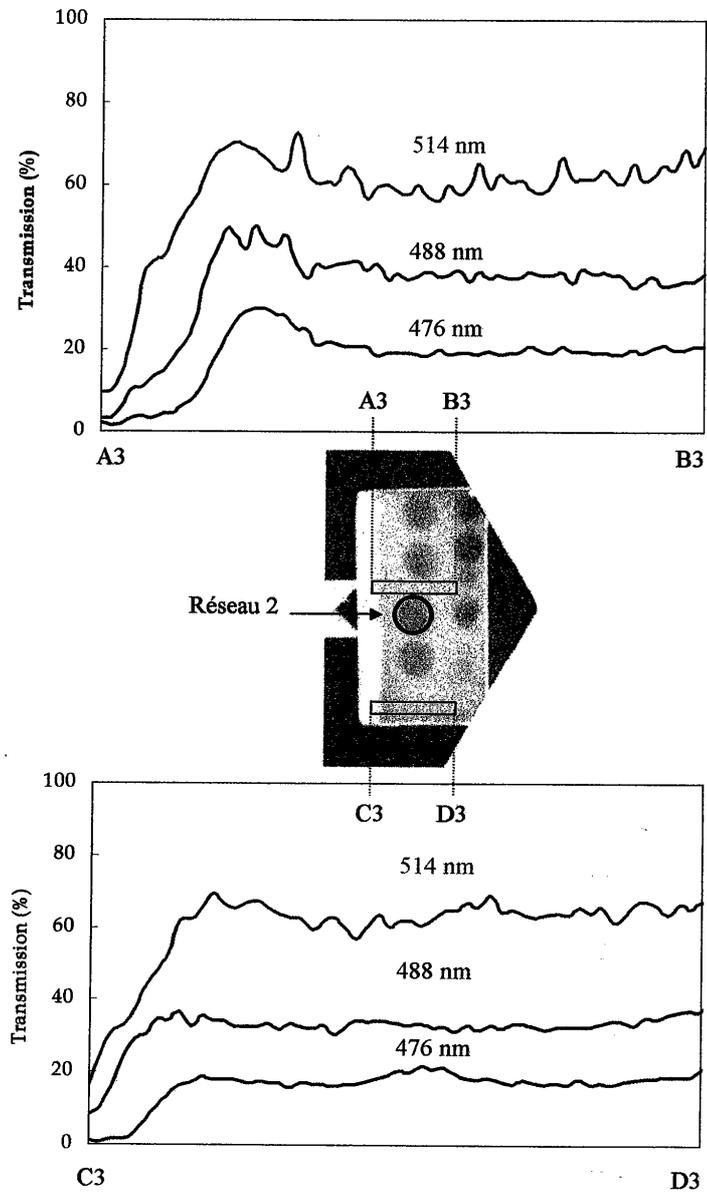


Figure III-30. Image : cartographie de l'échantillon 3 à 476 nm. Courbes : transmission de l'échantillon 3 à 476 nm, 488 nm et 514 nm sur deux zones A3-B3 et C3-D3. Cercle violet : réseau 2.

III.4. Conclusions sur les réseaux et commentaires

Nous avons conçu et réalisé plusieurs réseaux de diffraction dans un nouveau matériau holographique, le PQ:PMMA. Les données sur ce matériau étant peu nombreuses dans la littérature, il a fallu trouver de façon expérimentale les points de fonctionnement donnant lieu aux plus fortes efficacités de diffraction, c'est-à-dire la longueur d'onde d'inscription et l'énergie d'exposition optimales. Nous avons obtenu une efficacité de diffraction de 85% à 980 nm et 1064 nm pour une énergie déposée d'environ 15 J/cm² à 488 nm. La plus forte amplitude de modulation de l'indice obtenue est de $4,1 \times 10^{-4}$ pour l'échantillon 2 et de $1,5 \times 10^{-4}$ pour l'échantillon 3. Sur les surfaces inscrites, les réseaux présentent des efficacités de diffraction homogènes.

La réalisation d'imagerie d'absorption de nos échantillons nous a permis de déterminer un critère empirique concernant l'absorption à la longueur d'onde d'inscription : les réseaux les plus efficaces à 980 nm et 1064 nm ont été inscrits dans des zones où le produit de l'absorption linéique par l'épaisseur du réseau vaut environ 1. L'énergie absorbée optimale vaut environ 10 J/cm² à 488 nm.

En modifiant le pas d'inscription des franges, nous pouvons contrôler de façon assez précise la sélectivité angulaire des réseaux inscrits. Nous avons ainsi réalisé des réseaux de sélectivité angulaire variable, allant de 3,5 mrad à 22 mrad.

Il est assez difficile de comparer les résultats obtenus aux travaux publiés dans la littérature car les réseaux inscrits sont différents des nôtres (pas et/ou épaisseur différents) et les efficacités de diffraction ne sont pas mesurées à 980 nm ni à 1064 nm, mais généralement à 633 nm. Dans [Steckman,98], l'efficacité de diffraction maximale à 633 nm est obtenue pour une énergie d'exposition de 1 J/cm² à 488 nm et vaut environ 75% au bout de 216 heures de cuisson à 55°. L'épaisseur de l'échantillon utilisé (provenant de Caltech, voir III.2.c) est de 1 mm. Cette énergie d'exposition est à comparer à l'énergie d'exposition de 10 J/cm² dont nous avons eu besoin pour obtenir une efficacité de diffraction de 92% à 633 nm dans un échantillon de 2,4 mm d'épaisseur (voir Figure III-22). Même si l'énergie d'exposition que nous avons utilisée reste globalement plus élevée, nous n'avons pas la contrainte d'une longue cuisson, puisque nos réseaux se développent par eux-mêmes dans l'obscurité.

Dans [Mumbru,01], l'efficacité de diffraction maximale à 633 nm dans un échantillon de Caltech de 1 mm d'épaisseur est obtenue pour une énergie déposée de 20 J/cm² à 514 nm et vaut environ 60%. L'énergie d'exposition est ici supérieure à celle que nous avons utilisée, mais la longueur d'onde d'inscription est différente de la nôtre et l'échantillon est plus fin. Mumbru et col. ont aussi inscrit des réseaux dans un matériau provenant du NTCU (même provenance que nos échantillons) et de 2,4 mm d'épaisseur. La longueur d'onde d'inscription

est 514 nm. Pour énergie déposée de $1,5 \text{ J/cm}^2$, les auteurs obtiennent une efficacité de diffraction maximale de 23% (donc inférieure à celle que nous avons obtenue).

En ce qui concerne le PQ:PMMA et à notre connaissance, nous avons obtenu la plus forte efficacité de diffraction à 633 nm (92%), pour comparaison avec les travaux publiés, et de fortes efficacités de diffraction à 980 nm et 1064 nm (85%), ce qui n'a jamais été publié. Ces réseaux ont de plus été obtenus avec des conditions de développement peu contraignantes.

Dans le chapitre suivant, nous allons étudier l'effet du filtrage angulaire de nos réseaux de Bragg insérés dans plusieurs types de cavités laser. La première cavité réalisée est une cavité laser « classique » avec un cristal de Nd:YVO_4 pompé par diode laser, délivrant un faisceau dont le profil spatial a été dégradé volontairement. Puis nous avons placé nos réseaux de Bragg en cavité externe avec une diode laser.

Chapitre IV - Étude de l'effet de filtrage angulaire par les réseaux de Bragg insérés dans des cavités laser

Ce chapitre est consacré à la démonstration expérimentale du principe de filtrage angulaire de faisceaux laser par un réseau de Bragg inséré dans une cavité. Dans un premier temps, afin de simuler la divergence d'un faisceau de diode laser, nous avons réalisé un laser solide pompé par diode dont le faisceau est dégradé spatialement dans une direction. Les résultats obtenus avec ce laser constituent une première étape de validation. Nous avons ensuite appliqué ce même principe à des diodes laser monoruban mises en cavité externe. La réduction notable de la divergence des faisceaux des diodes utilisées nous a conduits à effectuer des premiers tests sur plusieurs émetteurs d'une barrette de diodes laser.

IV.1. Expérience préliminaire

Dans ce paragraphe, nous étudions un laser solide pompé par diode à base de Nd:YVO₄ (encadré 4) dont le faisceau est fortement multimode spatialement dans une direction afin de simuler le faisceau d'une diode laser dans le plan parallèle à la jonction. On s'intéresse ainsi à la divergence du faisceau dans la direction qui est parallèle au plan de la jonction de la diode de pompe. Dans l'autre direction, le faisceau laser est limité par la diffraction.

Définition de la limite de diffraction utilisée dans ce paragraphe :

Nous avons vu dans l'encadré 1 que la limite de diffraction d'une ouverture rectangulaire est bien adaptée pour définir la limite de diffraction d'une diode laser. On considère généralement que le mode fondamental d'une cavité laser stable est le mode fondamental gaussien, appelé mode TEM₀₀. Dans le cas d'un laser solide pompé par diode il est donc naturel d'utiliser la définition de la limite de diffraction d'un faisceau gaussien. Les angles et les tailles des faisceaux seront pris à mi-hauteur de l'intensité pour faciliter les comparaisons. (ce que nous noterons « angle » ou « taille » à 1/2). La limite de diffraction θ_2 donnée par

l'angle de divergence totale à mi-hauteur de l'intensité s'écrit¹ :
$$\theta_2 = 2 \arctan \left(\frac{\ln 2}{2} \cdot \frac{\lambda}{\pi \omega_{1/2}} \right),$$

où $\omega_{1/2}$ est le rayon de col du faisceau à mi-hauteur de l'intensité.

¹ L'expression de θ_2 s'obtient à partir de l'expression plus « connue » de la limite de diffraction à $1/e^2$ donnée

par $\theta_{1/e^2} = \frac{2\lambda}{\pi \omega_{1/e^2}}$, où ω_{1/e^2} est le rayon de col du faisceau à $1/e^2$. La relation entre $\omega_{1/2}$ et ω_{1/e^2}

s'écrit : $\omega_{1/2} = \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \omega_{1/e^2}$. Comme $\frac{\tan \theta_{1/2}}{\tan \theta_{1/e^2}} = \frac{\omega_{1/2}}{\omega_{1/e^2}}$, on peut en déduire θ_2 .

Encadré 4

Généralités sur les lasers solides pompés par diode

• *Cristaux laser très utilisés*

Les cristaux laser pompés par diode sont dopés par des ions de terres rares comme par exemple l'ion néodyme (Nd), l'ion ytterbium (Yb) ou l'ion holmium (Ho). Pour une **émission laser autour de 1 µm, l'ion Nd est le plus couramment utilisé**. La matrice hôte la plus étudiée pour le pompage par diode est le grenat d'yttrium et d'ytterbium (**YAG**). Dans cette matrice, l'ion Nd présente une très forte section efficace d'absorption à **808 nm** qui correspond à la longueur d'onde d'émission des diodes laser commerciales en AsGa/AlGaAs. Cet ion présente également une **raie d'émission laser à 1064 nm** qui correspond à une **transition laser à 4 niveaux**. Les niveaux d'énergie de l'ion Nd dans la matrice de YAG mis en jeu pour cette sont représentés sur la figure ci-dessus.

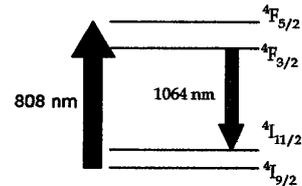


Schéma des niveaux d'énergie de l'ion Nd dans le YAG ou le YVO₄

Les principaux inconvénients du **Nd:YAG** sont l'étroitesse de sa raie d'absorption à 808 nm qui nécessite un contrôle très précis de la longueur d'onde d'émission des diodes laser utilisées et l'impossibilité de doper fortement ce cristal sans faire décroître le temps de fluorescence.

Paramètres	Nd:YAG	Nd:YVO ₄
Section efficace d'absorption@808 nm (10 ⁻²⁰ x cm ²)	4,1	29
Bande d'absorption@808 nm (nm)	1	5
Section efficace d'émission@1064 nm (10 ⁻²⁰ x cm ²)	40	100
Temps de fluorescence (µs)	230	98
Conductivité thermique à 20°C (W/m/K)	14	5

D'autres cristaux ont donc été étudiés pour pallier ces problèmes. Parmi eux, les **cristaux d'orthovanadate d'yttrium dopés au Nd (Nd:YVO₄)** sont à présent très utilisés pour leur large bande d'absorption autour de 808 nm et leur forte section efficace d'émission. Le Nd:YVO₄ présente sensiblement le même schéma de niveaux d'énergie que

le Nd:YAG ainsi que des longueurs d'onde d'absorption et d'émission très proches. Le tableau ci-contre montre les paramètres spectroscopiques de ces deux cristaux.

Les lasers solides pompés par diode à base de Nd:YVO₄ peuvent présenter des gains très importants, ce qui permet l'insertion de fortes pertes dans la cavité. Pour cette raison, nous avons utilisé ce cristal pour des démonstrations de principe (voir le paragraphe suivant et l'annexe 6).

- *Le pompage longitudinal*

Il existe principalement deux types de pompage par diode des cristaux solides, le pompage transverse et le pompage longitudinal. Différentes configurations sont présentées dans [Balembois,94]. On s'intéresse ici au pompage longitudinal, c'est-à-dire lorsque les axes optiques de la pompe et de la cavité laser sont parallèles. Il s'agit du type de pompage le plus fréquemment utilisé pour des diodes laser émettant une puissance de l'ordre de quelques watts. On se place dans le cas où la taille du cristal est assez petite, de l'ordre de quelques mm de long. La taille du mode laser est supposée constante le long du cristal. Le gain laser G sur un simple passage, non saturé et intégré le long du cristal s'écrit :

$$G = \exp\left(\frac{\lambda_p P_{\text{abs}} \cdot \sigma \tau}{hc \cdot A}\right).$$

λ_p est la longueur d'onde de pompe, P_{abs} est la puissance de pompe absorbée dans le cristal, σ est la section efficace d'émission, τ est le temps de fluorescence et A est un paramètre qui rend compte des sections des faisceaux de pompe et du mode de cavité dans le cristal ainsi que de leur recouvrement [Balembois,94].

Cette formule du gain montre deux paramètres très importants à prendre en compte dans la réalisation d'un laser solide pompé par diode. D'une part, les **tailles des faisceaux** de pompe et de mode de cavité dans le cristal doivent être petites (de l'ordre d'une centaine de μm) afin d'avoir un gain suffisamment élevé. D'autre part on doit réaliser un **bon recouvrement** du faisceau de pompe et du mode de cavité dans le cristal afin d'obtenir une bonne efficacité laser, une forte puissance de sortie et un faisceau limité par la diffraction.

De nombreuses études ont été menées pour déterminer le recouvrement optimal [Risk,88], [Fan,90], [Laporta,91]. On peut retenir que dans un laser à quatre niveaux un bon recouvrement est obtenu lorsque la taille du rayon de col du faisceau laser à $1/e^2$ est légèrement supérieure ou égale à la taille du rayon de col du faisceau de pompe à $1/e^2$.

IV.1.a. Conception de la cavité laser

Pour réaliser un laser fortement multimode spatialement, nous avons désadapté les tailles des faisceaux de pompe et laser dans un cristal de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$. Si la taille du faisceau de pompe dans le cristal est supérieure à la taille du TEM_{00} , alors des modes d'ordre supérieur, de plus grosse taille que celle du mode TEM_{00} , seront excités et le faisceau laser sera donc multimode (voir encadré 4).

La cavité réalisée est représentée sur la Figure IV-1 [Yiou,03-a]. Le cristal de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ est un cube de 4 mm d'arête, avec une face traitée haute transmission à 808 nm et haute réflexion à 1064 nm jouant le rôle de miroir d'entrée de la cavité. Des données plus précises sur le cristal de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ et la diode laser utilisés sont présentes dans l'annexe 1. La diode laser possède une surface émettrice de $1 \mu\text{m}$ par $100 \mu\text{m}$ (il s'agit ici de diamètres à $1/e^2$) et peut délivrer une puissance maximale de 2 W à 808 nm. Cette diode laser est réglée en température et

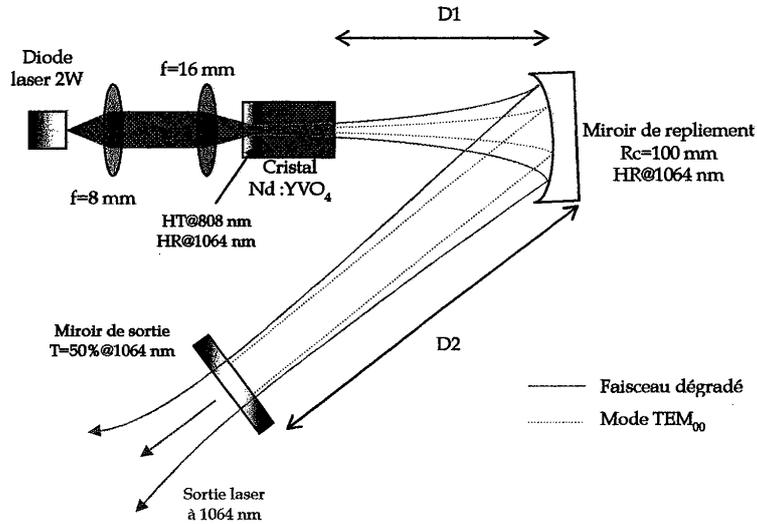


Figure IV-1. Cavité à 3 miroirs du laser de validation. $D1=53 \text{ mm}$; $D2=200 \text{ mm}$. L'angle d'inclinaison du miroir de repliement est de 5° . HR=hautement réfléchissant ; HT=hautement transparent.

donc en longueur d'onde. Sa longueur d'onde d'émission est réglée de façon à optimiser l'absorption de la pompe dans le cristal à puissance de pompe maximale. Ceci est obtenu pour une température de 20°C . L'absorption de la pompe dans le cristal est alors de 96%. Une lentille asphérique moulée de 8 mm de distance focale collimate le faisceau de la diode, puis un objectif de 16 mm de distance focale focalise le faisceau de la diode laser dans le cristal. La transmission des optiques de pompe est de 80%. Le grandissement du système optique est de 2. Les dimensions du faisceau de pompe dans le cristal sont d'environ $1,2 \mu\text{m}$ sur $120 \mu\text{m}$ (précisons qu'il s'agit ici de diamètres à $\frac{1}{2}$). On peut estimer le rayon de col à $\frac{1}{2}$ du faisceau de pompe dans le cristal à $0,6 \mu\text{m}$ sur $60 \mu\text{m}$.

La cavité laser est formée de 3 miroirs. Le miroir de repliement est un miroir concave de 100 mm de rayon de courbure, hautement réfléchissant à 1064 nm. L'angle d'inclinaison de ce miroir est de 5° . Le faisceau est légèrement elliptique, à cause de l'astigmatisme introduit par ce miroir concave incliné. Pour le mode TEM_{00} le rapport du petit axe de l'ellipse sur le grand axe est de l'ordre de 0,95. Le miroir de sortie de la cavité est un miroir plan, d'environ 50% de transmission à 1064 nm. Les distances entre les miroirs sont calculées pour que le rayon de col du mode TEM_{00} dans le cristal soit environ 2 à 3 fois plus petite que la taille

du faisceau de pompe dans la direction parallèle à la jonction de la diode.¹ (soit $\omega_{\text{TEM}_{00}} \approx 25 \mu\text{m}$ à $\frac{1}{2}$).

Le rayon de col à $\frac{1}{2}$ du mode TEM_{00} sur le miroir de sortie est de $160 \mu\text{m}$. Ceci permet de calculer la limite de diffraction dans le bras de sortie du laser qui est de $1,5 \text{ mrad}$ (angle total de divergence à $\frac{1}{2}$).

Transmission du miroir de sortie :

Pour pouvoir comparer les résultats avec et sans réseau de Bragg dans la cavité, la transmission à 1064 nm du miroir de sortie est choisie de façon à s'approcher au maximum des pertes introduites par l'association « réseau de Bragg + miroir hautement réfléchissant à 1064 nm », renvoyant le faisceau diffracté dans la cavité (Figure IV-2). L'efficacité de diffraction maximale obtenue à 1064 nm est de 85% , ce qui donne 15% de pertes sur le faisceau diffracté sur un simple passage (on note $P1$ ces pertes). De plus, nous avons évalué les pertes introduites par le réseau de Bragg 2 sur un faisceau en incidence normale. Ces pertes sont de 15% . Parmi ces 15% de pertes, 8% constituent les pertes de Fresnel aux interfaces non traitées antireflet de l'échantillon (pertes $P2$) et les 7% restants sont attribués à la diffusion dans le matériau (pertes $P3$). Les pertes introduites par ce réseau sur un aller-retour dans la cavité sont donc égales à $1 - [(1 - P1)(1 - P2)(1 - P3)]^2$, qui vaut 47% . L'association du réseau et d'un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm est ainsi équivalente à un miroir de 47% de transmission à 1064 nm , ce qui justifie l'emploi d'un miroir de 50% de transmission à 1064 nm .

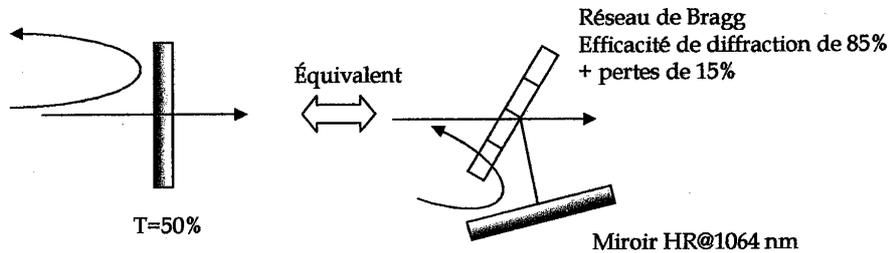


Figure IV-2. Équivalence sur un aller-retour d'un miroir de 50% de transmission et d'un réseau de Bragg + un miroir hautement réfléchissant.

¹ Le logiciel de calcul (*Paraxia*) utilise la méthode de la matrice ABCD pour des faisceaux gaussiens.

IV.1.b. Performances du laser de validation

Nous avons représenté sur la Figure IV-3 la courbe d'efficacité du laser Nd:YVO₄, c'est-à-dire la puissance de sortie du laser à 1064 nm en fonction de la puissance de pompe absorbée à 808 nm. Le seuil d'oscillation du laser est obtenu pour une puissance de pompe absorbée de 300 mW. Pour une puissance absorbée de 1,46 W (correspondant à une puissance de pompe de 1,9 W), la puissance délivrée par le laser est de 325 mW. Ceci donne une pente d'efficacité laser de 28%. Cette efficacité relativement faible est due au mauvais recouvrement

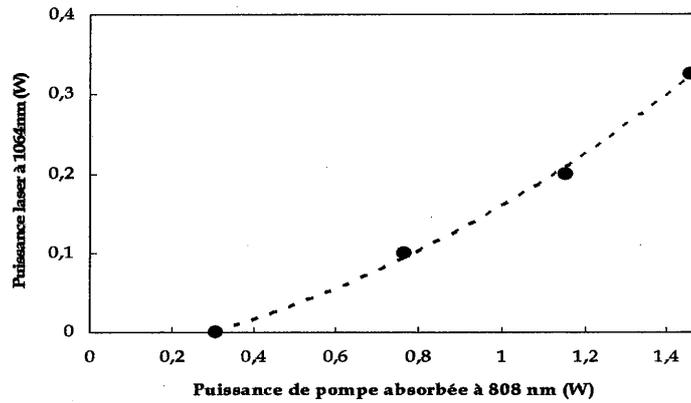


Figure IV-3. Courbe d'efficacité du laser Nd:YVO₄ sans réseau de Bragg intracavité. La transmission du miroir de sortie est de 50%.

(volontaire) des faisceaux pompe et laser dans le cristal.

Nous avons mesuré le profil en champ lointain dans la direction parallèle à la jonction de la

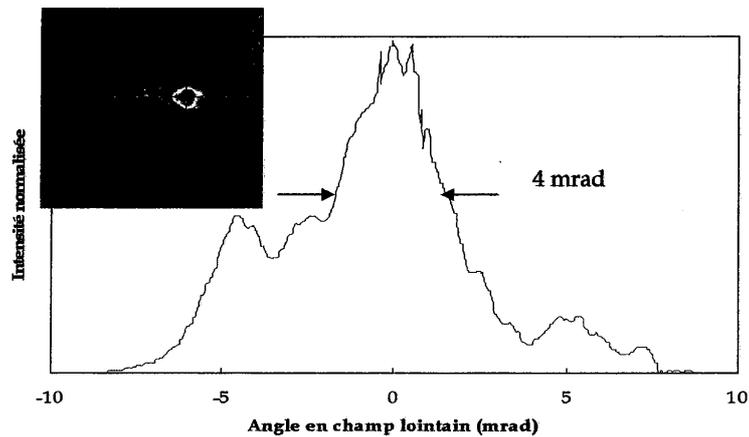


Figure IV-4. Profil en champ lointain du laser Nd:YVO₄. Image 2D du faisceau (en haut, à gauche).

diode à la puissance maximale de 325 mW dans le plan focal image d'une lentille convergente de 200 mm de distance focale (Figure IV-4). La largeur à mi-hauteur de ce profil est d'environ 4 mrad, ce qui vaut 2,7 fois la limite de diffraction (voir paragraphe IV.1.a). Le rayon de col à $\frac{1}{2}$ sur le miroir de sortie est d'environ 160 μm .

Dans la direction perpendiculaire, le faisceau est quasiment limité par la diffraction (voir Figure IV-4). Ce laser simule donc de façon assez réaliste le faisceau d'une diode laser à ruban large.

IV.1.c. Insertion d'un réseau de Bragg dans la cavité

Sans changer les optiques de pompe nous insérons dans la cavité un réseau de Bragg en conservant les distances D1 et D2 (voir Figure IV-1). La technique d'alignement de la cavité est décrite Figure IV-5.

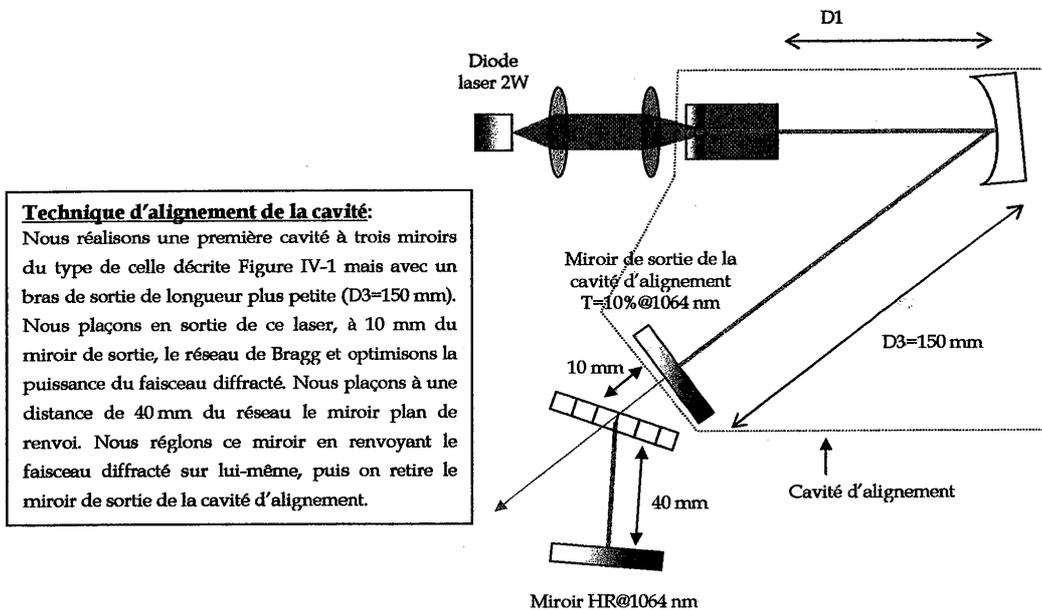


Figure IV-5. Alignement de la cavité.

La sortie laser à 1064 nm se fait sur l'ordre 0 (cette sortie est notée sortie 1 sur la Figure IV-6). Une seconde sortie laser sur l'ordre 0 est obtenue lors du second passage du faisceau dans le réseau (cette sortie est notée sortie 2 sur la Figure IV-6).

Nous avons inséré dans la cavité le réseau 2 et présentons les résultats obtenus en termes d'efficacité laser et de qualité de faisceau.

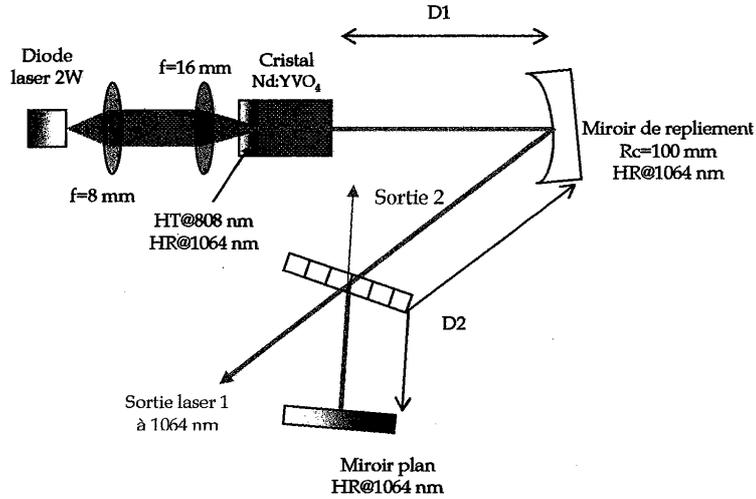


Figure IV-6. Cavité laser avec réseau de Bragg. Les distances $D1$ et $D2$ sont conservées.

IV.1.c.i. Résultats

Le seuil d'oscillation du laser est obtenu pour une puissance de pompe absorbée de 0,61 W. La puissance laser de sortie totale à 1064 nm obtenue pour une puissance de pompe absorbée de 1,46 W est de 195 mW. La pente d'efficacité laser est de 23% (voir Figure IV-7). La puissance de sortie est plus faible que dans le cas du laser Nd:YVO₄ sans réseau intracavité, témoignant d'un recouvrement non optimisé du faisceau de pompe et du faisceau de cavité filtré par le réseau.

Nous avons relevé le profil en champ lointain du faisceau laser avec réseau de Bragg dans la cavité à la puissance de sortie maximale de 195 mW (Figure IV-8). La largeur à mi-hauteur du profil d'intensité est réduite de 4 mrad à environ 1,6 mrad, ce qui correspond à 1,1 fois la

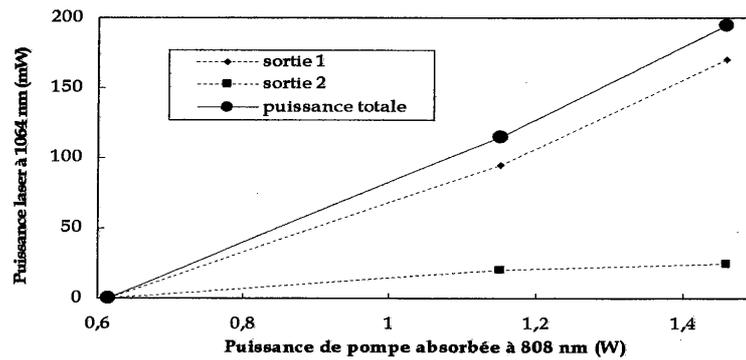


Figure IV-7. Courbe d'efficacité laser à 1064 nm avec le réseau 2 dans la cavité.

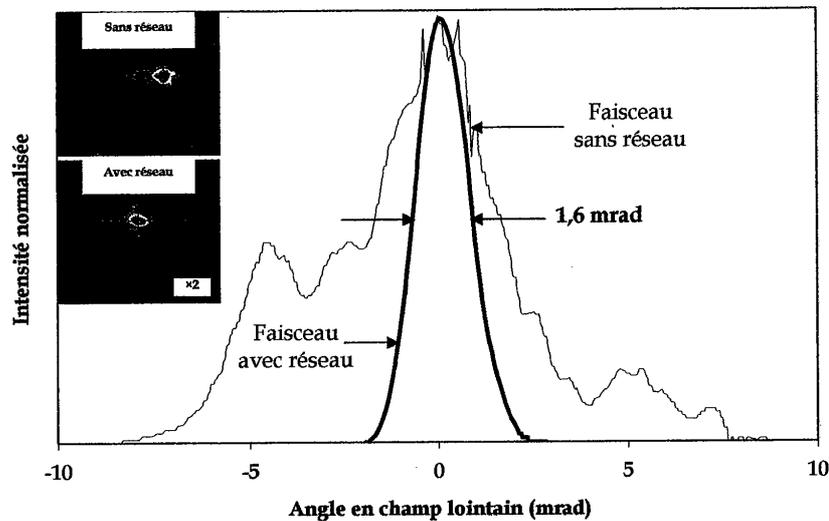


Figure IV-8. Profil en champ lointain des faisceaux avec et sans réseau de Bragg intracavité. À gauche, images 2D du faisceau avec et sans réseau (remarque : l'échelle est multipliée par 2 sur l'image avec réseau).

limite de diffraction. (Notons que cette réduction est encore plus notable lorsqu'on s'intéresse aux valeurs à $1/e^2$, puisque la divergence est alors réduite d'un facteur 4,5 [Yiou,03-b]).

Par raison de symétrie, le rayon de col du faisceau de sortie est situé à la distance D_2 du réseau (car il y a un rayon de col sur le miroir plan de renvoi). Le rayon de col à $1/2$ du faisceau de sortie est d'environ $160 \mu\text{m}$.

IV.1.c.ii. Interprétations

Puissance de sortie :

La nouvelle cavité avec réseau de Bragg possède deux sorties laser. Nous nous attendions à obtenir sur la sortie 2 une puissance du même ordre de grandeur que celle obtenue sur la sortie 1. Or ce n'est pas le cas, comme le montrent les résultats de la Figure IV-7. Nous proposons une tentative d'explication à cette observation en effectuant un bilan des pertes sur chacun des faisceaux transmis et diffracté (Figure IV-9). On appelle I_0 l'intensité du faisceau dans la cavité. Le faisceau de la sortie 2 de la cavité et la réflexion de Fresnel du faisceau dans la cavité d'intensité I_0 émergent dans la même direction et ont pour intensités respectives $9\% I_0$ et $4\% I_0$ (on a considéré uniquement la réflexion de Fresnel sur la première interface). Le rapport des intensités est de 2,25 et des interférences supposées destructives peuvent avoir lieu, amenant à diminuer la puissance attendue. De même, le faisceau de la sortie 1 de la cavité et la réflexion de Fresnel du faisceau diffracté émergent dans la même direction et ont pour intensités respectives $13\% I_0$ et $3\% I_0$. Dans ce cas, le rapport des

intensités des deux faisceaux est plus élevé (4,33) et les effets des interférences sont alors moindres.

Une explication supplémentaire est la difficulté expérimentale à mesurer la puissance de la sortie 2 due à l'encombrement des montures.

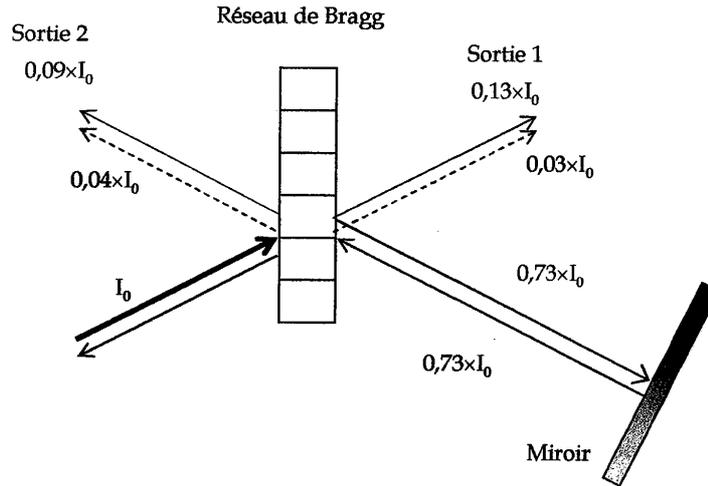


Figure IV-9. Bilan des pertes sur le réseau de Bragg. En traits pointillés : pertes de Fresnel aux interfaces. En rouge, faisceaux diffractés. En bleu, sorties laser.

Analyse théorique :

Nous avons vu qu'il était difficile de prévoir le nombre de passages effectués par le faisceau laser dans la cavité sans connaître l'efficacité de diffraction du réseau et les pertes qu'il introduit dans la cavité. Nous connaissons à présent ces données, ce qui nous permet de remonter au nombre d'allers-retours du faisceau dans la cavité. On s'intéresse tout d'abord à la durée de vie des photons dans la cavité τ_c . τ_c est défini à partir de la décroissance exponentielle de l'intensité moyenne de l'onde dans la cavité en fonction du temps lorsqu'on tient compte de l'ensemble des pertes. On peut ainsi déduire τ_c du bilan des pertes sur un aller-retour par la formule suivante :

$$\tau_c = \frac{l_c}{c \cdot \alpha_p d}, \text{ où } c \text{ est la vitesse de la lumière, } l_c \text{ est la longueur de la cavité et } d \text{ est la longueur}$$

du cristal. α_p est le coefficient de pertes total défini par $\alpha_p = \frac{1}{2d} \ln \left(\frac{1}{(1-T)(1-L)} \right)$, où T est la transmission équivalente du réseau de Bragg associé au miroir de renvoi et L représente les

pertes passives sur un aller-retour. Nous avons estimé L à 4% par la méthode de Findlay-Clay [Findlay,66].

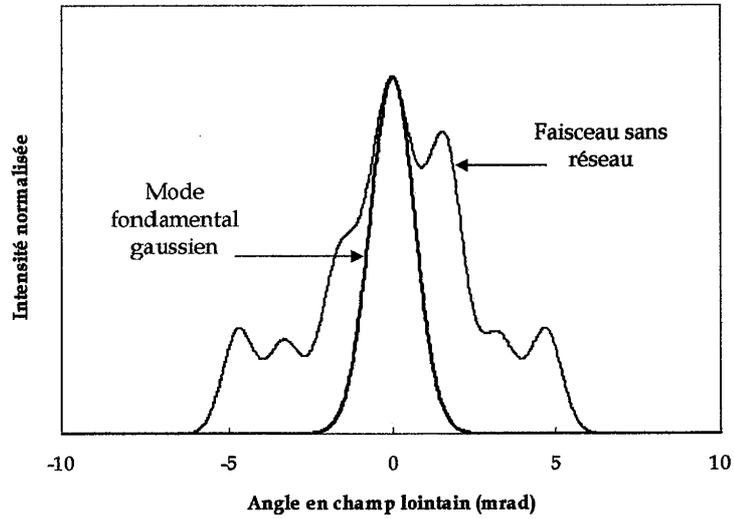


Figure IV-10. Comparaison des profils d'intensité en champ lointain du faisceau dégradé (superposition de modes Hermite-gaussiens de $n=0$ à $n=7$) et du mode fondamental gaussien correspondant.

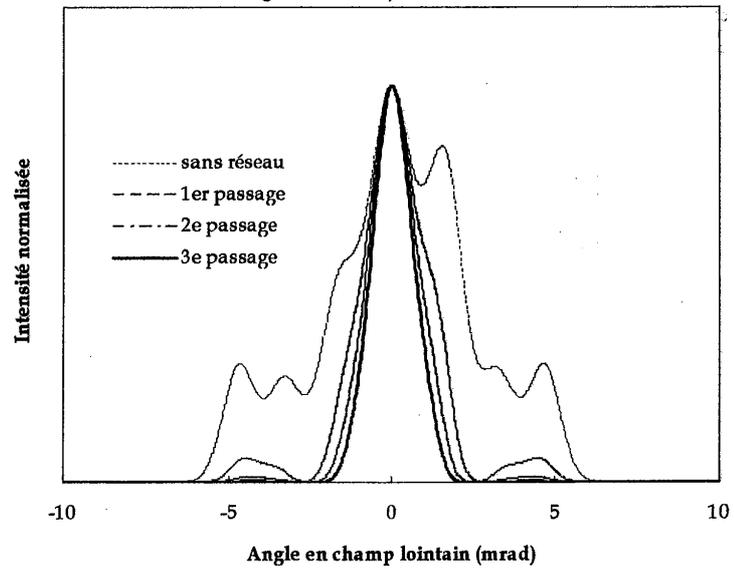


Figure IV-11. Comparaison des profils en champ lointain du faisceau dégradé et du faisceau filtré après 1, 2 et 3 passages dans le réseau.

Avec $c=3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$, $l_c=257 \times 10^{-3} \text{ m}$, $T=47\%$ et $L=4\%$, on obtient $\tau_c=1,2 \text{ ns}$. Le nombre d'allers-retours moyen dans la cavité est $\frac{2l_c/c}{\tau_c}$ ou encore $\ln\left(\frac{1}{(1-T)(1-L)}\right)$ et vaut 1,43. Le photon effectue donc environ 3 passages dans le réseau.

Nous avons simulé un faisceau dont le profil en champ lointain se rapproche du profil en champ lointain expérimental présenté Figure IV-4. Pour cela, nous avons effectué une combinaison linéaire de plusieurs modes Hermite-gaussiens TEM_{nm} avec $n=0$ et m variant de 0 à 7 [Siegman,86], en affectant un poids à chacun de ces modes. Nous avons utilisé comme rayon de col à $\frac{1}{2}$ pour l'écriture des modes Hermite-gaussiens la valeur de $160 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la limite de diffraction de $1,5 \text{ mrad}$. Nous avons représenté sur la Figure IV-10 le profil transverse d'intensité du faisceau dégradé et du mode fondamental gaussien.

Connaissant le nombre de passages effectués dans le réseau, nous avons analysé l'effet de notre filtre sur ce faisceau. Nous avons représenté sur la Figure IV-11 le profil transverse d'intensité du faisceau dégradé, ainsi que son profil modifié après 1, 2 et 3 passages dans le réseau (avec les paramètres du réseau 2).

Ce modèle très simple permet de mettre en évidence l'effet du filtrage angulaire progressif par le réseau de Bragg. Trois passages dans le réseau sont effectivement nécessaires pour que l'effet du filtre soit optimal. Au bout du troisième passage le rayon de col à $\frac{1}{2}$ du faisceau filtré est égal à celui du mode fondamental gaussien.

IV.1.d. Conclusion de l'expérience préliminaire

Lors de cette expérience préliminaire, nous avons démontré le principe du filtrage angulaire d'un faisceau laser par un réseau de Bragg inséré dans une cavité. Le réseau de Bragg 2 (de 4 mrad de sélectivité angulaire à mi-hauteur) a permis de réduire d'un facteur 2,5 la divergence à $\frac{1}{2}$ d'un faisceau dégradé spatialement de façon volontaire. Le faisceau issu de la nouvelle cavité est quasiment limité par la diffraction, avec un angle total de divergence à mi-hauteur de l'intensité de $1,6 \text{ mrad}$, soit 1,1 fois la limite de diffraction.

La réduction de la divergence s'accompagne d'une diminution de la puissance de sortie d'un facteur 1,5 ainsi que d'une augmentation du seuil d'oscillation laser. La baisse des performances est attribuée à un recouvrement non optimal du faisceau de pompe et du mode fondamental dans le cristal.

Cette étape de validation franchie, nous sommes passés à l'étude expérimentale du filtrage angulaire par un réseau de Bragg de faisceaux de diodes laser mises en cavité externe.

IV.2. Étude de diodes laser mises en cavité externe avec un réseau de Bragg

Dans ce paragraphe, nous étudions l'effet du filtrage angulaire par un réseau de Bragg intracavité sur des faisceaux issus de plusieurs types de diodes laser. Nous nous intéressons tout d'abord à des émetteurs simples (diodes laser à ruban large), puis à plusieurs émetteurs d'une barrette de diodes laser.

IV.2.a. Rappel de la configuration

Nous rappelons la configuration étudiée, dans le plan parallèle à la jonction et dans le plan perpendiculaire (Figure IV-12). Dans le plan parallèle à la jonction, le rayon qui est à l'angle de Bragg sur le réseau est diffracté et renvoyé sur lui-même dans la diode par un miroir de renvoi plan. La sortie se fait sur le rayon symétrique par rapport à la normale à la jonction. Dans le plan perpendiculaire à la jonction, le faisceau fortement divergent est collecté par une lentille cylindrique de grande ouverture numérique (appelée lentille de collimation de l'axe rapide ou FAC pour Fast Axis Collimator). On peut soit placer cette lentille en position de collimation, soit faire l'image de la direction perpendiculaire à la jonction sur le miroir de

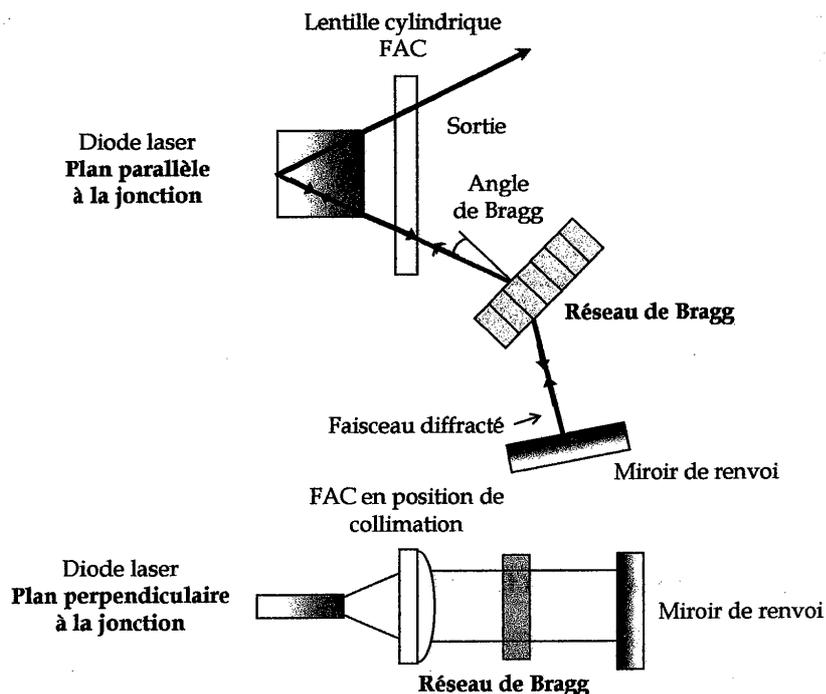


Figure IV-12. Schéma de la cavité dans les directions parallèle et perpendiculaire à la jonction.

renvoi plan [Pillai,96]. Le réseau de Bragg n'agit pas sur le faisceau dans cette direction.

Description de la lentille FAC :

Pour nos expériences, nous avons utilisé une lentille de chez LIMO (FAC-850D+), dont les dimensions sont données sur la Figure IV-13. C'est une lentille cylindrique asphérique d'ouverture numérique de 0,85 et de 0,91 mm de distance focale. La lentille possède un traitement antireflet (780 nm-1050 nm) et sa transmission sur cette gamme de longueurs d'onde est spécifiée supérieure à 99%. La divergence du faisceau après collimation est spécifiée inférieure à 2 mrad. La frontale est de 0,09 mm ce qui fait de cette lentille un composant d'emploi très délicat. Il s'agit en effet de ne pas toucher la jonction de la diode lors des réglages afin de ne pas endommager le traitement déposé sur la facette de sortie de la diode. La lentille est collée sur son support, face bombée vers l'intérieur de la cavité. Le support possède 5 degrés de liberté (x, y, z, θ, Φ), indispensables au positionnement de la lentille. Pour le réglage de collimation (voir Figure IV-14), on utilise un doublet de 400 mm de distance focale et on fait l'image de la direction perpendiculaire à jonction grandie $400/0,91 \approx 440$ fois sur une caméra CCD. Connaissant la taille de la surface sensible de la caméra (3 mm sur 5 mm) et la taille de la jonction de la diode dans la direction perpendiculaire ($1 \mu\text{m}$), on sait quelle taille doit avoir l'image dans la direction perpendiculaire à la jonction lorsque la lentille est bien placée en position de collimation.

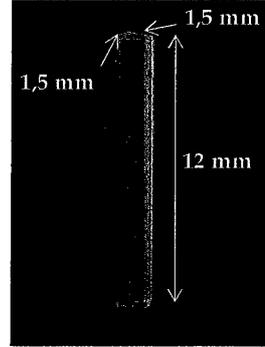


Figure IV-13. Dimensions de la lentille FAC.

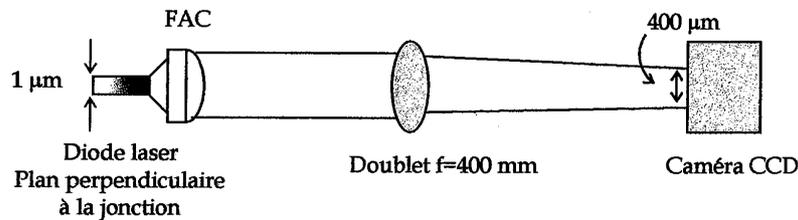


Figure IV-14. Réglage de la lentille FAC.

IV.2.b. Caractérisations du faisceau

Nous avons réalisé un montage qui permet de contrôler à la fois le champ proche et le champ lointain des diodes étudiées [Yiou,02-a]. Ce montage est détaillé sur la Figure IV-15. La direction perpendiculaire à la jonction est imagée sur une caméra CCD, appelée caméra CCD 1 (de marque Philips) avec un grandissement d'environ 440 par la lentille FAC et le

doublent de 400 mm de distance focale. La direction parallèle à la jonction est imagée sur la même caméra avec un grandissement de 4 par une lentille cylindrique de 100 mm de distance focale et le doublet de 400 mm de distance focale. On observe ainsi l'image agrandie de la jonction sur la caméra CCD 1, ce qui représente le champ proche de la diode. Une lame semi-réfléchissante située à la distance d en amont de la caméra permet de reproduire le champ proche de la diode à la distance d . Placé à la distance $F=200$ mm de cette seconde image du champ proche, un doublet de 200 mm de distance focale affiche dans son plan focal image le diagramme de rayonnement de la diode ou champ lointain. Grâce à un logiciel d'analyse de faisceaux (Spiricon), une caméra de marque Cohu (appelée caméra CCD 2) permet de visualiser le champ lointain de la diode et d'en déduire la divergence du faisceau. On s'intéresse dans cette étude à la divergence du faisceau dans le plan parallèle à la jonction. Dans le plan perpendiculaire, on considère que le faisceau a un profil gaussien, limité par la diffraction. Par la suite, toutes les mesures (dimensions et angles) sont prises à mi-hauteur de l'intensité et sont effectuées dans le plan parallèle à la jonction.

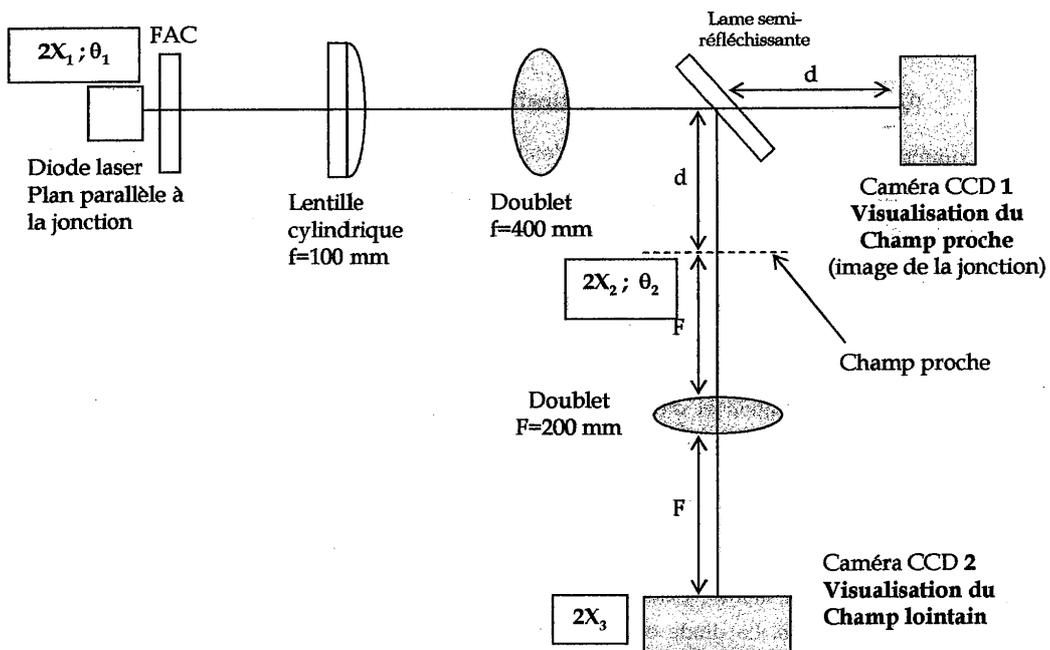


Figure IV-15. Montage de visualisation du champ proche et du champ lointain de la diode.

Calcul de la divergence du faisceau de la diode (θ_1) à partir de la mesure de la caméra CCD 2 ($2X_3$):

La taille de la surface émettrice dans la direction parallèle à la jonction est notée $2X_1$. L'angle de divergence total du faisceau est noté θ_1 . Sur la caméra CCD 1, l'image de la surface émettrice a pour taille $2X_2=4\times 2X_1$ et par conservation de l'étendue géométrique, la divergence est $\theta_2=\theta_1/4$. Sur la caméra CCD

2, on mesure $2X_3=F\times\theta_2$. On a donc

$$\theta_1 = 4 \frac{2X_3}{F}$$

On peut donc relier directement la taille du faisceau sur la caméra CCD 2 à l'angle de divergence total de la diode. Le milieu de la tâche laser correspond au rayon qui est émis perpendiculairement à la jonction. On choisit de prendre cette position comme origine de l'axe des X ou des θ (Figure IV-16).

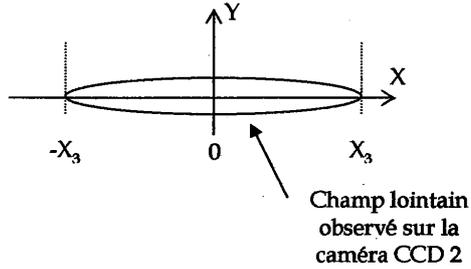


Figure IV-16. Calibration de la caméra CCD 2.

IV.2.c. Diode laser traitée antireflet

Comme nous l'avons déjà évoqué dans l'état de l'art, le traitement antireflet de la face de sortie de la diode laser est un point essentiel pour que la cavité externe impose l'oscillation laser au détriment de la diode laser seule. Nous avons donc utilisé pour nos premières expériences une diode laser possédant un traitement antireflet sur sa face de sortie (Sacher Lasertechnik GmbH, BA-AR09800-100-2.0). Le constructeur donne la réflectivité résiduelle R à 0,1%.¹ Nous appellerons par la suite cette diode laser « diode AR ». Nous commençons ce paragraphe par donner les caractéristiques essentielles de la diode AR. Puis nous présentons les étapes de réalisation et d'optimisation de notre cavité externe avec réseau de Bragg. Enfin, nous discutons des améliorations possibles de notre cavité.

IV.2.c.i. Caractéristiques de la diode laser seule

La diode AR est une diode laser à ruban large en GaAsP/AlGaAs de surface émettrice $1\times 100\ \mu\text{m}$. Elle est montée dans un boîtier C de 6 mm de large, lui-même fixé sur une monture en cuivre. La diode est alimentée en courant par une alimentation de marque Spectra Diode Labs (SDL 800 H) et régulée en température. La température de la jonction est fixée dans toute la suite à 20°C. Toutes les caractéristiques concernant les diodes laser

¹ De nombreuses informations sur les techniques de dépôt et de mesure de traitement antireflet utilisées chez Sacher Lasertechnik sont données sur leur site web : www.sacher-laser.com

utilisées sont données à cette température. La longueur d'onde d'émission est située vers 970 nm et la largeur à mi-hauteur du spectre de la diode est d'environ 6 nm (un peu au-dessus du seuil d'oscillation laser).

Puissance de sortie :

La courbe d'efficacité de la diode (puissance de sortie en fonction du courant d'injection) est représentée sur la Figure IV-17. Comme on peut le voir sur cette même figure, le traitement antireflet sur la face de sortie a pour effet d'augmenter le seuil d'oscillation laser et de diminuer la pente d'efficacité laser par rapport à une diode laser standard (avec une réflectivité de la face de sortie de 4%) de mêmes dimensions.

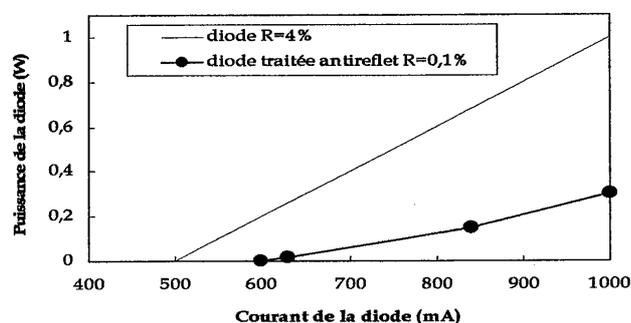


Figure IV-17. Courbe d'efficacité de la diode AR. Comparaison avec une diode laser standard (R=4%) de mêmes dimensions.

Divergence :

La limite de diffraction de cette diode (telle que nous l'avons définie dans l'encadré 1 de l'introduction) vaut 8,6 mrad. Nous avons mesuré le champ lointain de la diode seule à

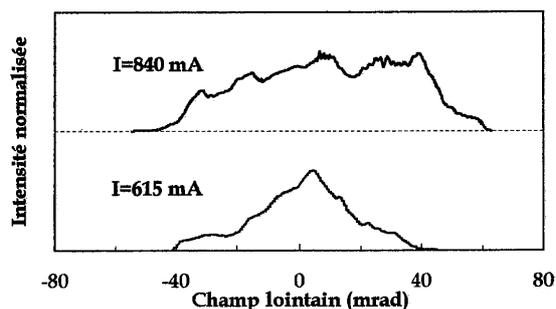


Figure IV-18. Champ lointain de la diode AR à I=615 mA et I=840 mA.

différents courants d'injection (Figure IV-18). La divergence du faisceau augmente avec le courant injecté, noté I . Les profils de champ lointain ne présentent pas de creux d'intensité. La divergence totale à mi-hauteur de l'intensité est d'environ 30 mrad (soit 3,5 fois la limite de diffraction) à $I=615$ mA et est d'environ 70 mrad (soit 8 fois la limite de diffraction) à $I=840$ mA.

IV.2.c.ii. Diode laser dans notre cavité externe

Alignement de la cavité :

Dans un premier temps, nous avons réalisé des cavités courtes d'environ 8 cm. La distance entre le réseau de Bragg et la diode est de 4 cm. La technique d'alignement est la suivante : on se place légèrement au-dessus du seuil d'oscillation de la diode laser (vers $I=650$ mA). Le seuil d'oscillation de la diode se repère visuellement à la caméra par une très brusque et très forte augmentation de la luminosité de l'image de la surface émettrice. Ceci est par ailleurs confirmé par un rétrécissement du spectre d'émission. Par la suite, on repère le seuil d'oscillation par cette forte augmentation de luminosité à l'écran de la caméra CCD 1. Au-dessus du seuil d'oscillation, il est plus facile d'observer à la carte infrarouge le faisceau diffracté. On règle alors le miroir de renvoi de façon grossière en observant au viseur infrarouge la tache de retour du faisceau diffracté au voisinage de la jonction. On baisse ensuite le courant de la diode de façon à se placer sous le seuil d'oscillation (vers $I=570$ mA) afin de pouvoir visualiser la tache de retour du faisceau dans la jonction sans être gêné par la forte luminosité due à l'effet laser. On règle le miroir de renvoi en observant l'image de la surface émettrice sur la caméra CCD 1. Lorsqu'on est proche du bon réglage, on peut voir la tache de retour du faisceau diffracté à l'écran et la superposer à la surface émettrice. Lorsque le faisceau diffracté est bien renvoyé dans la diode, il arrive que l'image de la surface émettrice s'illumine très fortement, signifiant que le seuil d'oscillation laser est atteint (et donc abaissé). Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Mise en évidence de l'effet du réseau :

Après avoir aligné la cavité, on observe une modification du champ lointain sur la caméra CCD 2. Il est nécessaire de s'assurer que cette modification est bien due au réseau inséré dans la cavité. Il est possible de repérer la direction θ_d du rayon diffracté (qui est incident à l'angle de Bragg sur le réseau) en observant dans le champ lointain de la diode (sur la caméra CCD 2) un « creux » dans l'intensité rayonnée à la position X_d donnée par $X_d = \frac{\theta_d}{4F}$. Lorsque la cavité est alignée, on observe un pic d'intensité en champ lointain à la position $-X_d$, symétrique du « creux » d'intensité (Figure IV-19). En tournant le réseau, on change l'angle θ_d et il est nécessaire de repositionner le miroir plan de renvoi pour réaligner la cavité. À titre d'illustration, nous avons représenté sur la Figure IV-20 le profil en champ lointain du

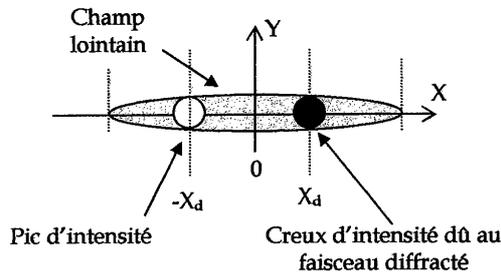


Figure IV-19. Repérage de la direction du faisceau diffracté.

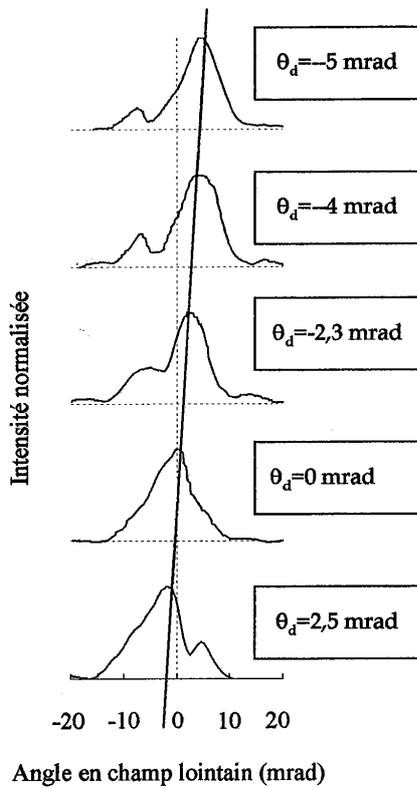


Figure IV-20. Profil en champ lointain de la diode AR en cavité externe avec le réseau de Bragg 2. Évolution en fonction de la direction diffractée à $I=615 \text{ mA}$.

faisceau de la diode AR placée dans notre cavité externe, pour différentes positions du réseau. Le réseau utilisé est le réseau 2 (celui utilisé avec le Nd:YVO_4 qui possède une efficacité de diffraction de 85% à 980 nm et une sélectivité angulaire de 4 mrad). Les mesures sont faites à $I=615 \text{ mA}$ (un peu au-dessus du seuil d'oscillation de la diode seule).

Pour chaque courbe, l'intensité est normalisée par rapport au maximum. On voit bien le déplacement du pic principal d'intensité en fonction de θ_d . La largeur totale à mi-hauteur du lobe principal est sensiblement la même dans chaque cas et vaut 11 à 12 mrad, c'est-à-dire 1,3 à 1,4 fois la limite de la diffraction. On peut donc déjà noter une réduction de la divergence du faisceau de la diode de presque un facteur 3. La puissance émise dans le lobe principal (filtré par un diaphragme) est d'environ 15 mW dans ce cas. Après avoir mis en évidence l'effet d'un réseau de Bragg dans la cavité, nous avons cherché à trouver le réseau possédant la sélectivité angulaire la mieux adaptée.

Choix expérimental du réseau :

Nous avons testé les réseaux 2, 3 et 4 en cavité externe, de sélectivités angulaires respectives 4 mrad, 12 mrad et 22 mrad. Le réseau qui donne les meilleurs résultats en terme de réduction de la divergence du faisceau est le réseau 2, qui possède une sélectivité angulaire de 4 mrad. Pour un courant d'injection de la diode égal ($I=615 \text{ mA}$), le réseau 3 (de 12 mrad de sélectivité angulaire) permet seulement de réduire la divergence du faisceau d'un facteur 2 : la largeur totale à mi-hauteur du lobe

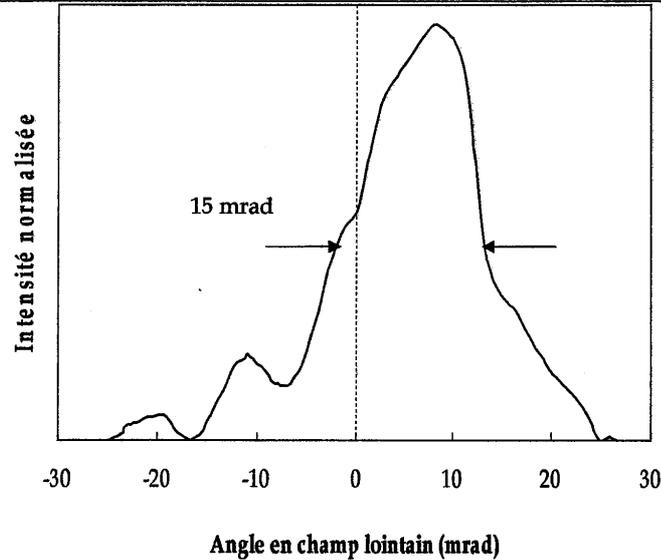


Figure IV-21. Profil en champ lointain de la diode AR en cavité externe avec le réseau 3 de 12 mrad de sélectivité angulaire. $I=615$ mA.

principal en champ lointain est de 15 mrad (Figure IV-21). Le réseau 4 (de 22 mrad de sélectivité angulaire) n'apporte pas de réduction notable de la divergence du faisceau de la diode. Il est difficile d'expliquer théoriquement pourquoi la sélectivité angulaire de 4 mrad est plus appropriée que des sélectivités angulaires plus faibles. Il existe en effet des effets non linéaires dans la diode que nous ne pouvons modéliser simplement (comme la filamentation) mais qu'il faudrait prendre en compte dans un éventuel modèle de simulation. Contrairement au laser Nd :YVO₄ étudié dans le chapitre précédent, nous n'avons pas trouvé de modèle simple pour illustrer ce comportement. Nous nous sommes ainsi fiés aux résultats expérimentaux et avons choisi pour la suite d'utiliser le réseau 2. Il aurait été intéressant de réaliser des réseaux avec des sélectivités angulaires comprises entre 4 mrad et 12 mrad, pour nous rapprocher de la sélectivité angulaire optimale (ce que nous n'avons pu réaliser, faute de place sur les échantillons).

IV.2.c.iii. Optimisation de la cavité

Jusqu'à présent, nous avons considéré les effets de réduction de la divergence du faisceau de la diode. Nous allons maintenant nous intéresser à la puissance émise dans le lobe principal du faisceau issu de la cavité externe. Dans la cavité décrite précédemment (avec le réseau 2), deux régimes de fonctionnement apparaissent clairement lorsqu'on observe l'évolution du champ lointain en fonction du courant d'injection de la diode.

Premier régime : le seuil de la diode est abaissé à environ $I_{\text{seuil}}=540$ mA par la mise en cavité externe. Puis, la cavité externe impose son fonctionnement sur le mode filtré par le réseau. Ceci se traduit par l'apparition d'un lobe principal d'émission en champ lointain, comme on l'a vu au paragraphe IV.3.c.ii(b). À mesure qu'on augmente le courant d'injection, la puissance augmente dans le lobe principal.

Second régime : au courant d'injection de $I=800$ mA (soit $1,48 \times I_{\text{seuil}}$), le champ lointain devient brusquement chaotique. La puissance se répartit sur l'ensemble du faisceau et non plus uniquement dans le lobe principal. Ceci est attribué à des effets de cavités couplées entre la cavité externe et la diode qui lase sur ses facettes. Lorsqu'on baisse le courant d'injection, il se produit un effet d'hystérésis et il n'est pas toujours possible de retrouver le premier régime de fonctionnement.

Nous cherchons donc à reculer au maximum l'apparition du second régime de fonctionnement. Pour cela, il est nécessaire d'optimiser l'injection de la cavité externe dans la diode laser. Les travaux de Abbas et col. [Abbas,88] ainsi que ceux de Raab et col. [Raab,02] ont montré que pour avoir une injection efficace et imposer le fonctionnement de la cavité externe à un courant d'injection dépassant plusieurs fois le seuil d'oscillation, il est nécessaire que la taille du faisceau réinjecté dans la diode dans la direction parallèle à la

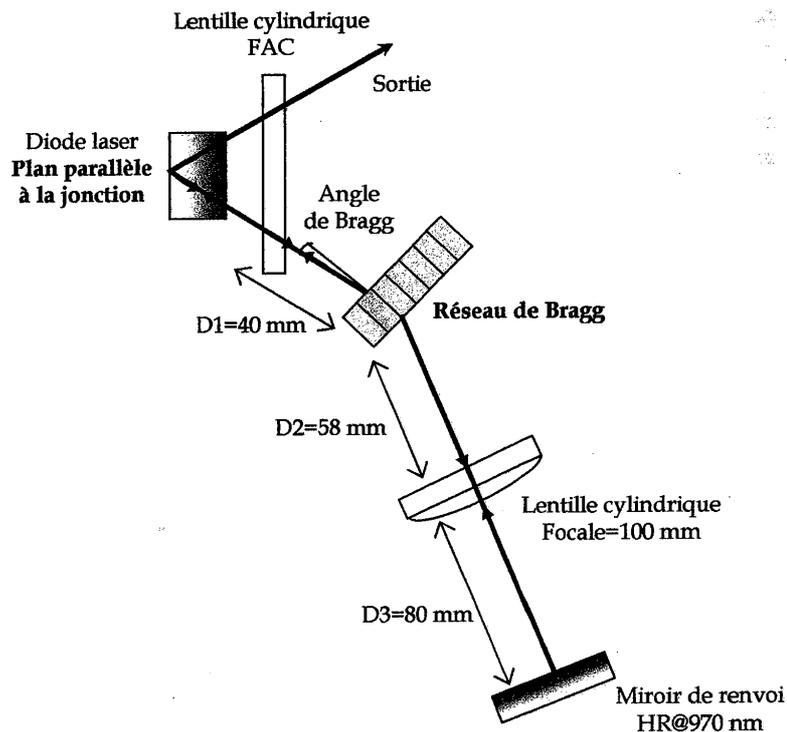


Figure IV-22. Cavité externe avec lentille cylindrique de 100 mm de distance focale.

jonction soit suffisamment large pour bien remplir la zone de gain de la diode. Par exemple, dans [Raab,02], le lobe principal du faisceau de sortie de la cavité a un profil gaussien et le rayon de col du mode fondamental dans la diode à $1/e^2$ est de $70\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$ selon la taille de la cavité, pour une surface émettrice de $200\ \mu\text{m}$ de largeur totale. Pour la conception de notre cavité à partir du logiciel de simulation Paraxia, nous supposons que les profils d'intensité sont gaussiens. Nous avons ainsi conçu une cavité stable dans laquelle le rayon de col du mode fondamental au niveau de la diode à $1/e^2$ est d'environ 40 à $50\ \mu\text{m}$, la surface émettrice de la diode AR étant de $100\ \mu\text{m}$. Une cavité qui répond à cette contrainte est représentée sur la Figure IV-22 ([Yiou,03-a]). Nous utilisons une lentille cylindrique de $100\ \text{mm}$ de distance focale sur le bras de renvoi de la cavité. Les distances $D1$, $D2$ et $D3$ sont calculées pour obtenir un rayon de col du mode fondamental dans la diode à $1/e^2$ de $45\ \mu\text{m}$ (sur la face arrière de la diode). Grâce à cette cavité, nous pouvons contrôler la taille du faisceau dans le plan de la jonction, ce qui n'était pas le cas dans le montage précédent (Figure IV-12).

Estimation de la taille du faisceau injecté dans la diode :

Nous avons relevé le profil d'intensité du faisceau injecté dans la diode sur une fuite du miroir de renvoi à une distance d'environ $13\ \text{cm}$ du miroir de renvoi (Figure IV-23). Un ajustement de ce profil au sens des moindres carrés avec une gaussienne est également représenté et montre une bonne adéquation. Le rayon de col à $1/e^2$ est de $641\ \mu\text{m}$. On en déduit que le rayon de col sur le miroir de renvoi (en utilisant la propagation en espace libre) est de $63,5\ \mu\text{m}$. Grâce au logiciel Paraxia, nous estimons la taille du rayon de col à $1/e^2$ du faisceau dans la diode à environ $49\ \mu\text{m}$, ce qui est en bon accord avec ce que nous voulions obtenir, aux erreurs de mesure près.

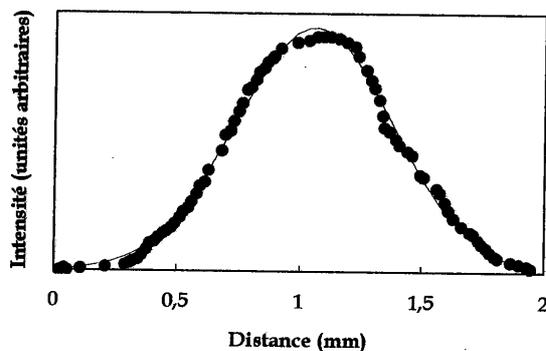


Figure IV-23. Profil d'intensité du faisceau renvoyé dans la jonction, mesuré à la distance de $130\ \text{mm}$ du miroir de renvoi plan. En points bleus, données expérimentales. En trait rouge fin, ajustement à une gaussienne.

IV.2.c.iv. Résultats

La cavité externe présentée sur la Figure IV-22 a permis d'obtenir des améliorations par rapport à la cavité précédente. Le seuil d'oscillation de la diode est abaissé à $I_{\text{seuil}}=540$ mA comme précédemment. En revanche, le fonctionnement de la cavité externe est imposé jusqu'à $I=840$ mA, c'est-à-dire $1,55 \times I_{\text{seuil}}$.

Divergence :

Nous avons représenté deux profils d'intensité en champ lointain, l'un pris à $I=615$ mA (ou $1,14 \times I_{\text{seuil}}$), le second pris à $I=840$ mA (Figure IV-24). On observe dans les deux cas un lobe principal d'intensité situé à environ -11 mrad. Ceci correspond à l'angle d'émission du mode d'ordre $m=2$ (voir chapitre I).

La largeur à mi-hauteur de l'intensité du lobe principal est de $9,5$ mrad à $I=615$ mA et 9 mrad à $I=840$ mA, ce qui correspond respectivement à $1,1$ et $1,05$ fois la limite de diffraction. Aux erreurs de mesure près, on peut considérer que la divergence du faisceau filtré reste la même de 615 mA à 840 mA. La divergence du faisceau de la diode est donc réduite d'un facteur $3,1$ à $I=615$ mA et d'un facteur $7,8$ à $I=840$ mA. Les réglages de la cavité n'ont pas été retouchés entre les deux mesures. Comme au paragraphe IV.3.c.ii(b), on peut repérer sur la Figure IV-24 l'angle du rayon injecté dans la jonction, par le creux d'intensité dans le champ lointain (situé à 11 mrad). Il s'agit de l'angle d'injection qui a donné les meilleurs résultats en termes de réduction de la divergence du faisceau et de puissance. La présence du lobe secondaire à droite du lobe principal nous indique la proximité de la transition vers le régime de fonctionnement chaotique évoqué au paragraphe précédent. En effet, dès que l'on augmente le courant au-delà de 840 mA, l'intensité se répartit tout d'abord aléatoirement entre les deux lobes, puis dans de nouveaux lobes qui font leur apparition. Nous inspirant de [Pillai,96], nous avons également placé la lentille FAC en position de focalisation (la FAC faisant l'image de la jonction dans la direction perpendiculaire sur le miroir de renvoi), mais ceci n'a pas apporté d'amélioration notable.

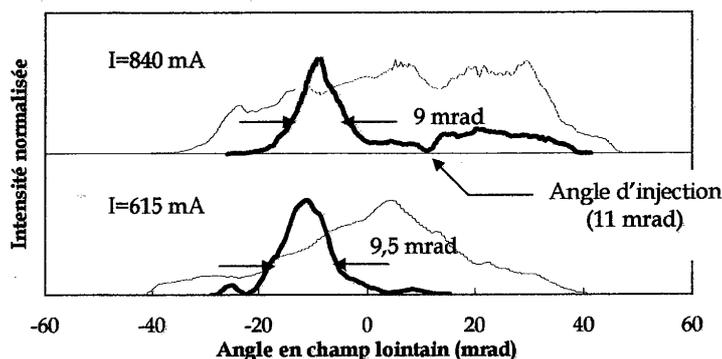


Figure IV-24. Profils d'intensité en champ lointain de la diode seule (en trait pointillé) et du faisceau filtré par la cavité externe (en trait gras) à $I=615$ mA et $I=840$ mA.

Puissance de sortie :

La puissance de sortie est mesurée¹ dans le lobe principal isolé du reste du faisceau par un diaphragme, derrière l'échantillon de PQ:PMMA. Notons à ce propos que le faisceau de sortie passe par l'échantillon de PQ:PMMA. Il faut donc corriger la mesure brute de puissance des pertes de Fresnel de l'échantillon qui n'est pas traité antireflet (8%) et des pertes dues à la diffusion dans l'échantillon (7%). Nous avons tracé sur la Figure IV-25 la puissance de sortie dans le lobe principal en fonction du courant injecté dans la diode (mesures brute et corrigée). Nous avons également représenté la puissance de sortie de la diode seule. La puissance maximale dans le lobe principal est obtenue à $I=840$ mA. La mesure brute est de 100 mW, la mesure corrigée est de 117 mW. Cette puissance correspond à 70% de la puissance totale du faisceau de sortie (lobe secondaire inclus) pour la mesure brute et à 82% pour la mesure corrigée. Les pentes d'efficacité $\frac{dP}{dI}$ sont respectivement de 0,75 W/A pour la diode seule, 0,33 W/A pour le faisceau filtré après le réseau et 0,39 W/A pour le faisceau filtré avant le réseau.

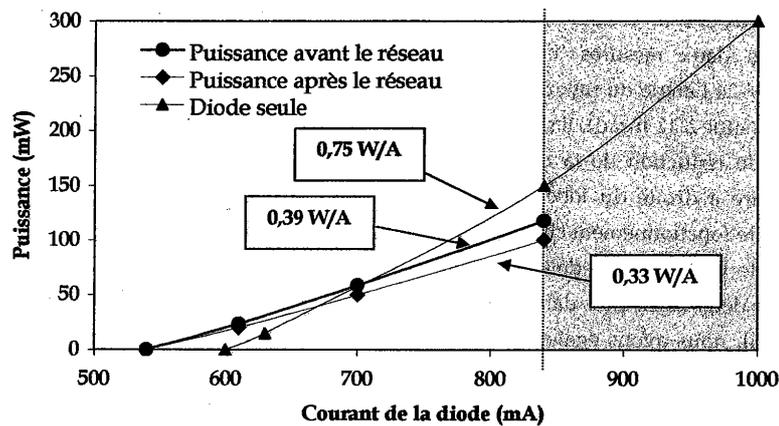


Figure IV-25. Comparaison de la puissance de sortie de la diode seule et de la puissance dans le lobe principal après filtrage (avant et après le réseau). En grisé, zone de fonctionnement chaotique.

Estimation de la puissance injectée dans la diode :

Nous avons mesuré la puissance du faisceau diffracté par le réseau sans miroir de sortie afin d'évaluer quelle puissance est renvoyée dans la diode, dans des conditions d'injection optimales. À $I=615$ mA et $I=840$ mA, la puissance dans le faisceau diffracté vaut environ 3% de la puissance totale émise par la diode. Compte tenu des pertes sur le faisceau renvoyé

¹ Toujours avec le détecteur thermique de marque Gentec.

dans la diode, on peut estimer qu'au mieux, on renvoie dans la jonction 2% de la puissance totale de la diode. Un plus fort renvoi de la cavité externe dans la diode pourrait être obtenu avec un traitement antireflet du réseau et une plus forte efficacité de diffraction, ce qui imposerait ainsi le fonctionnement de la cavité externe au détriment du régime de cavités couplées à des courants de diode plus élevés.

Amélioration de la brillance :

La brillance (au sens défini dans l'introduction de la partie A) à 840 mA passant de 4 MW/cm².sr pour la diode seule à 25 MW/cm².sr pour la diode en cavité externe est améliorée d'un facteur 6. Les résultats obtenus en terme de brillance sont comparables aux travaux de [Pillai,96] et [Lobel,98-b], mais sont inférieurs aux autres travaux (voir Tableau II-1). Le courant d'injection maximal pour lequel la cavité externe impose son fonctionnement est en effet atteint plus rapidement dans notre cavité. La brillance obtenue après filtrage est 2,6 fois plus petite que celle d'une diode laser standard émettant 300 mW sur une surface émettrice de 1×3 μm (voir Tableau I-1). Les résultats obtenus avec la diode AR restent toutefois encourageants, il est donc nécessaire de chercher des voies d'améliorations possibles, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

IV.2.c.v. Améliorations à apporter

Nous faisons dans ce paragraphe un bilan des pertes dans la cavité et estimons quelles améliorations pourraient être apportées en s'affranchissant de certaines d'entre elles. Soulignons qu'au vu des approximations nécessaires aux calculs présentés dans ce paragraphe, les résultats donnent uniquement des grandes tendances.

(a) Bilan des pertes dans la cavité

Pertes dues au réseau :

Les pertes dues à l'efficacité de diffraction (qui n'est pas de 100% mais de 85%) sont de 15% sur un passage et notées L_r . Les pertes de Fresnel R_f dues au fait que l'échantillon n'est pas traité antireflet sont d'environ 8% sur un passage. Les pertes dues à de la diffusion L_d dans le réseau sont d'environ 7% sur un passage. La transmission équivalente du réseau T_{eq} , compte tenu de toutes les pertes, s'écrit : $T_{eq} = (1 - L_r)(1 - R_f)(1 - L_d)$ et vaut 73%.

Pertes dues à la diode :

Les pertes α_m dues aux miroirs de la diode s'écrivent $\frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)$, où L est la longueur de la diode, R_1 est la réflectivité de la face arrière de la diode et R_2 est la réflectivité résiduelle de la face de sortie de la diode. Avec $L=2$ mm, $R_1=95\%$ (valeur typique) et $R_2=0,1\%$, on obtient $\alpha_m=10$ cm⁻¹.

Les pertes internes de la diode α_i , d'origines diverses [Agrawal,00], peuvent être estimées à partir de la courbe d'efficacité de la diode seule [Coldren,95]. La pente d'efficacité de la diode seule au-dessus du seuil d'oscillation η_0 s'écrit :

$$\eta_0 = \frac{2hc\eta_i}{\lambda e} \left[\frac{-\ln r_2}{\alpha_i L - \ln r_2} \right], \text{ où } h \text{ est la constante de Planck, } c \text{ est la vitesse de la lumière, } e \text{ est la}$$

charge de l'électron et $r_2 = \sqrt{R_2}$. η_i est l'efficacité quantique interne qui représente la fraction de porteurs injectés qui sont convertis en photons. Dans la suite des calculs, nous faisons l'approximation que $\eta_i=1$. Connaissant expérimentalement η_0 , on en déduit α_i (qui est donc sous-estimé par rapport à sa valeur réelle). Avec $\eta_0=0,75 \text{ W/A}$, on obtient $\alpha_i=43 \text{ cm}^{-1}$ (qui est un ordre de grandeur typique, voir par exemple [Annovazzi-Lodi,00], où $\alpha_i=68 \text{ cm}^{-1}$).

Pertes de couplage :

Nous introduisons un terme K qui prend en compte les pertes de couplage dans le guide plan que représente la diode laser (K est homogène à une transmission). En effet, dans la direction perpendiculaire à la jonction, il est très critique de réinjecter le faisceau sur $1 \mu\text{m}$ et cette réinjection est fortement sensible à l'inclinaison de la lentille FAC dans cette direction. Comme le montre la Figure IV-26, il suffit d'une inclinaison de la FAC de $0,5 \text{ mrad}$ pour que le point de focalisation du faisceau réinjecté subisse un décalage de $0,5 \mu\text{m}$ dans le plan perpendiculaire, entraînant alors une chute du couplage dans la diode. Ce terme K est le facteur ajustable des calculs qui suivent.

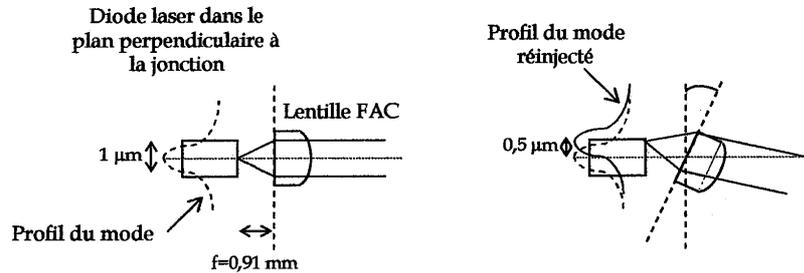


Figure IV-26. Effet d'un désalignement de $0,5 \text{ mrad}$ de la lentille FAC dans le plan perpendiculaire à la jonction.

Autres pertes :

Nous négligeons les pertes dues au miroir de sortie qui sont inférieures au pourcent. De plus, le faisceau qui est réinjecté dans la diode n'est pas à l'incidence normale (et fait un angle de 11 mrad avec la normale à la jonction). Or le traitement antireflet $R=0,1\%$ est spécifié pour une incidence normale. Le faisceau réinjecté « voit » donc une réflectivité plus

grande que 0,1% (que nous ne connaissons pas). Nous ne prenons pas non plus en compte ces pertes dans les calculs.

(b) Courants de seuil

Diode seule :

Au seuil, le gain de la diode seule g_{DS} est égal aux pertes et s'écrit donc : $\Gamma g_{DS} = \alpha_i + \alpha_m$, où Γ est le facteur de confinement qui dépend du recouvrement du mode avec la région à gain de la diode.

Le courant de seuil de la diode seule I_{DS} est donné par [Agrawal,00]:

$$I_{DS} = \frac{eV}{\tau} N_s + I_f. \quad (IV.1)$$

e est la charge de l'électron, $V=L \times d \times w$ (L est la longueur de la diode, d l'épaisseur de la région active et w sa largeur), τ est le temps de recombinaison des porteurs, N_s est la densité de porteurs au seuil et I_f est le courant de fuite (c'est-à-dire le courant injecté qui ne passe pas dans la couche active). Ce courant est généralement petit devant le premier terme de l'équation du courant de seuil, nous le négligeons donc par la suite. La densité de porteurs au seuil N_s s'écrit : $N_s = N_0 + \frac{g_{DS}}{a}$, où N_0 est la densité de porteurs à la transparence et a est le coefficient de gain différentiel qui s'exprime en cm^2 .

Avec ces notations, on peut écrire I_{DS} sous la forme :

$$I_{DS} = \frac{eV}{\tau \Gamma a} \left(\frac{\tau \Gamma a}{eV} I_0 + \alpha_i + \alpha_m \right), \quad (IV.2)$$

en notant I_0 le courant de transparence.

Diode en cavité externe :

Afin d'exprimer le courant de seuil de la diode en cavité externe I_{CB} on néglige le coefficient de réflectivité de la facette de sortie devant le coefficient de réflectivité de la cavité externe et on suppose que le courant de transparence reste égal à I_0 . Avec les notations précédentes, on a :

$$I_{CB} = \frac{eV}{\tau \Gamma a} \left(\frac{\tau \Gamma a}{eV} I_0 + \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 K T_{e1}^2} \right) \right). \quad (IV.3)$$

Le rapport des deux courants de seuil est donné par :

$$\frac{I_{CB}}{I_{DS}} = \frac{\frac{\tau\Gamma a}{eV} I_0 + \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{I}{R_1 K T_{eq}^2}\right)}{\frac{\tau\Gamma a}{eV} I_0 + \alpha_i + \alpha_m} \quad (IV.4)$$

Expérimentalement, nous avons obtenu : $\frac{I_{CB}}{I_{DS}} = \frac{540}{600} = 0,9$. Cette valeur, inférieure à 1, traduit

le fait que le gain disponible dans la diode est utilisé par le mode filtré de la cavité externe. Les modes de la diode seule ont ainsi besoin d'un courant d'injection plus élevé pour atteindre leur seuil d'oscillation.

Le problème est que l'on ne connaît pas exactement plusieurs paramètres qui interviennent dans l'équation (IV.4) (τ , Γ , a , I_0 et d). Pour pouvoir continuer ce calcul, nous prenons les valeurs typiques d'une diode laser à ruban large en GaAs/AlGaAs données dans [Champagne,95]. Ces valeurs sont les suivantes : $\tau=5$ ns, $\Gamma=0,1$, $a=2,25 \times 10^{-16}$ cm², $I_0=0,2$ A et $d=0,055$ μ m. Nous obtenons ainsi un couplage K d'environ 65%.

(c) Influence des différents paramètres sur les performances

Influence du couplage K :

Il est possible de réduire le seuil d'oscillation de la diode en cavité externe par un meilleur couplage dans la diode (en particulier avec l'utilisation d'un réglage fin de la lentille FAC dans le plan perpendiculaire à la jonction). Nous avons représenté sur la Figure IV-27 l'évolution du rapport $\frac{I_{CB}}{I_{DS}}$ en fonction de K. Avec un couplage de 90%, on peut abaisser le seuil d'oscillation I_{CB} de 540 mA à 530 mA. Si l'on considère que la pente d'efficacité laser est

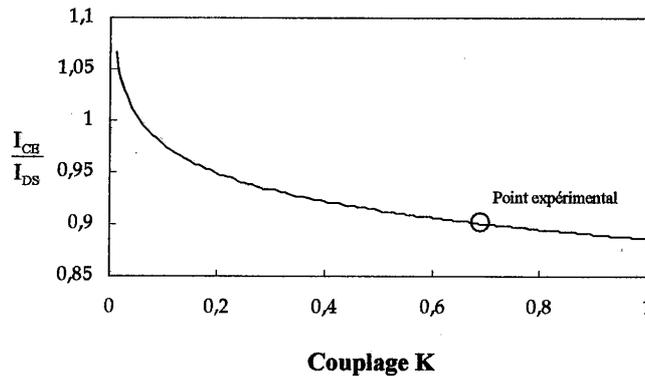


Figure IV-27. Influence du couplage K sur le rapport des courants de seuil de la diode seule et de la diode en cavité externe.

quasiment conservée, on peut alors prévoir une augmentation de la puissance de sortie de 117 mW à 121 mW pour un courant d'injection de 840 mA.

Influence du traitement antireflet du réseau :

Pour un couplage K de 65%, le traitement antireflet du réseau permettrait de diminuer le seuil d'oscillation I_{CR} à 535 mA. Pour un couplage K de 90% et avec un traitement antireflet du réseau, le seuil serait réduit à 525 mA. La puissance de sortie est alors estimée à 125 mW.

Influence du traitement antireflet de la diode :

Un meilleur traitement antireflet de la diode laser permettrait d'augmenter le seuil d'oscillation de la diode seule et d'imposer plus loin le fonctionnement de la cavité externe. Nous avons relevé sur le site web de Sacher Lasertechnik l'évolution du courant de seuil de la diode seule en fonction du traitement antireflet sur sa face de sortie (Figure IV-28). Par exemple, avec un traitement antireflet de 10^{-4} , le seuil d'oscillation de la diode seule serait atteint à un courant d'injection de 760 mA. Avec un traitement antireflet de 10^{-5} , le seuil serait atteint à 1,1 A. Nous avons évalué l'augmentation de puissance apportée par un meilleur traitement antireflet sur la Figure IV-29. Ne connaissant pas les pentes d'efficacité des diodes avec les traitements antireflet considérés, nous avons supposé que ces pentes d'efficacité restent identiques et égales à 0,75 W/A (pente d'efficacité de la diode avec un traitement antireflet de 0,1%). Cette approximation permet de donner une limite inférieure de la puissance de sortie de la cavité externe puisqu'en réalité la pente d'efficacité de la diode seule diminue avec le coefficient de réflectivité. Les intersections des droites d'efficacité des diodes seules avec la droite expérimentale « prolongée » donnent une estimation des puissances de sortie en cavité externe et les courants d'injection correspondants. Par exemple, avec un traitement antireflet $R=10^{-5}$, le fonctionnement de la cavité externe serait

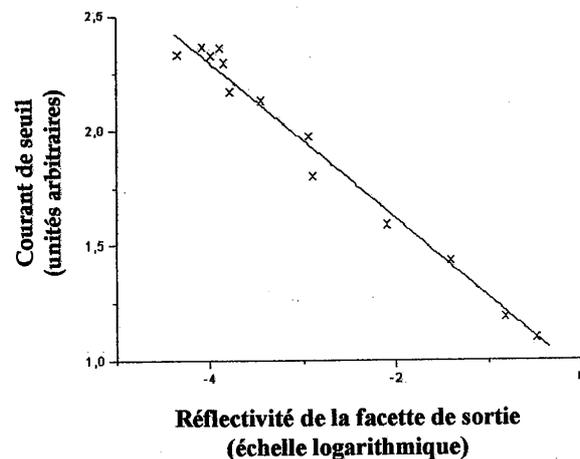


Figure IV-28. Évolution du courant de seuil de la diode seule en fonction du traitement antireflet sur la face de sortie. Information prise sur le site web : www.sacher-lasertechnik.de

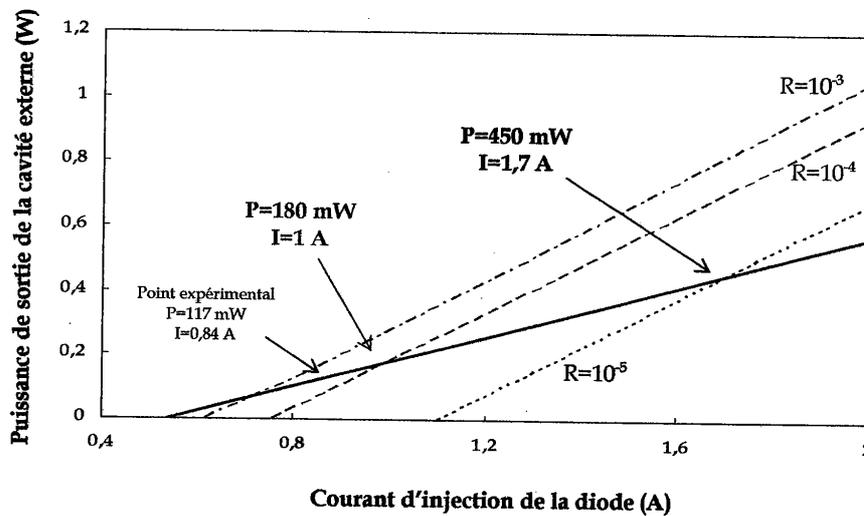


Figure IV-29. Influence du traitement antireflet de la facette de sortie de la diode sur les performances de la cavité externe.

prolongé à $I=1,7$ A et la puissance de sortie en cavité externe est estimée à 450 mW. Soulignons encore qu'au vu des approximations réalisées, ces résultats montrent uniquement des tendances pour une amélioration des performances, dont la principale est l'utilisation d'un traitement antireflet de la face de sortie de la diode plus important.

IV.2.d. Étude d'une diode laser sans traitement antireflet

On a vu dans le paragraphe précédent qu'un traitement antireflet de la facette de sortie de la diode plus performant serait nécessaire pour s'affranchir davantage des effets de cavités couplées entre la diode laser qui oscille sur ses facettes et la cavité externe où est inséré le réseau de Bragg. Or de tels traitements antireflets ($R < 0,1\%$) sont coûteux et difficiles à réaliser. Pour cette raison, il est intéressant d'étudier l'effet du filtrage angulaire par notre réseau de Bragg sur le faisceau d'une diode laser que l'on peut se procurer aisément, possédant une réflectivité typique de 4% sur sa facette de sortie. Cette étude fait l'objet de ce paragraphe.

IV.2.d.i. Caractéristiques de la diode

Nous avons poursuivi notre étude par des essais avec une diode laser commerciale (de marque SDL) dont la réflectivité de la face de sortie est de 4%. La surface émettrice est de mêmes dimensions que la diode AR précédente ($1 \times 100 \mu\text{m}$). La puissance maximale est de 4W à $I=4$ A. La longueur d'onde d'émission est de 970 nm à 20°C et la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission est de 6 nm (à $I=360$ mA). Nous avons représenté sur la Figure IV-30 la

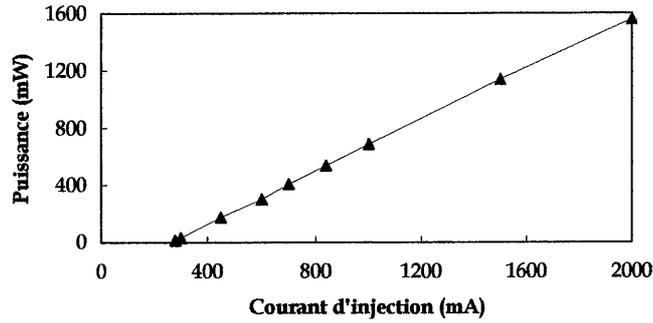


Figure IV-30. Courbe d'efficacité laser de la diode commerciale.

courbe d'efficacité laser de la diode sur la plage de courant d'injection où nous avons travaillé. Le seuil d'oscillation de la diode est obtenu à $I=290$ mA. La pente d'efficacité laser est de $0,9$ W/A.

Nous avons représenté sur la Figure IV-31 les profils d'intensité en champ lointain à $I=360$ mA et $I=500$ mA. La divergence à mi-hauteur du maximum de l'intensité est de 130 mrad à $I=360$ mA et 138 mrad à $I=500$ mA, soit respectivement 15 fois et 16 fois la limite de diffraction.

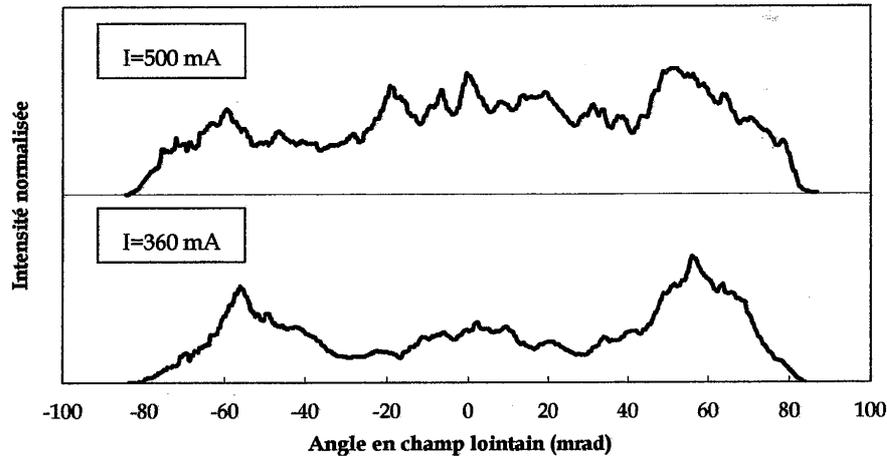


Figure IV-31. Profils d'intensité en champ lointain de la diode commerciale à $I=360$ mA et $I=500$ mA.

IV.2.d.ii. Résultats

Nous avons placé la diode laser commerciale dans la même cavité externe que précédemment (mêmes distances, même réseau). Le seuil d'oscillation laser est réduit de 290 mA à 280 mA par la mise en cavité externe. Comme avec la diode AR, la puissance

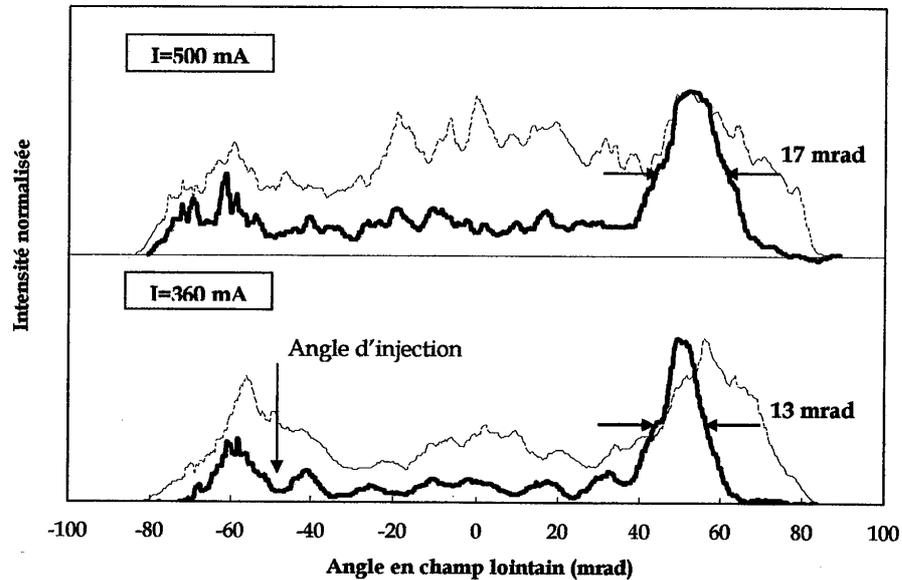


Figure IV-32. Profils d'intensité en champ lointain de la diode commerciale en cavité externe à $I=360$ mA et $I=500$ mA. Comparaison avec les profils en champ lointain de la diode seule (courbes en pointillés).

renvoyée dans la diode est au mieux de 2% de la puissance totale. Afin d'illustrer l'amélioration apportée par le réseau en terme de réduction de la divergence du faisceau, nous avons représenté sur la Figure IV-32 deux profils d'intensité en champ lointain, à $I=360$ mA et $I=500$ mA. L'angle d'injection qui donne les meilleurs résultats est d'environ 50 mrad ou $2,9^\circ$ (voir Figure IV-32). Ceci correspond à l'angle d'émission du mode d'ordre 10.

Le comportement du profil en champ lointain en fonction du courant d'injection est légèrement différent du comportement observé avec la diode AR. On note toujours l'effet du réseau en le faisant tourner et en ajustant le miroir de sortie de façon à avoir un pic d'intensité en champ lointain qui se déplace en fonction de la rotation du réseau. Le pic d'intensité dû au réseau est cependant moins prononcé qu'avec la diode AR et est davantage noyé dans le fond généré par l'émission de la diode. Lorsqu'on augmente le courant d'injection (et ceci jusqu'à environ 5 fois le courant de seuil), l'intensité se répartit à la fois dans le pic d'intensité et dans le fond. Le « décrochage » entre le fonctionnement imposé par le réseau et le fonctionnement chaotique dû à l'existence de cavités couplées se situe à un courant d'injection plus élevé qu'avec la diode AR. Cependant, lors du fonctionnement dominé par le réseau, le pourcentage de puissance dans le pic d'intensité par rapport à la puissance émise totale est plus faible que pour la diode AR, comme le met en évidence le Tableau IV-1. Ce tableau montre le pourcentage de puissance dans le lobe principal par

rapport à la puissance totale à différents courants d'injection, ainsi que la divergence du lobe (en nombre de fois la limite de diffraction).

Nombre de fois le courant au seuil	1,24 (360 mA)	1,72 (500 mA)	5,3 (1,5 A)	Diode AR 1,55 (840 mA)
Puissance dans le lobe (avant réseau) (mW)	35	76	257	117
Puissance totale (mW)	77	230	1330	143
P. Lobe/P. totale (%)	45	33	19	82
Nombre de fois limite de diffraction	1,5	2	2,5	1,04
Rapport des luminances ¹ (brillance après filtrage en MW/cm ² .sr)	5 (5,2)	2,7 (8,6)	1,6 (23)	6 (25)

Tableau IV-1. Rapport entre la puissance dans le lobe principal et la puissance totale lorsque la diode commerciale est mise en cavité externe, pour différents courants d'injection. Comparaison avec la diode AR (colonne en grisé). ¹ Luminance après filtrage divisée par luminance avant filtrage.

Nous avons obtenu des réductions notables de la divergence du faisceau dans le lobe principal d'émission, allant d'un facteur 6 pour un courant d'injection de 5 fois le seuil, à un facteur 10 pour un courant d'injection de 1,24 fois le seuil. La luminance de la diode seule est améliorée d'un facteur 5 en cavité externe au courant d'injection de 360 mA. Les résultats obtenus sont plus modestes qu'avec la diode AR, ce qui est attribué à la réflectivité de la facette de sortie de la diode de 4%. Les voies d'amélioration évoquées au paragraphe précédent devraient permettre d'obtenir des performances meilleures. Toutefois, l'effet du filtrage angulaire par notre réseau de Bragg en cavité externe a pu être démontré sur une diode laser commerciale.

IV.2.e. Premiers résultats obtenus avec une barrette de diodes laser

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats préliminaires obtenus avec une barrette de diodes laser. Lors de ces premières expériences, compte tenu de la taille des échantillons disponibles, nous avons effectué le filtrage angulaire sur dix émetteurs.

IV.2.e.i. Caractéristiques de la barrette de diodes laser

La barrette de diodes laser utilisée est une diode laser fournie par Thales (TH-C1420-S), délivrant une puissance maximale de 20 W à un courant d'injection de 28 A (à 25°C). L'alimentation en courant est une alimentation de marque LIMO (Laser Diode Driver 50). La diode laser est montée sur un bloc de cuivre avec un refroidissement par circulation d'eau. La longueur d'onde d'émission à pleine puissance est de 809 nm et la largeur à mi-hauteur du spectre est de 1,9 nm. Le

courant du seuil d'oscillation est donné par le constructeur à 7,1 A. La pente d'efficacité laser est de 0,96 W/A. La courbe d'efficacité de la diode est représentée sur la Figure IV-33.

La réflectivité de la face de sortie de la diode est donnée par le constructeur à environ 6%-10%. La barrette est constituée de 25 émetteurs, chacun ayant une surface émettrice de 125 μm . Les émetteurs sont espacés entre eux de 400 μm centre à centre. Chaque émetteur est un réseau de diodes laser 1 \times 3 μm espacées chacune de 6 μm (centre à centre). La surface émettrice totale est donc de 1 cm (voir Figure IV-34).

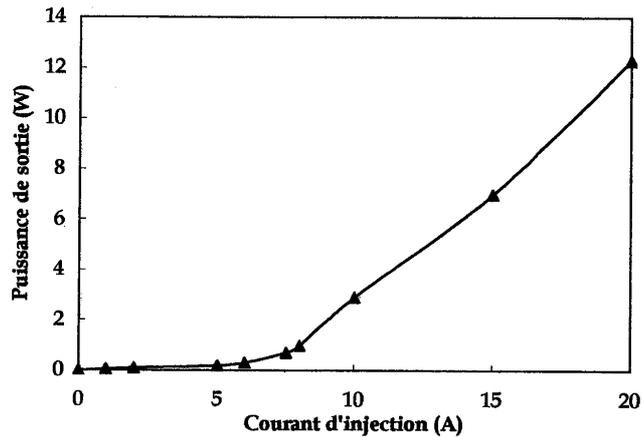


Figure IV-33. Puissance de sortie de la diode seule en fonction du courant d'injection.

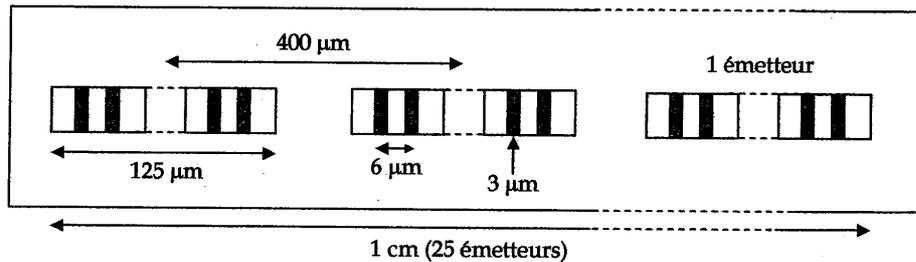


Figure IV-34. Description de la barrette Thales.

Évaluation du « smile » :

Une caractéristique inhérente aux barrettes de diodes laser, due au procédé de fabrication, est le « smile » qui affecte la surface émettrice [Wetter,01]. En réalité, les émetteurs ne forment pas une ligne droite, mais une courbe qui porte ce nom et que l'on caractérise généralement par la hauteur séparant les deux émetteurs les plus éloignés de part et d'autre de la ligne médiane du smile.

Nous avons évalué le smile de notre barrette en imageant la surface émettrice de la barrette sur une caméra CCD (Figure IV-35). Sur l'ensemble de la barrette, le smile est de $3 \mu\text{m}$, ce qui

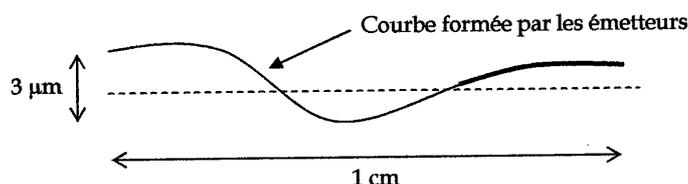


Figure IV-35. Mesure du "smile" de la barrette de diodes laser Thales. En rouge, les dix émetteurs étudiés.

est une valeur typique [Wetter,01],[Rustad,01].

Nous avons représenté sur la Figure IV-35 l'emplacement des dix émetteurs étudiés (en rouge). Le smile qui affecte ces dix émetteurs est inférieur à $1 \mu\text{m}$.

Divergence :

Compte tenu de l'écart entre chacun des émetteurs, on peut considérer que le couplage entre les différents émetteurs est faible. On peut ainsi s'attendre à ce que la divergence du faisceau total soit quasiment égale à celle d'un émetteur isolé. La limite de diffraction d'un émetteur s'écrit $0,89 \frac{\lambda}{2a}$, où $2a$ est la taille de la surface émettrice. Avec $\lambda=809 \text{ nm}$ et $2a=125 \mu\text{m}$, on trouve que la limite de diffraction d'un émetteur est de $5,7 \text{ mrad}$. On choisira cette valeur pour définir la limite de diffraction théorique de la barrette (ou de n émetteurs de la barrette avec n variant de 1 à 25).

Afin d'isoler les 10 émetteurs que l'on souhaite étudier du reste de la barrette et de mesurer leur profil d'intensité en champ lointain en s'affranchissant de la lumière émise par les 15 autres émetteurs, nous avons réalisé le montage de la Figure IV-36. Dans le plan de la jonction, se trouvent une lentille cylindrique de 150 mm de distance focale et un doublet de 500 mm de distance focale. Ce système optique fait l'image de la surface émettrice avec un grandissement de 3,33 sur la caméra CCD 1. Une lame semi-réfléchissante située à la distance d en amont de la caméra CCD 1 reproduit cette image à la distance d . Dans cette image agrandie de la jonction, la taille de l'image d'un émetteur est de $412 \mu\text{m}$ et l'espacement

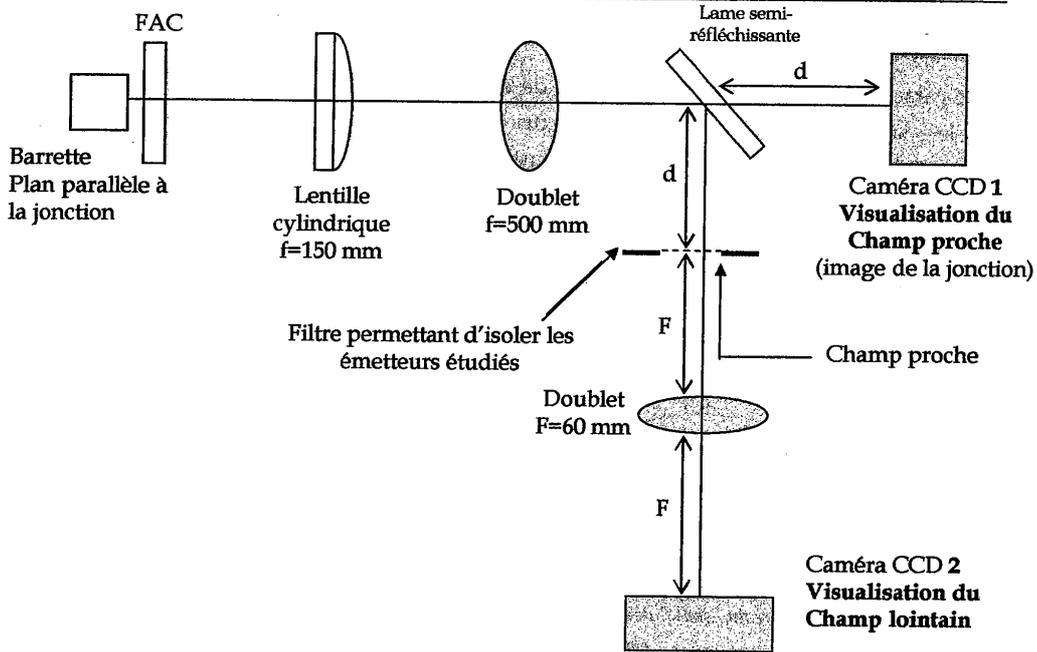


Figure IV-36. Montage de visualisation du champ proche et du champ lointain des émetteurs de la barrette de diodes laser Thales. Le filtre (réalisé par deux lames de rasoir permet d'isoler une partie des émetteurs de la barrette.

centre à centre des émetteurs est de $915 \mu\text{m}$. On place dans le plan de cette image deux lames de rasoir qui permettent d'isoler les émetteurs que l'on souhaite étudier. (Le positionnement de ces deux lames se fait en réimageant l'image de la jonction sur une caméra CCD). On visualise sur la caméra CCD 2 le champ lointain des émetteurs ainsi sélectionnés par le biais d'un doublet de 60 mm de distance focale, placé en position f - f .

Nous avons représenté sur la Figure IV-37 les profils de champ lointain d'un émetteur seul (le 5^{ème} en partant de la droite, voir Figure IV-35) et des dix émetteurs étudiés, à $I=7,7 \text{ A}$. Les dix émetteurs ont atteint le seuil d'oscillation.

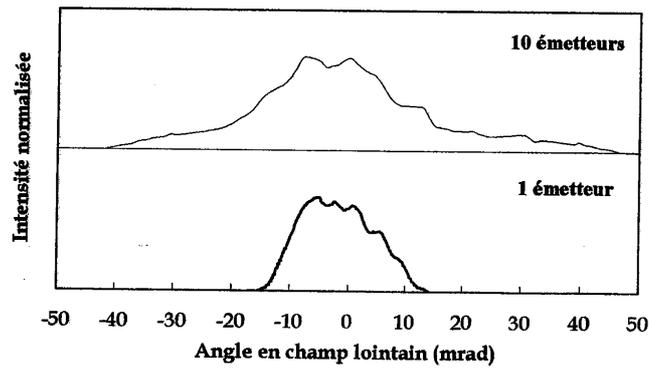


Figure IV-37. Profils d'intensité en champ lointain d'un émetteur et de 10 émetteurs de la barrette Thales, à $I=7,7 \text{ A}$.

La largeur à mi-hauteur de l'intensité d'un émetteur est de 18 mrad (3,1 fois la limite de diffraction). La largeur à mi-hauteur de l'intensité de 10 émetteurs est de 25 mrad (4,4 fois la limite de diffraction). Le profil en champ lointain des 10 émetteurs est élargi d'un facteur 1,4 par rapport à celui de l'émetteur seul. Ceci pourrait traduire un couplage entre les différents émetteurs.

IV.2.e.ii. Caractéristiques du réseau de Bragg

Nous avons inscrit des réseaux de Bragg s'adaptant à cette nouvelle diode laser. Les caractéristiques et les performances du réseau utilisé ainsi que les conditions d'inscription sont résumées sur le Tableau IV-2. Le matériau utilisé est toujours le PQ:PMMA. Le nouvel échantillon (provenant toujours du NTCU) est plus épais que précédemment et homogène sur toute sa surface. Nous sommes partis des conditions optimales d'inscription déterminées au Chapitre III - pour réaliser nos nouveaux réseaux. Le produit de l'absorption linéique à 488 nm par l'épaisseur du réseau est d'environ 0,9, proche de la valeur de 1 qui avait donné les réseaux les plus efficaces. Cependant nous n'avons pas pu obtenir d'efficacité de diffraction supérieure à 65% à 808 nm. Plusieurs explications sont possibles : afin de réaliser des réseaux de grande taille (15 mm de large), le montage d'inscription nécessitait l'emploi de deux lentilles cylindriques pour étendre le faisceau. La qualité des faisceaux d'inscription a ainsi pu être affectée. De plus, il est possible qu'il existe une épaisseur de matériau optimale au-delà de laquelle l'efficacité de diffraction maximale décroît, mais cette hypothèse demanderait davantage d'étude pour être confirmée. Notons enfin que les pertes introduites par le matériau sont de 15% sur un simple passage (8% dues aux pertes de Fresnel de l'échantillon non traité antireflet et 7% de pertes résiduelles vraisemblablement dues à de la diffusion dans le matériau et/ou à de l'absorption à 808 nm).

Caractéristiques du réseau		Conditions d'inscription
Dimensions	2 mm x 15 mm	
Épaisseur	4 mm	Longueur d'onde d'inscription : 488 nm
Pas des franges	8 μ m	Temps d'exposition : 100 s
Inclinaison des franges	$\Phi=93^\circ$	Énergie déposée : 10 J/cm ²
Angle de Bragg (hors réseau)	3°	Performances
		Sélectivité angulaire : 3,5 mrad
		Efficacité de diffraction à 808 nm : 65%

Tableau IV-2. Caractéristiques du réseau de Bragg utilisé avec la barrette de diodes Thales.

IV.2.e.iii. Principe de la cavité

Le principe de la cavité externe est représenté sur la Figure IV-38. Les premiers essais ont été réalisés avec des cavités courtes, de l'ordre de 8 cm. Le réseau de Bragg agit sur la divergence des dix émetteurs à la fois. Le miroir plan renvoie sur lui-même chacun des rayons diffractés par le réseau dans la diode. Gênés par l'encombrement des montures, nous n'avons pas réalisé de cavité stable comme nous l'avons fait pour les diodes monoruban.

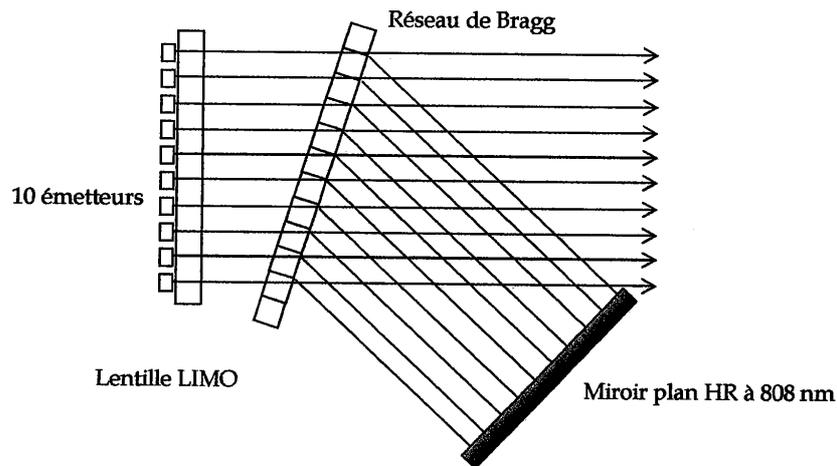


Figure IV-38. Schéma de principe de la cavité externe avec 10 émetteurs dans le plan de la jonction.

IV.2.e.iv. Résultats

Les résultats obtenus en terme de réduction de la divergence du faisceau sont représentés sur la Figure IV-39, où nous comparons les divergences d'un émetteur et des 10 émetteurs avant et après filtrage par le réseau en cavité externe. La divergence à mi-hauteur de l'intensité du faisceau issu d'un émetteur simple est réduite à 7,3 mrad (1,3 fois la limite de diffraction par rapport à 125 μm). La divergence à mi-hauteur de l'intensité du faisceau issu des dix émetteurs est réduite à 9 mrad (1,6 fois la limite de diffraction par rapport à 125 μm).

Le Tableau IV-3 donne les puissances obtenues avant et après filtrage (les faisceaux sont pris dans leur totalité). Le faisceau de sortie de la cavité passant par l'échantillon, la mesure « brute » doit donc être corrigée des pertes de 15% introduites par l'échantillon sur le faisceau. On peut remarquer que la perte de puissance due à la mise en cavité externe n'est pas considérable, puisqu'elle n'est que de 5% pour le faisceau issu des dix émetteurs. La brillance est améliorée d'un facteur 2 pour un émetteur simple et d'un facteur 3 pour les 10 émetteurs. Notons qu'il est pour l'instant difficile de comparer ces résultats avec les

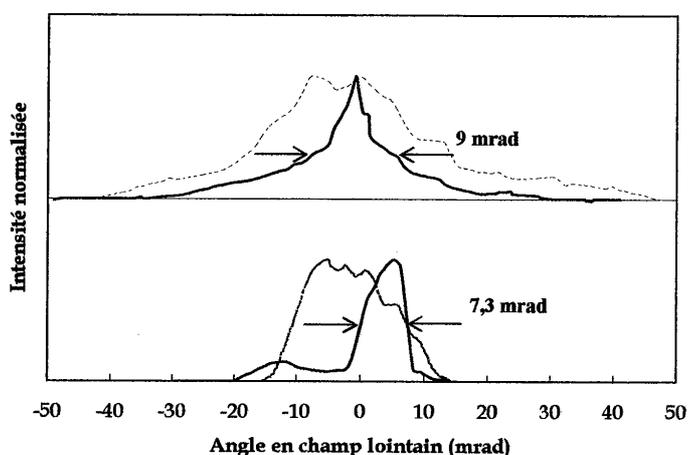


Figure IV-39. Profils d'intensité en champ lointain d'un émetteur et de 10 émetteurs avant (courbe en pointillés) et après (courbe en trait plein) filtrage à $I=7,7$ A.

techniques publiées de remise en forme de faisceaux issus de barrettes de diodes laser, où la diode laser est utilisée à puissance maximale [Clarkson,96], [Rustad,01].

$I=7,7$ A	1 émetteur	10 émetteurs
Puissance dans le faisceau non filtré (mW)	28	308
Puissance dans le faisceau filtré après le réseau (mW)	20	249
Puissance dans le faisceau filtré avant le réseau (mW)	23	293
Rapport des luminances (luminance après filtrage en MW/cm ² .sr)	2 (6)	3 (1,8)

Tableau IV-3. Comparaison des puissances dans les faisceaux filtrés et non filtrés pour 1 et 10 émetteurs à un courant d'injection $I=7,7$ A.

La cavité réalisée n'est pas du tout optimisée : le coefficient de réflectivité de la face de sortie de la barrette est de 6% à 10%. De plus, l'efficacité de diffraction du réseau de Bragg n'est que de 65%. Enfin, la taille du faisceau injecté dans la diode n'est pas contrôlée comme c'était le cas dans la cavité avec les diodes laser à ruban large décrite précédemment. Cependant, les résultats obtenus mettent en évidence l'effet de filtrage angulaire par le réseau de Bragg et sont encourageants pour une éventuelle poursuite de ces travaux.

Conclusion de la partie A et perspectives

Le but de cette thèse était de réaliser des sources laser de puissance émettant vers 980 nm un faisceau limité par la diffraction, pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium dans le domaine des télécommunications. Lors de cette première partie, nous avons étudié une solution consistant à réduire la divergence de faisceaux de diodes laser de puissance dans le plan parallèle à la jonction. Dans un premier chapitre d'introduction, nous avons présenté les problèmes liés à la divergence du faisceau des diodes laser de puissance. Puis, à partir d'un modèle très simple, nous avons introduit quelques outils (champ proche, champ lointain d'une diode) permettant à la fois d'illustrer le problème de la divergence des faisceaux de diodes laser et de caractériser cette divergence. Un état de l'art des différentes techniques d'amélioration de la qualité de faisceau des diodes laser nous a conduits à nous intéresser à une méthode utilisant des diodes laser déjà existantes, a priori simple d'emploi, c'est-à-dire la mise en cavité externe de diodes laser. Parmi les différents types de filtrages possibles en cavité externe, nous avons retenu celui qui donne les meilleurs résultats en termes de puissance et de réduction de la divergence du faisceau. Il s'agit du filtrage angulaire. Nous proposons ainsi une nouvelle cavité externe utilisant les propriétés de sélectivité angulaire d'un réseau de Bragg placé en cavité externe.

Une première partie du travail a consisté en la conception et la réalisation expérimentale de ces réseaux de Bragg, inscrits dans un matériau holographique prometteur, le PQ:PMMA. Nous avons ainsi déterminé les conditions expérimentales nécessaires à l'obtention de fortes efficacités de diffraction. Des efficacités de diffraction de 85% à 980 nm et 1064 nm ont été réalisées, ce qui n'a jamais été publié dans des réseaux inscrits dans ce matériau. Nous avons également pu inscrire des réseaux de sélectivités angulaires variées.

Nous avons ensuite réalisé un laser solide pompé par diode dont le faisceau simule celui d'une diode laser afin de valider le principe du filtrage angulaire par un réseau de Bragg dans une cavité laser. Nous avons ainsi démontré par cette première étape une réduction significative de la divergence du faisceau à mi-hauteur de l'intensité d'un facteur 2,7, le faisceau filtré étant alors quasiment limité par la diffraction.

Nous sommes ensuite passés à l'étude du filtrage angulaire par un réseau de Bragg du faisceau de diodes laser à ruban large mises en cavité externe. La première diode utilisée est une diode laser traitée antireflet sur sa face de sortie, et la seconde diode est une diode laser commerciale. Une réduction notable de la divergence des faisceaux a été obtenue dans les deux cas. Pour la diode traitée antireflet, une amélioration de la brillance d'un facteur 6 a été obtenue en cavité externe, par rapport à la diode seule. L'étude de l'influence de plusieurs paramètres sur la puissance de sortie de la cavité externe montre que les performances pourraient être améliorées, notamment par l'utilisation d'un meilleur traitement antireflet de la facette de sortie de la diode. Il faut souligner le fait que ces résultats ont été obtenus avec

des diodes laser à ruban large. Ceci est assez peu répandu dans la littérature où les articles publiés sur le sujet concernent principalement des réseaux de diodes laser. Comme la technologie de fabrication des diodes à ruban large est plus simple que celle des réseaux de diodes laser et qu'on a pu observer récemment un regain d'intérêt pour ces structures, c'est un atout supplémentaire de disposer d'un système compact fonctionnant avec des diodes à ruban large.

Le principal avantage de notre cavité externe est qu'elle peut être utilisée avec un grand nombre d'émetteurs. Nous avons ainsi poursuivi notre étude par la mise en cavité externe de 10 émetteurs d'une barrette de diodes laser. Les premières expériences ont montré, dans une cavité non optimisée, une réduction de la divergence du faisceau issu des dix émetteurs d'un facteur 2,8.

De nombreuses études restent à mener sur plusieurs fronts. Tout d'abord, nous avons vu que le PQ:PMMA, s'il permet d'avoir de fortes efficacité de diffraction, n'est peut-être pas encore arrivé à maturité, comme en témoignent les pertes que nos échantillons apportent aux faisceaux utilisés. Dans l'état de l'art sur les matériaux holographiques, nous avons vu que d'autres matériaux pourraient convenir pour inscrire nos réseaux (verres photothermoréfractifs, verres photopolymérisables). Il serait donc intéressant de pouvoir tester d'autres types de matériaux. De plus, nous avons calculé qu'avec une épaisseur adaptée, il serait possible d'obtenir à la fois un filtrage angulaire et un filtrage spectral avec le même réseau. Ceci constituerait un nouvel atout de notre cavité. En ce qui concerne la barrette de diodes laser, de nombreuses améliorations restent à apporter à la cavité, comme le traitement antireflet de la face de sortie et l'utilisation d'un réseau de Bragg plus efficace. Le but ultime serait de réaliser le filtrage angulaire sur la barrette de diodes entière. À terme, il serait intéressant d'avoir une cavité très courte où l'on s'affranchirait du miroir de renvoi par un traitement haute réflectivité de la face arrière du réseau.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous proposons d'étudier une autre solution qui consiste à utiliser le faisceau fortement multimode spatial d'une diode laser de puissance pour réaliser un laser solide pompé par diode délivrant une forte puissance dans un faisceau limité par la diffraction autour de 980 nm.

Bibliographie de la partie A

- [Abbas,88] "Injection behaviour and modeling of 100 mW broad area diode lasers", Abbas, Yang, Chan et Fujimoto, IEEE J. Quantum Electron., 24 (4) 1988
- [Agrawal,00] "Semiconductor lasers", Agrawal, Dutta, Kluwer Academic Publishers Deuxième Edition 2000, page 64
- [Annovazzi-Lodi,00] "Power efficiency of a semiconductor laser with an external cavity", Annovazzi-Lodi, Merlo et Moroni, Opt. and Quantum Electron., 32 (p.1343) 2000
- [Arns,99] "Volume phase gratings for spectroscopy, ultrafast laser compressors, and wavelength division multiplexing", Arns, Colburn et Barden, Proc. SPIE 1999, 3779 (p.313), International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation in Denver, CO (États-Unis)
- [Auzanneau,02] "Étude théorique et expérimentale de diodes laser de forte luminance à 980 nm", Thèse de l'Université Paris-Sud (2002)
- [Balembois,94] "Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du crystal de LiSAF dope avec l'ion Cr³⁺", Thèse de l'Université Paris-Sud (1994)
- [Barthélémy,92] "Wavelength-tunable diffraction-limited operation of a standard high-power diode-laser array using an off-centered extended cavity", Barthélémy, Louradour et Couderc, Electron. Lett., 28 (22) 1992
- [Booth,74] "Photopolymer material for holography", Booth, Appl. Opt., 14 (3) 1975
- [Boyd,00] "Effect of film thickness on the performance of photopolymers as holographic recording materials", Boyd, Trentler, Wahi, Vega-Cantu et Colvin, Appl. Opt., 39 (14) 2000
- [Buus,82] "The effective index method and its application to semiconductor lasers", Buus, IEEE J. Quantum Electron., 18 (7) 1982
- [Champagne,95] "Numerical procedure for the lateral-mode analysis of broad-area semiconductor lasers with external cavity", Champagne et al., IEEE J. Quantum Electron., 31 (5) 1995
- [Chandross,78] "Latent-imaging photopolymer systems", Chandross, Tomlinson et Aumiller, Appl. Opt., 17 (4) 1978

- [Chang-Hasnain,87] "High power with high efficiency in a narrow single-lobed beam from a diode laser array in an external cavity", Chang-Hasnain, Berger, Scifres, Streifer, Whinnery et Dienes, *Appl. Phys. Lett.*, 50 (21) 1987
- [Chang-Hasnain,89] "Spatial mode structure of broad-area semiconductor quantum well lasers", Chang-Hasnain et al., *Appl. Phys. Lett.*, 54 (3) 1989
- [Cheben,01] "A photopolymerizable glass with diffraction efficiency near 100% for holographic storage", Cheben et Calvo, *Appl. Phys. Lett.*, 78 (11) 2001
- [Chénais,02] "Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques", Thèse de l'Université Paris-Sud (2002)
- [Clarkson,96] "Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars", Clarkson et Hanna, *Opt. Lett.*, 21 (6) 1996
- [Close,69] "Hologram recording on photopolymer materials", Close, Jacobson, Margerum, Brault et McClung, *Appl. Phys. Lett.*, 14 (5) 1969
- [Colburn,71] "Volume hologram formation in photopolymer materials", Colburn et Haines, *Appl. Opt.*, 10 (7) 1971
- [Coldren,95] "Diode lasers and photonic integrated circuits", Coldren et Corzine, John Wiley & Sons, Inc.
- [DeMars,96] "Angled-grating distributed feedback laser with 1 W cw single-mode diffraction-limited output at 980 nm", DeMars, Dzurko, Lang, Welch, Scifres et Hardy, *Conference on Lasers and Electro-optics, OSA Technical Digest Series 9* (p.77) 1996
- [Diehl,00] "High-power diode lasers, fundamentals, technology, applications", *Topics in Applied Physics*, Springer (2000)
- [Efimov,01] "Diffractive optical elements in photosensitive inorganic glasses", Efimov, Glebov et Smirnov, *Proc. SPIE* 2001, 4452 (p.39)
- [Efimov,99] "High-efficiency Bragg gratings in photothermorefractive glass", Efimov, Glebov, Glebova, Richardson et Smirnov, *Appl. Opt.*, 38 (4) 1999
- [Eichler,01] "Holographic reflection gratings in azobenzene polymers", Eichler, Orlic, Schulz et Rübner, *Opt. Lett.*, 26 (9) 2001
- [Fan,87] "Modeling and cw operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser", Fan et Byer,, *IEEE J. of Quantum Electron.*, , *IEEE J. of Quantum Electron.*, 23 (5) 1987

- [Fan,90] "Pump source requirements for end-pumped lasers", Fan et Byer, IEEE J. Quantum Electron., 26 (2) 1990
- [Findlay,66] "The measurement of internal losses in 4-level lasers", Findlay et Clay, Phys. Lett., 20, p. 277-278, 1996
- [Franke,84] "Optical recording of refractive-index patterns in doped poly-(methyl methacrylate) films", Franke, Appl. Opt., 23 (16) 1984
- [Gaylord,81] "Thin and thick gratings: terminology clarification", Gaylord et Moharam, Appl. Opt., 20 (p.3271), 1981
- [Gehrig,98] "Experimental characterization and numerical modeling of an AlGaAs oscillator broad area double pass amplifier system", Gehrig, Beier, Boller et Wallenstein, Appl. Phys. B, 66 (p.287-293) 1998
- [Goldberg,87] "Single lobe operation of a 40-element laser array in an external ring laser cavity", Goldberg et Weller, Appl. Phys. Lett. 51 (12) 1987
- [Goldberg,88] "Injection locking characteristics of a 1 W broad stripe laser diode", Goldberg et Chun, Appl. Phys. Lett., 53 (20) 1988
- [Goldberg,89] "Narrow lobe emission of high power broad stripe laser in external resonator cavity", Goldberg et Weller, Electron. Lett., 25 (2) 1989
- [Goldberg,93] "High-power, near-diffraction-limited large-area travelling-wave semiconductor amplifiers", Goldberg, Mehuys, Surette et Hall, IEEE J. Quantum Electron., 29 (6) 1993
- [Hall,62] "Coherent light emission from GaAs junctions", Hall et al., Phys. Rev. Lett., 9 (9) 1962
- [He,98] "10,9 W continuous wave optical power from 100 μm aperture InGaAs/AlGaAs (915 nm) laser diodes", He et al., Electron. Lett., 34 (22) 1998
- [Hess,95] "Filamentation and beam propagation in broad-area semiconductor lasers", Hess, Koch et Moloney, IEEE J. Quantum Electron., 31 (1) 1995
- [Hsieh,99] "Optimal conditions for thermal fixing of volume holograms in Fe:LiNbO₃ crystals", Hsieh, Lin, Hsu, Hsieh, Chiou et Hong, Appl. Opt., 38 (29) 1999
- [Kapon,84] "Supermode analysis of phase-locked arrays of semiconductor lasers", Kapon, Katz et Yariv, Opt. Lett., 10 (4) 1984
- [Kapon,98] "Semi-conductor lasers I : Fundamentals (Optics and Photonics)", Kapon, Academic Press, Décembre 1998

- [Kelemen,02] "High-power high-brightness ridge-waveguide tapered diode lasers at 940 nm", Kelemen et col., Proceedings de SPIE Photonics West 2002, vol. 4648, p. 75-81, Photonics West 2002
- [Kogelnik,69] "Coupled wave theory for thick hologram gratings", Kogelnik, The Bell System Technical Journal, 48 (p.2909) 1969
- [Lang,91] "Lateral modes of broad area semiconductor lasers : theory and experiment", Lang et al., IEEE J. Quantum Electron., 27 (3) 1991
- [Laporta,91] "Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state laser", Laporta, IEEE J. Quantum Electron., 27 (10) 1991
- [Leger,88] "Coherent addition of AlGaAs lasers using microlenses and diffractive coupling", Leger, Scott et Veldkamp, Appl. Phys. Lett., 52 (21) 1988
- [Lepage,97] "Apodizing holographic gratings for the modal control of semiconductor lasers", Lepage, Massudi, Ancitl, Gilbert, Piché et McCarthy, Appl. Opt., 36 (21) 1997
- [Lin,00] "Phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) photopolymer bulk for volume holographic data storage", Lin, Hsu, Chen et Whang, Opt. Lett., 25 (7) 2000
- [Liu,03] "Improvement of the diffraction properties in holographic polymer dispersed liquid crystal Bragg gratings", Opt. Comm., 218 (p.27) 2003
- [Lobel,98-a] "Single-mode operation of a laser-diode array with frequency-selective phase-conjugate feedback", Lobel, Petersen et Johansen, Opt. Lett., 23 (11) 1998
- [Lobel,98-b] "Tunable single-mode operation of a high-power laser-diode array by use of an external cavity with a grating and a photorefractive phase-conjugate mirror", Lobel, Petersen et Johansen, J. Opt. Soc. Am. B, 15 (7) 1998
- [Ludman,97] "Very thick holographic nonspatial filtering of laser beams", Ludman, Riccobono, Reinhand, Semenova, Korzinin, Shahriar, Caulfield, Fournier et Hemmer, Opt. Eng., 36 (6) 1997
- [MacCormack,93] "High-brightness output from a laser-diode array coupled to a phase-conjugating mirror", MacCormack et Feinberg, Opt. Lett., 18 (3) 1993
- [MacCormack,94] "Injection locking a laser-diode array with a phase-conjugate beam", MacCormack, Feinberg et Garrett, Opt. Lett., 19 (2) 1994

- [Mailhot,00] "Single-mode operation of a broad-area semiconductor laser with an anamorphic external cavity : experimental and numerical results", Mailhot, Champagne et McCarthy, *Appl. Opt.*, 39 (36) 2000
- [Maerten,02] "Laser diode made single-mode by a self-adaptive photorefractive filter", Maerten, Dubreuil, Pauliat, Roosen, Rytz, et Salva, *Opt. Comm.*, 208 (p. 183-189) 2002
- [Mehuys,91] "High power, diffraction limited emission from monolithically integrated active grating master oscillator power amplifier", Mehuys, Welch, Parke, Waarts, Hardy et Scifres, *Electron. Lett.* 27 (6) 1991
- [Moran,73] "Properties of holographic gratings photoinduced in polymethyl methacrylate", Moran et Kaminov, *Appl. Opt.*, 12 (8) 1973
- [Mumbru,01] "Comparison of the recording dynamics of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) materials", Mumbru, Solomatine, Psaltis, Lin, Hsu, Chen et Whang, *Opt. Comm.*, 194 (p.103-108) 2001
- [O'Connell,84] "Improved laser-damage-resistant polymethyl methacrylate", O'Connell, Romberger, Shaffer, Saito, Deaton et Seigenthaler, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1 (6) 1984
- [Osmundsen,83] "Influence of optical feedback on laser frequency spectrum and threshold conditions", Osmundsen et Gade, *IEEE J. Quantum Electron.*, 19 (3) 1983
- [Philipp-Rutz,75] "Spatially coherent radiation from an array of GaAs lasers", Philipp-Rutz, *Appl. Phys. Lett.*, 26 (8) 1975
- [Piazzolla,96] "Holographic grating formation in photopolymers", Piazzolla et Jenkins, *Opt. Lett.*, 21 (14) 1996
- [Pillai,96] "Paraxial-misalignment insensitive external-cavity semiconductor-laser array emitting near-diffraction limited single-lobed beam", Pillai et Garmire, *IEEE J. Quantum Electron.*, 32 (6) 1996
- [Popov,00] "Spectrally selective holographic optical elements based on a thick polymer medium with diffusional amplification", Popov, Novikov, Lapushka, Zyuzin, Ponosov, Ashcheulov et Veniaminov, *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 2 (p.494) 2000
- [Risk,88] "Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses", Risk, *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 (7) 1988
- [Rustad,01] "Beam shaping of high power laser diode bars", Rustad, Lippert et Stenersen, FFI Rapport 2001/02647

- [Salzman,85] "Unstable resonator cavity semiconductor lasers", Salzman, Venkatesan, Lang, Mittelstein et Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, 46 (3) 1985
- [Shankoff,68] "Phase holograms in dichromated gelatin", Shankoff, *Appl. Opt.*, 7 (10) 1968
- [Shurn,95] "1,2 W single-mode-fiber-coupled MOPA at 980 nm", Shurn et col., session Postdeadline, PD13-1, *Optical Fiber Communications* 1995
- [Steckman,98] "Characterization of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) for holographic memory", Steckman, Solomatine, Zhou et Psaltis, *Opt. Lett.*, 23 (16) 1998
- [Stevenson,95] "A method for characterization of film thickness and refractive index in volume holographic materials", Stevenson et Steijn, *Proc SPIE* 2405, 88-97 (1995)
- [Stryckman,96] "Improvement of the lateral-mode discrimination of broad-area diode lasers with a profiled reflectivity output facet", Stryckman, Rousseau, D'Auteuil et MacCarthy, *Appl. Opt.* 35 (30) 1996
- [Sukhanov,94] "Three-dimensional deep holograms and material for recording them", Sukhanov, *J. Opt. Technol.*, 61 (1) 1994
- [Syms,90] "Practical volume holography", Syms, *Oxford Engineering Science Series* 24, Oxford Science Publications, Clarendon Press, 1990
- [Tilton,91] "High power, nearly diffraction-limited output from a semiconductor laser with an unstable resonator", Tilton, Dente, Paxton, Cser, DeFreez, Moeller et Depatie, *IEEE J. Quantum Electron.*, 27 (9) 1991
- [Tomlinson,70] "Photoinduced refractive index increase in poly(methylmethacrylate) and its applications", Tomlinson, Kaminow, Chandross, Fork et Silfvast, *Appl. Phys. Lett.*, 16 (12) 1970
- [Vahey,75] "A nonlinear coupled-wave theory of holographic storage in ferroelectric materials", Vahey, *J. Appl. Phys.*, 46 (8) 1975
- [Veniaminov,91] "Hologram amplification due to diffusion destruction of opposite phase structures", Veniaminov, Goncharov et Popov, *Opt. Spectrosc.* 70 (4) 1991
- [Wetter,01] "Three-fold effective brightness increase of laser diode bar emission by assessment and correction of diode array curvature", Wetter, *Opt. and Laser Technology*, 33, p.181-187 2001

- [Wolff,03] "Fourier-optical transverse mode selection in external-cavity broad-area lasers : experimental and numerical results", Wolff, Radionov, Sherstobitov et Fouckhardt, IEEE J. Quantum Electron., 39 (3) 2003
- [Verdiell,90] "A broad-area mode-coupling model for multiple-stripe semiconductor lasers", Verdiell et Frey, IEEE J. Quantum Electron., 26 (2) 1990
- [Yiou,02-a] "Amélioration de la qualité spatiale des faisceaux de diodes lasers par un réseau de Bragg épais en cavité externe", Yiou, Balembois, Huignard et Georges, 21^e Journées Nationales d'Optique Guidée (Dijon) 2002
- [Yiou,03-a] "Improvement of the spatial beam quality of laser sources with an intracavity Bragg grating", Yiou, Balembois, Huignard et Georges, TOPS of Advanced Solid-State Photonics, Ed. J. Zayhowski, Vol. 83, p. 343 (San Antonio) 2003
- [Yiou,03-b] "Improvement of the spatial beam quality of laser sources with an intracavity Bragg grating", Yiou, Balembois, Huignard et Georges, Opt. Lett., 28 (4) 2003

Partie B

**Étude et réalisation d'un laser
massif continu autour de 980 nm**

Introduction et problématique

Dans cette partie, nous proposons d'étudier une solution alternative au problème de la mauvaise qualité spatiale des diodes laser de puissance soulevé lors de la partie A. L'objectif recherché est toujours le même : construire une source laser continue de forte brillance, c'est-à-dire de forte puissance et de bonne qualité spatiale, émettant autour de 980 nm. Les applications sont nombreuses, comme pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA) dans le domaine des télécommunications optiques, pour la médecine ou pour le pompage longitudinal des lasers solides. De plus, par doublage, il serait possible de réaliser des sources laser émettant dans le bleu.

L'idée développée dans cette partie est de convertir le faisceau fortement multimode spatial d'une diode laser de puissance en un faisceau monomode spatial par le biais d'un cristal massif associé à une cavité laser jouant le rôle de filtre spatial (Figure 1).

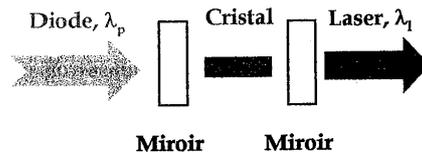


Figure 1. Principe de la conversion du faisceau multimode spatial d'une diode laser de puissance en un faisceau monomode spatial par un cristal solide placé dans une cavité laser.

Les matériaux dopés avec des ions ytterbium¹ (Yb) sont particulièrement intéressants pour réaliser une telle source laser, comme l'illustre la Figure 2, représentant les niveaux d'énergie

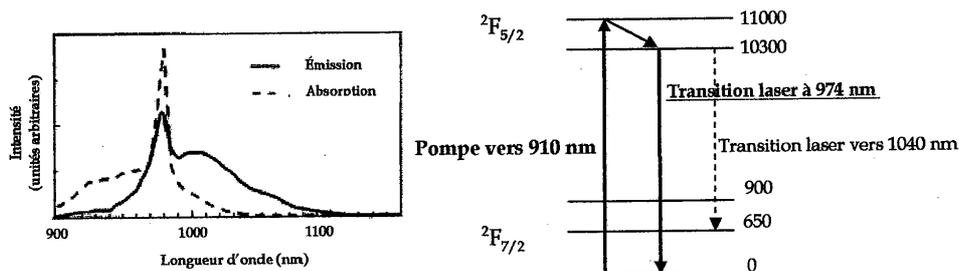


Figure 2. Spectres d'émission et d'absorption [Petrov,97] et diagramme des niveaux d'énergie de l'Yb:verre [Hanna,89].

¹ Pour des études très complètes de l'ion Yb dans des cristaux laser, se reporter à [Gaumé,02] et [Chénais,02].

mis en jeu dans l'ion Yb ainsi que les spectres d'absorption et d'émission de l'Yb dans une matrice de verre. Selon sa matrice d'accueil, l'ion Yb peut présenter à la fois une bande d'absorption autour de 900 nm (de quelques nm de largeur à mi-hauteur), ce qui est favorable à un pompage par diode, ainsi qu'une transition laser autour de 980 nm. Le problème majeur est que le système laser ainsi constitué est un **pur système laser à trois niveaux**, où le niveau du bas de la transition est réellement le niveau fondamental. À cette longueur d'onde (980 nm) il existe à la fois une forte absorption et une forte section efficace d'émission stimulée. Le milieu amplificateur et les conditions de pompage doivent ainsi répondre à des contraintes sévères pour pouvoir obtenir du gain autour de 980 nm.

Parmi les matériaux dopés à l'Yb, on peut distinguer les fibres optiques et les cristaux laser massifs. Dans les fibres, comme l'atteste le récent développement des lasers à fibre dopée Yb émettant autour de 980 nm, il est possible d'obtenir à la fois de fortes densités de puissance de pompe et un bon recouvrement des faisceaux de pompe et laser, donnant lieu à des performances remarquables à 980 nm en pompage par diode (voir l'annexe 5). Ceci est beaucoup plus difficile à réaliser dans les cristaux laser, où la forte divergence du faisceau de la diode induit un mauvais recouvrement des faisceaux pompe et laser dans le cristal, ce qui est généralement rédhibitoire pour atteindre le seuil d'oscillation laser.

Un second problème, illustré sur la Figure 2, est l'existence dans les matériaux dopés Yb d'une transition laser autour de 1010-1050 nm dite à quasi-trois niveaux (le niveau du bas de la transition est situé dans le multiplet $^2F_{7/2}$). Cette transition, généralement utilisée, est bien plus favorable que la transition autour de 980 nm, atypique dans les cristaux laser. Il faut donc en empêcher l'oscillation.

L'utilisation de cristaux massifs pompés par diode, l'une des thématiques développées dans l'équipe où s'est déroulée cette thèse, est une solution alternative intéressante aux lasers à fibre en vue de réaliser une source laser très compacte. L'enjeu du travail présenté dans cette partie est de montrer que par un bon choix de la matrice d'accueil et par des conditions de pompage adaptées au problème, il est possible de réaliser un laser solide efficace à base d'un cristal massif dopé ytterbium émettant à 980 nm sur une transition laser à trois niveaux en pompage continu, ce qui n'avait jamais été démontré jusqu'à présent.

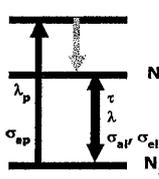
Dans le chapitre I, après un état de l'art des cristaux massifs pouvant émettre autour de 980 nm, nous nous intéressons aux cristaux dopés Yb et présentons le critère de sélection que nous avons utilisé pour choisir la matrice d'accueil de l'ion Yb. Parmi de nombreux cristaux dopés Yb recensés dans la littérature une famille de cristaux se présente comme étant la plus propice à un effet laser autour de 980 nm : la famille des cristaux de fluoroapatite. Nous présentons les caractéristiques du cristal choisi pour nos expériences : le cristal de fluoroapatite de strontium dopé Yb (ou Yb:S-FAP). Afin de prédire les performances du laser, nous avons développé un modèle numérique pour les lasers à trois niveaux en pompage continu. La présentation de ce modèle et des tendances qui en sortent fait l'objet du

chapitre II. Le chapitre III présente la réalisation expérimentale du laser. Afin de valider le principe d'un laser Yb massif continu émettant autour de 980 nm, nous avons utilisé comme laser de pompage un laser à saphir dopé au titane continu. Nous présentons dans ce même chapitre les résultats obtenus. Puis, dans le chapitre IV, nous évaluons la possibilité d'un pompage par diode.

le seuil d'oscillation laser sur une transition à trois niveaux dans des cristaux massifs (voir l'encadré 6 pour d'autres exemples de lasers solides à trois niveaux), ceci même avec des lasers de pompe de forte luminance spatiale. On peut d'ores et déjà affirmer que le pompage par diode en continu de cristaux massifs pour une émission autour de 980 nm est un véritable défi.

Nous avons choisi d'utiliser un cristal massif dopé Yb pour réaliser une source laser continue de forte brillance émettant autour de 980 nm. Il s'agit dans un premier temps de déterminer la matrice d'accueil la plus favorable pour atteindre le seuil d'oscillation laser autour de 980 nm.

Les notations utilisées tout au long de cette partie sont les suivantes :



I_p : intensité de pompe (en W/cm^2)
 I : intensité laser (en W/cm^2)
 λ_p : longueur d'onde de la pompe
 λ : longueur d'onde laser

σ_{ap} : section efficace d'absorption à la longueur d'onde de la pompe (en cm^2)¹
 σ_{al} : section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser (en cm^2)
 σ_{el} : section efficace d'émission à la longueur d'onde laser (en cm^2)
 σ_{ep} : section efficace d'émission à la longueur d'onde de la pompe (en cm^2)
 τ : temps de vie du niveau métastable (en s)
 N : densité de population d'ions Yb totale (en ions/ cm^3)
 N_1 : densité de population sur le niveau du bas de la transition (en ions/ cm^3)
 N_2 : densité de population sur le niveau du haut de la transition (en ions/ cm^3)
 h : constante de Planck (en J.s)
 c : vitesse de la lumière (en cm/s)

¹ Afin d'alléger les notations, nous appelons « section efficace » d'absorption ou d'émission ce qu'on nomme de façon rigoureuse « section efficace effective ». Les sections efficaces effectives sont celles auxquelles on a accès expérimentalement et qui prennent en compte le peuplement des niveaux, par opposition aux « sections efficaces spectroscopiques », qui sont définies entre deux sous-niveaux Stark et qui sont donc identiques pour l'émission et l'absorption (que l'on note σ) [Svelto,98]

Encadré 5 **Systèmes laser à trois niveaux.**

Le but de cet encadré est de montrer les principaux phénomènes physiques intervenant dans les systèmes laser à trois et quatre niveaux afin de mettre en évidence les difficultés à surmonter dans la réalisation d'un laser à trois niveaux. Nous rappelons également la définition d'un laser à quasi-trois niveaux.

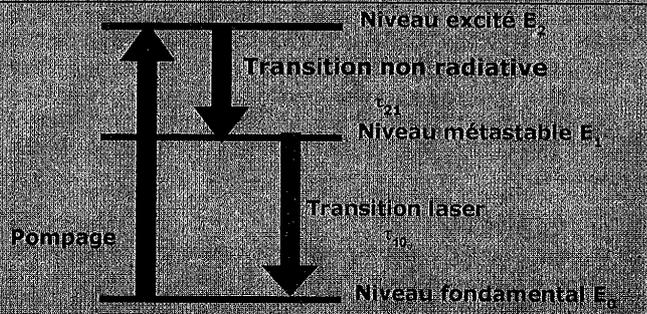
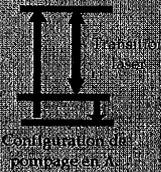


Diagramme d'énergie d'un laser à trois niveaux.

Dans le laser à rubis de Maiman, $\tau_{21} = 10^{-3}$ s (temps de désexcitation du niveau 2 vers le niveau 1) et $\tau_{10} = 10^{-2}$ s.

Remarque: les lasers à trois niveaux que nous étudions dans cette partie sont des lasers à configuration de pompage dite en V, par opposition à la configuration de pompage dite en A, représentée sur le schéma ci-dessous [Koganov, 98]. La configuration en V est la plus courante pour les lasers solides.



Conditions sur un matériau laser pour qu'il puisse être utilisé comme laser à trois niveaux :

Le diagramme d'énergie d'un laser à trois niveaux est illustré sur la figure ci-dessus. La pompe excite les atomes du niveau fondamental E_0 vers le niveau excité E_2 . Les atomes pompés vers le niveau E_2 se relaxent, soit vers le niveau E_0 , soit vers le niveau E_1 , par des processus généralement non radiatifs. Un choix correct du dopant peut rendre la probabilité de transition vers le niveau E_1 beaucoup plus grande que la probabilité de transition vers le niveau E_0 . Ainsi, la majorité des atomes excités se relaxent vers le niveau E_1 , de façon rapide. Si le temps de vie du niveau E_1 (τ_{10}) est long devant les autres temps de vie, alors la population de ce niveau peut augmenter et on peut espérer réaliser une inversion de population. Un tel niveau est appelé niveau métastable.

Fonctionnement d'un laser à trois niveaux :

Afin de décrire le fonctionnement d'un laser à trois niveaux, nous rappelons l'expression de la différence de population ΔN entre le niveau du haut de la transition E_1 et le niveau du bas E_0 , avec les notations de la page précédente [Siegman, 86]:

$$\Delta N = N \frac{\sigma_a \sigma_w \frac{\lambda_l}{hc} I_p - \frac{\sigma_e}{\tau}}{\sigma_a \left(\sigma_w \frac{\lambda_l}{hc} I_p + (\sigma_a + \sigma_w) \frac{\lambda_l}{hc} I + \frac{1}{\tau} \right)}$$

Distinguons trois étapes dans ce fonctionnement :

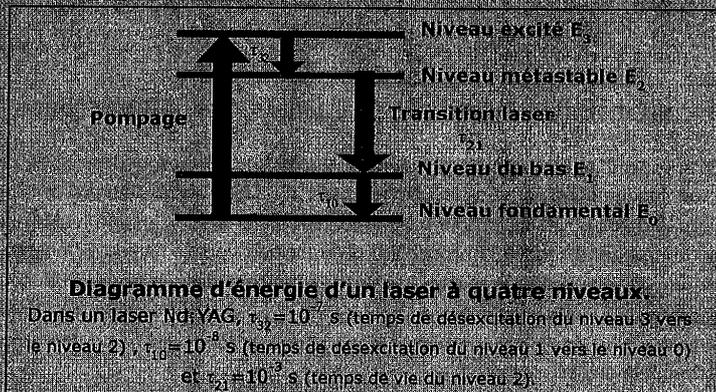
- $I_p = 0$ ($I = 0$) : ΔN est négatif. Le système est dans l'état fondamental. Sans pompage, le milieu est donc absorbant à la longueur d'onde laser.
- I_p augmente jusqu'à ce que $\Delta N = 0$. La moitié de la population totale est amenée sur le niveau du haut de la transition E_1 . Le milieu est transparent à la longueur d'onde laser (on a toujours $I = 0$). I_p est alors appelée « intensité de pompe de transparence ».
- I_p augmente encore et ΔN devient positif. Il y a du gain laser dans la cavité. Lorsque le gain égale les pertes de la cavité, on arrive au seuil d'oscillation du laser.

⇒ Les fortes densités de puissance requises pour atteindre le seuil d'oscillation laser expliquent que la majorité des lasers à trois niveaux fonctionnent en régime impulsif ou dans des fibres où l'on peut réunir à la fois de fortes densités de puissance et un bon recouvrement de la pompe et du signal

⇒ Le calcul précédent montre qu'il existe des conditions sur l'absorption de la pompe dans le cristal. L'intensité de pompe doit être en effet supérieure à l'intensité de pompe de transparence en tout point du cristal car sinon, le milieu est absorbant à la longueur d'onde laser. L'étude de l'absorption de la pompe dans le cristal fait intervenir le phénomène de **saturation d'absorption**, traduisant le fait que le coefficient d'absorption de la pompe dépend de l'intensité de la pompe lorsqu'il n'y a pas d'intensité laser dans la cavité, et des intensités de pompe et laser en présence d'effet laser. Nous étudierons ce phénomène plus en détail dans le chapitre II.

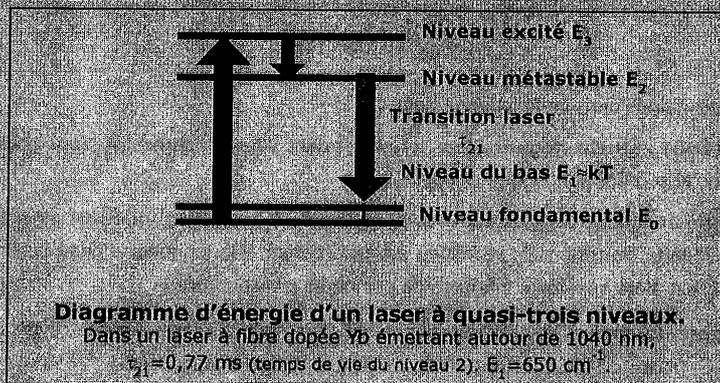
Comparaison avec un laser à quatre niveaux :

Dans un laser à quatre niveaux, le niveau du bas de la transition est un niveau excité (E_1 sur la figure ci-dessous). Sans pompage, l'expression de la différence de population [Siegman,86] montre que $\Delta N=0$, le milieu est déjà transparent à la longueur d'onde laser. Un pompage très faible suffit pour atteindre le seuil d'oscillation laser. Ceci explique que **la plupart des lasers utilisées sont à quatre niveaux.**



Comparaison avec un laser à quasi-trois niveaux :

Il faut bien distinguer les lasers à quasi-trois niveaux des lasers à trois niveaux purs tels que nous venons de les décrire. Dans les lasers à quasi-trois niveaux, le niveau du bas de la transition est situé à une énergie E_1 de l'ordre de kT , où k est la constante de Boltzmann et T la température. Le niveau du bas de la transition est donc peuplé thermiquement. C'est par exemple le cas de la transition laser située vers 1040 nm dans les lasers à fibre dopée Yb.



Encadré 6**Exemples de lasers solides à trois niveaux.**

Dans cet encadré, nous présentons les principaux lasers solides à trois niveaux qui sont recensés dans la littérature, afin de montrer les difficultés expérimentales qui s'opposent en général à la réalisation de tels lasers, en particulier en pompage continu.

Le plus célèbre des lasers à trois niveaux est le tout premier laser réalisé par Maiman en 1960 [Maiman,60]. Il s'agissait alors d'un **laser solide à rubis impulsif**, pompé par lampes flash à 550 nm et émettant à 694 nm. Deux années plus tard, Nelson et col. obtiennent un fonctionnement continu avec ce même laser [Nelson,62]. Il s'agit d'un pompage par lampes, avec un cristal spécial en forme de « trompette ». Avec une puissance de 950 W, les auteurs obtiennent une puissance laser de 4 mW.

Les autres exemples de véritables systèmes laser à trois niveaux ne sont pas courants dans la littérature. Lorsqu'ils sont efficaces, ces lasers sont soit réalisés dans des fibres optiques, soit obtenus par un pompage impulsif. Citons l'**ion dopant erbium**, utilisé dans les amplificateurs à **fibre dopée erbium** dans le domaine de télécommunications. Lorsqu'il est pompé à 980 nm, l'ion erbium peut émettre sur une transition laser à trois niveaux autour de 1550 nm [Desurvire,94]. Les **lasers à fibre dopée ytterbium** peuvent aussi être des « vrais » lasers à trois niveaux, avec une bande d'absorption autour de 920 nm et une transition laser autour de 980 nm (par opposition à la transition située autour de 1040 nm qui est une transition laser à quasi-trois niveaux).

Seules quelques références montrent la réalisation expérimentale d'un **laser à trois niveaux à base d'un cristal massif**. Merkle et col. obtiennent un effet laser dans un cristal de $Ba_3(VO_4)_2$ **dopé avec des ions de manganèse**, sur une transition à trois niveaux à 1181 nm [Merkle,92]. Le pompage, réalisé à 592 nm par un laser à colorant pompé par un laser Nd :YAG, est **impulsif**. Le seuil d'oscillation laser est obtenu pour une énergie de pompe de 1,9 mJ.

Un laser à trois niveaux en pompage par diode a été réalisé par Lynn et col [Lynn,91]. Mais là encore, il s'agit d'un **pompage impulsif**, avec une barrette de diodes laser de 50 W émettant à 780 nm. Le cristal utilisé est un **cristal de YAG dopé avec des ions thulium**, émettant à 2 μ m. Le seuil d'oscillation laser est obtenu pour une énergie absorbée de 4,4 mJ. Plus récemment, un laser solide à base d'un **cristal d'apatite dopé avec des ions ytterbium** a été réalisé, émettant sur une transition à trois niveaux à 985 nm. Le pompage à 900 nm par un laser Cr :LISAF est encore **impulsif** et le seuil d'oscillation laser est obtenu pour une énergie absorbée de 16,6 mJ [Bayramian,00]. Un laser continu à trois niveaux réalisé avec un autre cristal d'apatite dopé avec des ions ytterbium et pompé par un laser à saphir dopé au titane à 900 nm est brièvement mentionné dans [Payne,94-a]. Le problème est que le seuil d'oscillation laser est élevé et la pente d'efficacité laser est très faible.

⇒ Ces exemples mettent en évidence la difficulté à atteindre le seuil d'oscillation dans un laser à trois niveaux. En particulier l'idée de réaliser des lasers à trois niveaux efficaces à base de cristaux massifs en pompage continu semble ainsi avoir été abandonnée, à cause des très fortes densités de puissance requises pour atteindre le seuil d'oscillation laser.

I.2. Intensité de pompe de transparence

Comme la transition étudiée est une pure transition laser à trois niveaux, nous avons choisi comme critère de sélection de la matrice d'accueil de l'ion Yb l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence à 980 nm, appelée **intensité de pompe de transparence** (voir l'encadré 5). Cette intensité représente l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation laser lorsqu'il n'y a pas de pertes dans la cavité (ce qui n'est bien sûr pas réaliste mais fixe une limite inférieure pour l'intensité de pompe au seuil). Dans ce paragraphe, nous établissons l'expression de l'intensité de pompe de transparence. Rappelons que les notations utilisées dans ce chapitre sont celles de la page 139.

Les équations d'évolution des densités de population N_1 et N_2 sont les équations classiques qu'on peut trouver par exemple dans [Augé,00]. Les densités de population vérifient de plus :

$$N = N_1 + N_2.$$

On définit le gain linéique g à la longueur d'onde laser par :

$$g = \sigma_{al}N_2 - \sigma_{al}N_1. \quad (I.1)$$

En régime stationnaire, on peut établir l'expression de N_1 et N_2 et on trouve alors l'expression de g en fonction de l'intensité de pompe I_p lorsqu'il n'y a pas d'intensité laser dans la cavité :

$$g = N \frac{(\sigma_{al}\sigma_{sp} - \sigma_{al}\sigma_{ep}) \frac{\lambda_p}{hc} I_p - \frac{\sigma_{al}}{\tau}}{(\sigma_{sp} + \sigma_{ep}) \frac{\lambda_p}{hc} I_p + \frac{1}{\tau}}, \quad (I.2)$$

où h est la constante de Planck et c est la vitesse de la lumière.

L'intensité de pompe à la transparence I_{tr} en tout point du cristal est obtenue pour $g=0$ et s'écrit donc :

$$I_{tr} = \frac{hc\sigma_{al}}{(\sigma_{al}\sigma_{sp} - \sigma_{al}\sigma_{ep})\tau\lambda_p}. \quad (I.3)$$

Dans le schéma des niveaux d'énergie proposé dans l'encadré 5, on considère que le niveau E_2 n'est pas peuplé. On peut négliger la section efficace effective d'émission à la longueur d'onde de pompe (voir par exemple les spectres de la Figure 2), ce qui simplifie l'expression de I_{tr} :

$$I_{tr} = \frac{hc}{\lambda_p} \cdot \frac{\sigma_{al}}{\sigma_{al}\sigma_{sp}} \cdot \frac{1}{\tau}. \quad (I.4)$$

Cette expression montre bien que pour les lasers à quatre niveaux, où il n'y a pas d'absorption à la longueur d'onde laser, l'intensité de pompe de transparence est nulle : le milieu amplificateur est déjà transparent à la longueur d'onde laser.

En revanche, l'intensité de pompe de transparence est un point très critique dans les lasers à trois niveaux : l'intensité de la pompe doit être supérieure à cette intensité tout le long du cristal car en deçà de l'intensité de transparence, le cristal est absorbant à la longueur d'onde laser. Il en résulte que l'absorption optimale de la pompe n'est pas de 100%, mais bien inférieure, contrairement aux lasers à quatre niveaux où l'on cherche à absorber un maximum de puissance de pompe dans le cristal.¹

1.3. Comparaison de l'intensité de transparence pour plusieurs cristaux dopés Yb

Dans le Tableau I-1, nous avons comparé l'intensité de pompe de transparence pour une transition laser autour de 980 nm pour différents cristaux laser recensés dans la littérature.

L'expression de l'intensité de pompe de transparence montre que pour minimiser sa valeur, il faut allier un temps de vie élevé, des fortes sections efficaces effectives d'absorption à la longueur d'onde de pompe et d'émission à la longueur d'onde laser ainsi qu'une faible section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde laser. À la longueur d'onde laser, lorsque l'absorption n'est pas compensée par l'émission, comme c'est le cas pour les premiers cristaux du tableau, l'intensité de pompe de transparence est élevée, malgré un temps de vie très grand comme pour le cristal d'Yb:Rb₂NaYF₆. Cette condition sur les sections efficaces est réalisée avec les cristaux couramment utilisés que sont l'Yb:YAG, l'Yb:YLF et l'Yb:KGW. Cependant l'absorption à la longueur d'onde de pompe et le temps de vie ne sont pas suffisants pour minimiser l'intensité de pompe de transparence. La famille des cristaux de fluoroapatite représentée dans le tableau par l'Yb:S-FAP et l'Yb:C-FAP montre une forte section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe. La grande section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser est compensée par une forte section efficace d'émission à la longueur d'onde laser. Ceci, allié à un temps de vie suffisant important, fait de la famille des cristaux de fluoroapatite la famille la plus favorable à l'obtention d'un effet laser autour de 980 nm.

¹ Il existe d'autres critères comme celui utilisé par Hanna et col. dans une fibre dopée Yb : l'intensité de pompe de saturation $I_{P_{sat}}$ (voir annexe 5). On peut remarquer que dans les fibres dopées Yb, $\sigma_{al} = \sigma_{el}$, ce qui entraîne $I_{tr} = I_{P_{sat}}$. Ceci n'est pas toujours le cas dans les cristaux dopés Yb, d'où le choix de I_{tr} comme critère de sélection plus général.

Cristal	Référence	Longueur d'onde de pompe (nm)	Longueur d'onde d'émission (nm)	Temps de vie (ns)	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe ($\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$)	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser ($\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$)	Section efficace d'émission à la longueur d'onde laser ($\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$)	Intensité de transparence (kW/cm^2)
CYB	[Haussemer,00]	930	976	0,87	0,35	1,2	0,7	156
CaCB	[Haussemer,00]	930	976	0,74	0,35	1,2	0,7	141
SYBO	[Haussemer,00]	920	975	1,21	0,2	0,9	0,6	134
YSO	[Haussemer,00]	960	978	0,87	0,35	1,4	1	124
BLuB	[Haussemer,00]	950	966	3,26	0,1	0,3	0,2	96
Y:SiO ₂	[De Loach,93]	900 (E//z)	979 (E//z)	1,04	0,5	2	1	85
YS	[Haussemer,00]	925	979	0,82	0,4	1	1	65
LuPO ₄	[De Loach,93]	950	976	0,83	0,8	1,3	0,75	55
CAS	[Haussemer,00]	940	980	0,81	0,5	1,2	1,2	52
YAlO ₃	[De Loach,93]	960	978	0,42	0,9	0,9	1	49
Rb:NaYF ₆	[De Loach,93]	950	968	10,84	0,06	0,13	0,09	46
GdCOB	[Augé,00]	900	976	2,74	0,5	1,2	0,5	39
BaY ₂ F ₈	[De Loach,93]	950	973	2,04	0,5	0,7	0,4	36
Laf ₃	[De Loach,93]	960 (E-c)	975 (E-c)	2,16	0,2	0,5	0,7	34
Baf ₂	[De Loach,93]	930	967	8	0,1	0,45	0,45	27
SrF ₂	[De Loach,93]	925	966	9,2	0,1	0,35	0,35	23
LiYO ₂	[De Loach,93]	900	973	1,13	1,2	0,8	0,6	22
YAG	[Sumida,94]	940	968	0,95	0,77	0,75	1	22
ScBO ₃	[De Loach,93]	960	975	4,8	0,2	0,08	0,08	22
KY ₃ F ₁₀	[De Loach,93]	960	974	1,87	0,7	0,8	0,6	21
LiYF ₄ (YLF)	[De Loach,93]	930 (E-c)	972 (E-c)	2,21	0,27	0,2	0,27	21
KCaF ₃	[De Loach,93]	960	972	2,7	0,45	1,75	1,75	17
KGW	[Kuleshov,97]	935	981	0,6	2,5	12	16	11
S-FAP	[De Loach,94]	899 (E//z)	985 (E-c)	1,14	9	10	10	2
C-FAP	[De Loach,93]	905	981	1,1	7	2,5	4	2

Tableau I-1. Comparaison de l'intensité de pompe de transparence pour différents cristaux dopés Yb recensés dans la littérature.

I.4. Présentation de la famille des fluoroapatites et en particulier du cristal d'Yb:S-FAP

La famille des fluoroapatites possède une structure cristalline hexagonale appartenant au groupe d'espace $P6_3/m$ (on pourra trouver des précisions sur la structure électronique dans [Nelson,02]). Les cristaux de fluoroapatite sont très variés, de formule chimique générique $M_5(PO_4)_3F$. M peut être du calcium (Ca), du strontium (Sr) ou du barium (Ba) ou un mélange de ces trois éléments. L'élément $(PO_4)_3F$ (respectivement Ca, Sr et Ba) est noté généralement FAP (respectivement C, S et B). On peut trouver ces cristaux dans la littérature sous différentes dénominations, selon leurs formules chimiques ou leurs abréviations : $Ca_5(PO_4)_3F$ (ou C-FAP), $Sr_5(PO_4)_3F$ (ou S-FAP), $Ca_{5-x}Sr_x(PO_4)_3F$ (ou C₄S-FAP quand $x=1$), $Sr_{5-x}Ba_x(PO_4)_3F$ (ou SB-FAP quand $x=1$) et $Sr_5(VO_4)_3F$ (ou S-VAP où V est du vanadate).

La famille des fluoroapatites (appelée FAP de façon générique) a été étudiée comme un matériau laser potentiel vers le milieu des années 60 [Payne,94-b], avec l'ion néodyme comme ion dopant. La section efficace d'émission du Nd dans un cristal de Nd:FAP est en effet deux fois plus grande que dans le Nd:YAG. Cependant, les propriétés thermiques et mécaniques du Nd:YAG sont bien meilleures que celles du Nd:FAP. Par exemple, la conductivité thermique du S-FAP non dopé est de $2 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ [DeLoach,94] alors que celle du YAG non dopé est de $10,7 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ [Chénaï,02], et la ténacité moyenne du S-FAP (mesurant la résistance à une fracture) est de $0,51 \text{ MPa.m}^{1/2}$ [DeLoach,94] tandis que celle du YAG est de $1,4 \text{ MPa.m}^{1/2}$ [Chénaï,02]. Le Nd:YAG l'a ainsi emporté sur le Nd:FAP, pour devenir un matériau laser « standard ».

La comparaison entre les cristaux de FAP et de YAG dopés avec des ions ytterbium est différente. Tout d'abord, les propriétés spectroscopiques de l'Yb:FAP sont supérieures en tout point à celles de l'Yb:YAG. Par exemple, la section efficace d'émission autour de 1040 nm est trois fois plus grande pour l'Yb:FAP que pour l'Yb:YAG et la section efficace d'absorption autour de 900 nm est 10 fois plus grande pour l'Yb:FAP que pour l'Yb:YAG à 940 nm, pour un temps de vie à peu près semblable. Ensuite, aux longueurs d'onde de pompage (par diode) et d'émission « traditionnelles », c'est-à-dire respectivement vers 900-980 nm et 1010-1050 nm, le défaut quantique entre la longueur d'onde de pompe et la longueur d'onde laser est faible pour les cristaux dopés à l'Yb. L'échauffement du cristal est ainsi beaucoup moins important dans les cristaux dopés Yb que dans les cristaux dopés Nd. Cette propriété relègue ainsi en seconde place les propriétés thermiques et mécaniques moindres de l'Yb:FAP. Les cristaux de fluoroapatite dopés Yb sont donc devenus des candidats potentiels pour réaliser des lasers solides pompés par diode.

Parmi cette famille, le cristal de fluoroapatite de strontium dopé ytterbium ou $\text{Yb}:\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ couramment appelé $\text{Yb}:\text{S-FAP}$ (Figure I-2) fait l'objet de recherches importantes depuis ces dernières années, motivées par la construction du laser Mercury, le premier d'une nouvelle génération de lasers

solides pompés par diodes pour la fusion inertielle [Bibeau,00]. L'objectif de ce projet est d'obtenir une efficacité électrique de 10% avec un taux de répétition de 10 Hz avec des impulsions de 100 J, d'une durée de 2 à 10 ns et à une longueur d'onde de 1047 nm, avec un pompage par des barrettes de diodes laser à 900 nm (voir [Bayramian,03] pour les dernières avancées). Ceci nécessite la maîtrise de la croissance de cristaux laser d' $\text{Yb}:\text{S-FAP}$ de plusieurs centimètres de long. Ce cristal, principalement développé au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL en Californie), est obtenu par la méthode de croissance Czochralski [DeLoach,94]. Récemment, des progrès dans la croissance de ce cristal ont permis d'éliminer, ou du moins de réduire, plusieurs défauts qui affectaient les boules réalisées jusqu'à présent [Shaffers,01]. Des plaques de $4 \times 6 \times 0,75$ cm ont ainsi été obtenues, avec une très bonne qualité optique, comme le montre la Figure I-1.

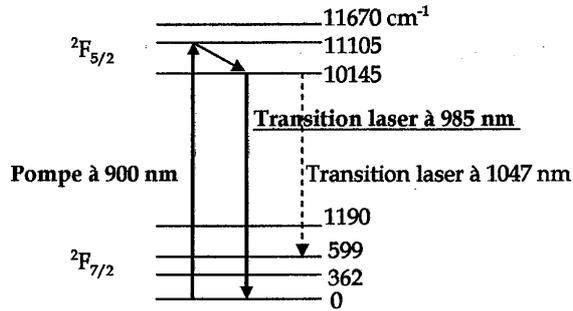


Figure I-2. Diagramme des niveaux d'énergie de l'ion ytterbium dans un cristal d'apatite (S-FAP).

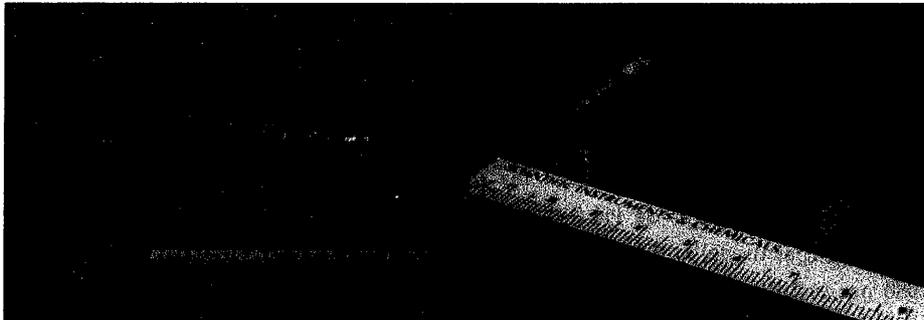


Figure I-1. À gauche, première boule d' $\text{Yb}:\text{S-FAP}$ de 6,5 cm de diamètre fabriquée par Northrop Grumman, Poly-Scientific. À droite, l'une des 7 plaques utilisées pour le projet Mercury, fabriquée au LLNL, par soudage par diffusion [Shaffers,03].

Les propriétés thermomécaniques de ce cristal à 25°C sont détaillées dans [DeLoach,94]. Le cristal d'Yb:S-FAP est un cristal uniaxe, les spectres d'absorption et d'émission dépendent donc de la polarisation. Nous avons représenté les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée selon la polarisation (Figure I-3). Ces spectres sont issus de [DeLoach,94] et les méthodes de mesure utilisées sont détaillées dans [DeLoach,93]. On voit sur ces spectres qu'il est avantageux de pomper le cristal d'Yb:S-FAP selon l'axe c à 899 nm. La notation « $E//c$ » (respectivement « $E\perp c$ ») signifie que la polarisation de l'onde incidente est parallèle (respectivement perpendiculaire) à l'axe c . L'émission laser sur la transition à trois niveaux à 985 nm aura lieu de façon préférentielle perpendiculairement à l'axe c . La largeur de la bande d'absorption autour de 900 nm est de 3,7 nm, ce qui est acceptable pour un pompage par diode laser, comme l'attestent les étapes préliminaires du projet Mercury avec un pompage par diodes impulsionsnel [Marshall,96]. La possibilité d'un pompage par diode en continu pour une émission à 1047 nm a été également démontrée dans [Dickinson,96].

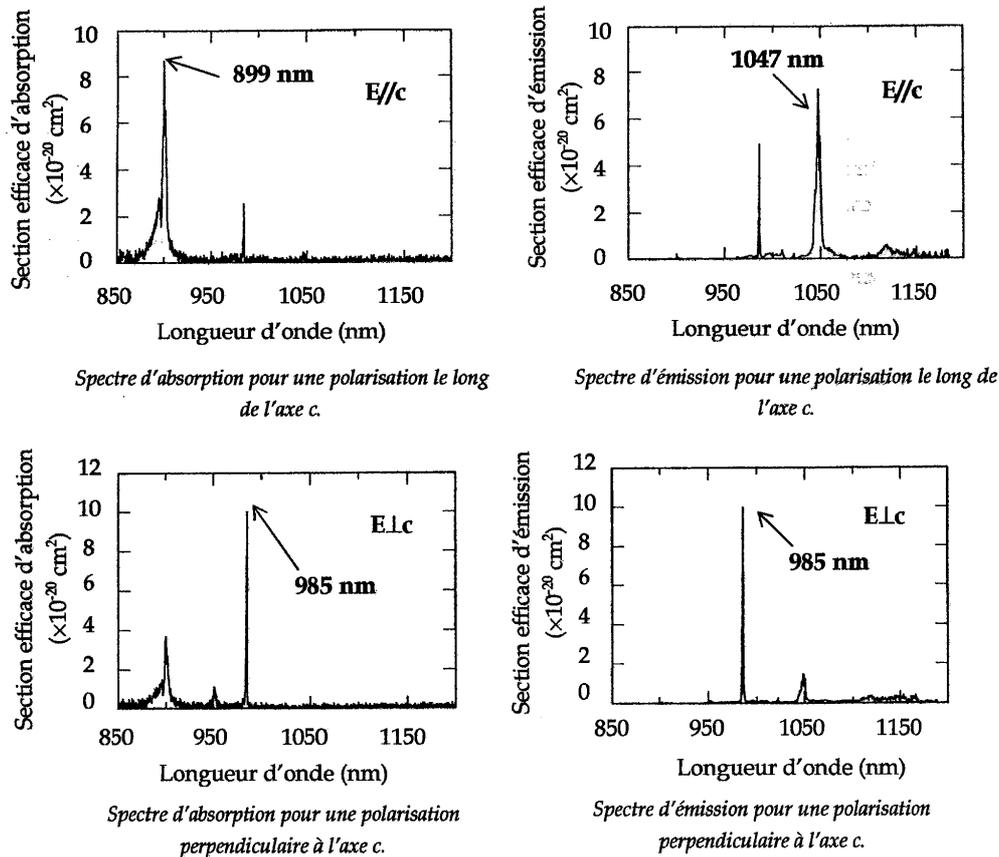


Figure I-3. Spectres d'émission et d'absorption polarisés de l'Yb:S-FAP.

Le Tableau I-2 résume les principaux paramètres du cristal d'Yb:S-FAP utilisés par la suite.

Dopage	$1,9 \times 10^{19}$ ions/cm ³
Section efficace d'absorption à 899 nm (E//c)	9×10^{-20} cm ²
Section efficace d'émission à 985 nm (E.Lc)	10×10^{-20} cm ²
Section efficace d'absorption à 985 nm (E.Lc)	10×10^{-20} cm ²
Temps de vie de fluorescence	1,14 ms
Indice de réfraction (à 985 nm)	1,62 (pour E//c et E.Lc à cette précision)

Tableau I-2. Paramètres du cristal d'Yb:S-FAP utilisés par la suite [DeLoach,94].

1.5. Conclusion

Le calcul de l'intensité de pompe de transparence nous a permis de déterminer la famille de cristaux dopés Yb la plus favorable à un effet laser autour de 980 nm, parmi différents cristaux recensés dans la littérature. Il s'agit de la famille des cristaux de fluoroapatite, qui a l'avantage de présenter des sections efficaces très élevées. Nous avons ainsi choisi d'utiliser celui dont la croissance est la mieux maîtrisée et qui est prochainement commercialisable, le cristal d'Yb:S-FAP.

Après avoir déterminé le cristal le plus propice à un fonctionnement laser à trois niveaux, nous cherchons à savoir s'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser en pompage continu, et dans ce cas, d'évaluer les performances du laser. Afin de dimensionner le laser, il est nécessaire de bien connaître le profil de pompe dans le cristal, ce que nous avons étudié à l'aide de simulations numériques. Dans le chapitre suivant, nous présentons le modèle développé pour décrire un laser massif continu à trois niveaux.

Chapitre II - Simulations numériques

II.1. Introduction

Des modèles numériques spécifiques aux lasers à trois niveaux ont été réalisés pour les lasers à fibre dopée à l'erbium [Armitage,88] ou à l'ytterbium [Nilsson,98]. Cependant ces modèles ne prennent pas en compte l'évolution spatiale de la taille des faisceaux dans le milieu à gain le long de l'axe de propagation. Or il s'agit d'un point très critique dans les cristaux laser pompés par diode, où la forte divergence du faisceau de la diode induit un mauvais recouvrement des faisceaux de pompe et laser. Des modèles numériques très complets dédiés aux cristaux laser ont été développés pour des transitions laser à quatre niveaux [Sennaroglu,00] ou à quasi-trois niveaux [Fan,87], [Risk,88], mais à notre connaissance, il n'existe pas de modèle numérique publié dans la littérature concernant un laser à cristal massif émettant sur une transition laser à trois niveaux en pompage continu. Nous avons ainsi mis au point un modèle original pour savoir s'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation en pompage continu avec un tel laser. Ce modèle permet également de décrire le fonctionnement de ce laser et de prévoir ses performances.

Notre modèle s'inspire des équations du modèle présentées dans [Augé,00], en incluant les phénomènes physiques inhérents aux lasers à trois niveaux. En effet, le laser décrit dans [Augé,00] est un laser à quasi-trois niveaux, c'est-à-dire que le niveau du bas de la transition est situé dans le multiplet $^2F_{7/2}$ à une énergie de quelques centaines de cm^{-1} du niveau fondamental (voir l'encadré 5). Il en résulte un peuplement thermique du niveau du bas de la transition. Ceci induit des pertes par réabsorption à la longueur d'onde laser, qui sont fortement liées à la température du cristal : les performances du laser sont donc très dépendantes de la température.¹ Dans le cas d'un laser à trois niveaux, le niveau du bas de la transition est le niveau fondamental, fortement peuplé et pour lequel la température n'a qu'une faible influence sur le peuplement. Nous n'avons donc pas considéré de dépendance thermique dans nos simulations. La connaissance de l'absorption de la pompe dans le cristal est un point primordial dans les lasers à trois niveaux (encadré 5) : en effet l'intensité de pompe doit être supérieure à l'intensité de pompe de transparence en tout point du cristal. Dans le cas contraire, le cristal est absorbant à la longueur d'onde laser, ce qui engendre des pertes rédhibitoires pour atteindre le seuil d'oscillation. Il existe un processus complexe lié à

¹ Les modèles proposés dans [Fan,87] et [Risk,88] prennent en compte les pertes par réabsorption. Cependant contrairement au modèle développé par [Augé,00], ces modèles font l'approximation que le niveau du bas de la transition n'est presque pas dépeuplé, ce qui n'est absolument pas le cas dans un laser à trois niveaux. Cette approximation permet de déduire une expression analytique de la puissance de pompe au seuil. Ceci n'est pas possible à obtenir avec un laser à trois niveaux lorsqu'on prend en compte la saturation de l'absorption et l'évolution des profils des faisceaux dans le cristal.

la nature « laser trois niveaux », que l'on appelle saturation de l'absorption. Le coefficient d'absorption de la pompe dépend de l'intensité de pompe lorsqu'il n'y a pas d'intensité laser dans la cavité. Ceci est différent lorsqu'il y a effet laser : le coefficient d'absorption de la pompe dépend alors à la fois de l'intensité de pompe et de l'intensité laser. Notre modèle prend ainsi en compte la saturation de l'absorption sans connaître le cristal utilisé autrement que par ses paramètres spectroscopiques (dans [Augé,00], la saturation de l'absorption est évaluée à partir de données expérimentales). Ceci est intéressant pour pouvoir prédire les performances de différents cristaux à partir de données dans la littérature. Les simulations présentées dans ce chapitre concernent un faisceau de pompe monomode spatial correspondant expérimentalement à un laser à saphir dopé au titane, en vue d'une démonstration du principe d'un laser à trois niveaux continu. Un chapitre ultérieur est consacré à l'étude d'un pompage par diode, pour tenir compte de la divergence du faisceau de pompe.

II.2. Présentation du modèle

Sauf quand il le sera précisé, les applications numériques concerneront le cristal d'Yb:S-FAP utilisé dans nos expériences (longueur : 0,43 cm, dopage : $1,9 \times 10^{19}$ ions/cm³). Ce cristal nous a été donné par le Lawrence Livermore National Laboratory (mais ne provient pas des dernières boules utilisées pour le laser Mercury où les défauts de fabrication sont minimisés).

Les équations de base du modèle étudié sont celles de [Augé,00]. I_p , I , N_1 et N_2 sont des fonctions de z (l'axe de propagation de la cavité) et de r (distance à l'axe z). Avec les notations de la page 144, l'expression du gain g linéique avec effet laser s'écrit :

$$g(r,z) = N \frac{(\sigma_{al}\sigma_{ap} - \sigma_{al}\sigma_{ep}) \frac{\lambda_p}{hc} I_p(r,z) - \frac{\sigma_{al}}{\tau}}{(\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \frac{\lambda_p}{hc} I_p(r,z) + (\sigma_{el} + \sigma_{al}) \frac{\lambda}{hc} I(r,z) + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{II.1})$$

On fait l'hypothèse que le faisceau de cavité a un profil gaussien et que la puissance laser dans la cavité ne dépend pas de z . L'intensité laser I s'écrit $I(r,z) = (2-T)I_c(r,z)$ avec

$$I_c(r,z) = \frac{2P_s}{T\pi\omega_c^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_c^2(z)}\right) \quad (\text{voir Figure II-1}).$$

T est la transmission du miroir de sortie, P_s

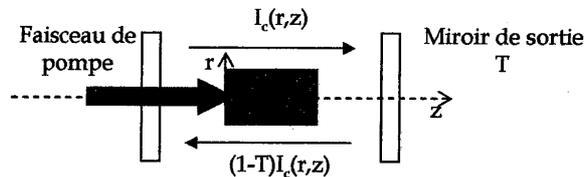


Figure II-1. Cavité laser et notations.

est la puissance laser de sortie. ω_c est le rayon du faisceau à $1/e^2$ au cours de sa propagation le long du cristal et est donné par :

$$\omega_c(z) = \omega_{c_0} \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{\lambda}{\pi n \omega_{c_0}^2} (z - z_{c_0}) \right)^2}$$
, où n est l'indice du cristal, ω_{c_0} est le rayon de col à $1/e^2$, z_{c_0} est la position du col du faisceau et M^2 est le facteur de qualité du faisceau. M^2 est pris égal à 1 (voir l'annexe 7 pour la définition du M^2).

Si on néglige σ_{sp} , g se simplifie et s'écrit alors :

$$g(r, z) = N \frac{\sigma_{al} \sigma_{sp} \frac{\lambda_p}{hc} I_p(r, z) - \frac{\sigma_{al}}{\tau}}{\sigma_{sp} \frac{\lambda_p}{hc} I_p(r, z) + (\sigma_{al} + \sigma_{al}) \frac{\lambda}{hc} I(r, z) + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{II.2})$$

Pour les calculs qui mènent à l'expression du gain G intégré sur tout le cristal sur un aller-retour du faisceau laser dans la cavité, on peut se référer à [Balembois,97]. Dans notre cas, G s'écrit :

$$G = \left[1 + \int_0^{\ell} dz \int_0^{r_c} \frac{4g(r, z)}{\omega_c^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_c^2(z)}\right) r dr \right]^2 \quad (\text{II.3})$$

ℓ est la longueur du cristal et r_c est son rayon (on suppose pour simplifier que le cristal est de section cylindrique, ce qui apporte très peu de changements car la taille du cristal est très supérieure à la taille des faisceaux).

Au seuil d'oscillation laser, l'équation Gain=Pertes s'écrit :

$$G = \frac{1}{(1-T)(1-L)} \quad (\text{II.4})$$

T est la transmission du miroir de sortie et L représente les pertes passives sur un aller-retour dans la cavité.

Les équations (II.2), (II.3) et (II.4) permettent d'établir une équation implicite sur I et donc sur la puissance de sortie P_s :

$$\frac{1}{(1-T)(1-L)} = \left[1 + \int_0^{\ell} dz \int_0^{r_c} N \frac{\sigma_{al} \sigma_{sp} \frac{\lambda_p}{hc} I_p(r, z) - \frac{\sigma_{al}}{\tau}}{\sigma_{sp} \frac{\lambda_p}{hc} I_p(r, z) + (\sigma_{al} + \sigma_{al}) \frac{\lambda}{hc} (2-T) \cdot \frac{2P_s}{T\pi\omega_c^2(z)} \cdot \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_c^2(z)}\right) + \frac{1}{\tau}} \cdot \frac{4}{\omega_c^2(z)} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_c^2(z)}\right) r dr \right]^2 \quad (\text{II.5})$$

À puissance de pompe fixée, il est nécessaire de résoudre numériquement cette équation pour obtenir la puissance de sortie P_s (pour davantage de détails sur le mode de résolution, voir [Augé,00]). Ceci nécessite tout d'abord la connaissance de l'évolution du profil de pompe en tout point dans le cristal $I_p(r,z)$ et donc de la saturation de l'absorption.

Après avoir présenté les équations qui régissent la saturation de l'absorption, nous nous intéressons au cas où il n'y a pas d'effet laser dans la cavité, afin de déterminer le gain au seuil d'oscillation laser. Puis, nous étudions le cas où il y a un effet laser dans la cavité. Les simulations numériques nous permettront alors de connaître la puissance de sortie laser. Cette étude nous amènera à déterminer les paramètres qui optimisent cette puissance de sortie. Précisons que tous les calculs effectués dans cette partie ont été réalisés avec le logiciel de calcul Mathematica (version 4.1).

II.3. Évolution du profil de pompe dans le cristal : la saturation de l'absorption

II.3.a. Notations

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'évolution du profil de pompe dans le cristal. On suppose que le profil transverse de l'intensité de pompe est gaussien. L'intensité de pompe peut se mettre sous la forme :

$$I_p(r,z) = \mathfrak{I}_p(z) \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2(z)}\right). \quad (\text{II.6})$$

\mathfrak{I}_p est l'intensité de la pompe le long de l'axe z ($r=0$). On choisit l'origine de l'axe z à l'entrée du cristal. ω_p est la taille du rayon du faisceau de pompe à $1/e^2$. L'évolution de ω_p avec z s'écrit :

$$\omega_p(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{\lambda_p}{\pi n \omega_0^2} (z - z_0)\right)^2}. \quad (\text{II.7})$$

n est l'indice du cristal, ω_0 est la taille du rayon de col à $1/e^2$, z_0 est la position du col du faisceau et M^2 est le facteur de qualité du faisceau. Dans ce chapitre, le laser de pompe est un laser à saphir dopé au titane monomode spatial, donc M^2 est pris égal à 1

Dans un premier temps, nous cherchons à connaître le profil d'intensité sur l'axe z , \mathfrak{I}_p . Pour cela, nous allons d'abord définir le coefficient d'absorption saturé de la pompe.

II.3.b. Coefficients d'absorption

De la même façon qu'on définit le gain linéique g à la longueur d'onde laser, on peut définir le coefficient d'absorption linéique α de la pompe par :

$$\alpha = \sigma_{ap} N_1 - \sigma_{sp} N_2. \quad (II.8)$$

Dans les lasers à quatre niveaux, on considère qu'à l'état stationnaire seule une petite proportion de la population d'ions dopants est sur le niveau du haut de la transition et que la majorité des ions dopants sont à l'état fondamental [Siegman,86]. Le coefficient d'absorption α est donc constant et s'écrit : $\alpha = \sigma_{ap} N = \alpha_{ns}^p$. α_{ns}^p est appelé le **coefficient d'absorption non saturée** de la pompe. En revanche, cette approximation n'est plus valable dans notre cas car au moins la moitié de la population totale est sur le niveau du haut de la transition à l'état stationnaire. Le coefficient d'absorption α dépend alors des intensités de pompe et laser dans le cristal et prend le nom de **coefficient d'absorption saturée**.

L'équation différentielle qui donne l'intensité de pompe I_p le long du cristal s'écrit :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha I_p, \quad (II.9)$$

ou encore, en négligeant σ_{sp} :

$$\frac{dI_p}{dz} = -N \frac{\sigma_{ap} \sigma_{sl} I + \frac{\sigma_{ap}}{\tau}}{\sigma_{ap} I_p + (\sigma_{sl} + \sigma_{al}) I + \frac{1}{\tau}} I_p. \quad (II.10)$$

Cette expression montre que plusieurs processus entrent en jeu pour décrire l'évolution du profil de pompe dans le cristal, selon qu'il y ait effet laser ou non.

II.4. Étude du gain au seuil

Nous nous intéressons tout d'abord à la saturation de l'absorption en l'absence d'effet laser sur l'axe de propagation z ($r=0$) et donc à l'étude de \mathfrak{I}_p . Ces calculs nous permettent de déterminer le gain au seuil et de savoir ainsi s'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser.

II.4.a. Évolution sur l'axe de propagation

Quand $I=0$ et avec $r=0$, l'expression (II.10) devient :

$$\frac{d\mathfrak{I}_p}{dz} = -N \frac{\frac{\sigma_{ap}}{\tau}}{\sigma_{ap} \mathfrak{I}_p + \frac{1}{\tau}} \mathfrak{I}_p, \quad (II.11)$$

ou encore

$$\frac{d\mathfrak{I}_p}{dz} = \frac{-\alpha_{ns}^p \mathfrak{I}_p}{1 + \frac{\mathfrak{I}_p}{I_{p_{sat}}}} \quad (\text{II.12})$$

$I_{p_{sat}} = \frac{hc}{\lambda_p} \cdot \frac{1}{\sigma_{sp} \tau}$ est l'intensité de pompe de saturation. On peut distinguer deux plages de fonctionnement limites selon la valeur de $\mathfrak{I}_p(0)$:

- $\mathfrak{I}_p(0) \ll I_{p_{sat}}$. \mathfrak{I}_p suit une loi décroissante exponentielle : $\mathfrak{I}_p(z) = \mathfrak{I}_p(0) \exp(-\alpha_{ns}^p z)$. Pour de faibles intensités de pompe, l'absorption à la longueur d'onde de pompe est le processus principal.
- $\mathfrak{I}_p(0) \gg I_{p_{sat}}$. \mathfrak{I}_p suit une loi décroissante linéaire : $\mathfrak{I}_p(z) = \mathfrak{I}_p(0) - N \frac{hc}{\lambda_p \tau} z$. Quand l'intensité de pompe devient très grande en régime de forte saturation de la pompe, le mécanisme qui fait diminuer l'intensité de pompe le long du cristal est le processus d'émission spontanée qui fait redescendre les ions excités vers le niveau fondamental.

Dans le cas général, l'équation (II.12) donne une expression implicite de \mathfrak{I}_p :

$$\ln \frac{\mathfrak{I}_p(z)}{\mathfrak{I}_p(0)} + \frac{1}{I_{p_{sat}}} (\mathfrak{I}_p(z) - \mathfrak{I}_p(0)) = -\alpha_{ns}^p z \quad (\text{II.13})$$

Cette expression montre que pour atteindre la transparence jusqu'au bout du cristal (en $z=\ell$) et donc réaliser $\mathfrak{I}_p(\ell) = I_{tr}$, il existe une taille de cristal maximale ℓ_{max} à ne pas dépasser pour éviter l'absorption à la longueur d'onde laser et qui est donnée par :

$$\ell_{max} = -\frac{1}{\alpha_{ns}^p} \left(\ln \frac{I_{tr}}{\mathfrak{I}_p(0)} + \frac{1}{I_{p_{sat}}} (I_{tr} - \mathfrak{I}_p(0)) \right)$$

Pour un cristal donné, ℓ_{max} et l'intensité de pompe incidente sont donc fortement liées.

II.4.b. Principe du calcul de \mathfrak{I}_p

L'équation (II.13) montre que dans le cas général, \mathfrak{I}_p n'est pas une fonction explicite de z . Nous allons donc effectuer un calcul numérique pour connaître \mathfrak{I}_p . Pour cela, on « découpe » le cristal le long de l'axe z en 100 tranches dz de longueur $\ell/100$. La taille de chaque tranche est suffisamment petite pour que dans chaque tranche, l'intensité de pompe soit supposée constante.

L'intensité de pompe en $z=0$ est donnée par :

$$\mathfrak{I}_p(0) = \frac{hc}{\lambda_p} \frac{2P_p}{\pi\omega_p^2(0)}, \quad (\text{II.14})$$

où P_p est la puissance de pompe incidente [Augé,00].

Connaissant l'intensité de la pompe en $z=0$, on peut calculer pour chaque tranche l'intensité de la pompe lorsqu'il n'y a pas d'effet laser avec la formule (II.12). Au bout de 100 tranches, on arrive au bout du cristal et l'absorption est donnée par $1 - \frac{\mathfrak{I}_p(\ell)}{\mathfrak{I}_p(0)}$.

II.4.c. Conséquences sur les puissances de pompe absorbées

Afin d'illustrer l'importance de la saturation de l'absorption, nous avons représenté sur la Figure II-2 la puissance de pompe absorbée en fonction de la puissance de pompe incidente sur l'axe z dans les deux cas suivants : absorption non saturée et absorption saturée sans effet laser. L'absorption non saturée est obtenue quand la taille du faisceau de pompe incident est telle que l'intensité de pompe est inférieure à l'intensité de pompe de transparence. L'absorption non saturée s'écrit $\sigma_{ap}N\ell$ et vaut environ 50% dans notre cas (avec $\sigma_{ap}=9 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $N=1,9 \times 10^{19} \text{ ions/cm}^3$ et $\ell=0,43 \text{ cm}$). Dans le cas de l'absorption saturée, le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal. On choisit un rayon de col du faisceau de pompe de $80 \mu\text{m}$. Dans ce cas, on voit bien l'absorption diminuer quand la puissance

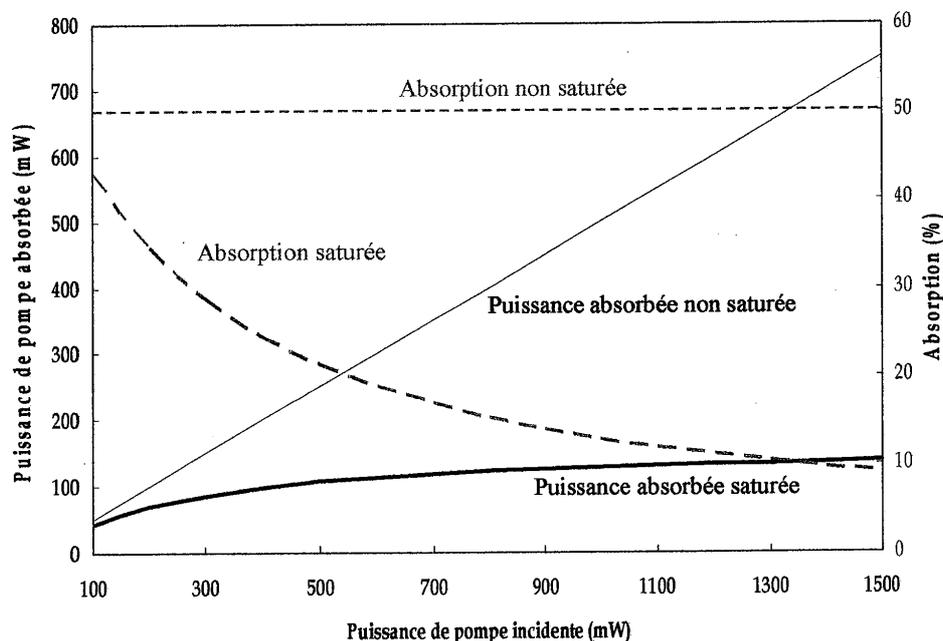


Figure II-2. Effet de la saturation de l'absorption sans effet laser.

incidente augmente. Notons que l'absorption saturée sans effet laser est très faible dans le cristal utilisé : elle est d'à peine 10% à la puissance de pompe maximale disponible de 1,5 W. Ceci permet d'entrevoir que notre cristal n'est pas optimisé.

II.4.d. Étude du profil transverse d'intensité de la pompe

Nous avons cherché à connaître le comportement du profil transverse de l'intensité de pompe lorsqu'on s'éloigne de l'axe de propagation z , c'est-à-dire lorsque r est différent de 0. Le principe du calcul est le même que celui décrit au paragraphe II.4.b. Pour chaque tranche dz , on découpe le cristal en 100 couronnes de largeur $r_c/100$, où r_c est le rayon du cristal. En $z=0$, le profil d'intensité de pompe s'écrit :

$$I_p(r, 0) = \mathfrak{I}_p(0) \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right). \quad (\text{II.15})$$

Pour i compris entre 0 et 100, on fixe $r = i \times r_c/100$ et on calcule $I_p(r, dz)$ à partir de l'équation (II.10) (avec $I=0$). Les calculs montrent que dans les conditions expérimentales le profil transverse de l'intensité de pompe n'est quasiment pas modifié le long de la propagation dans le cristal et reste gaussien, de largeur à $1/e^2$ ω_p .

On pose donc :

$$I_p(r, z) = \mathfrak{I}_p(z) \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2(z)}\right).$$

II.4.e. Double passage de la pompe

Nous avons voulu voir l'effet d'un double passage de la pompe dans un laser à trois niveaux. Ce recyclage de la pompe permettrait d'utiliser au mieux la puissance de pompe disponible, car on a vu qu'il reste de la pompe en sortie du cristal après un aller simple. L'expression de l'intensité de pompe est donc modifiée. Nous allons établir son expression sur l'axe z , sans effet laser. Appelons \mathfrak{I}_p^+ l'intensité qui se dirige vers les z positifs et \mathfrak{I}_p^- celle qui se dirige vers les z négatifs (voir Figure II-3). On a donc $\mathfrak{I}_p = \mathfrak{I}_p^+ + \mathfrak{I}_p^-$. L'équation (II.11) s'applique aussi bien à \mathfrak{I}_p^+ qu'à \mathfrak{I}_p^- . On a ainsi :

$$\frac{d\mathfrak{I}_p^+}{dz} = -N \frac{\sigma_{ap}}{\tau} \mathfrak{I}_p^+ + \frac{1}{\tau} \mathfrak{I}_p^- \quad (\text{II.16})$$

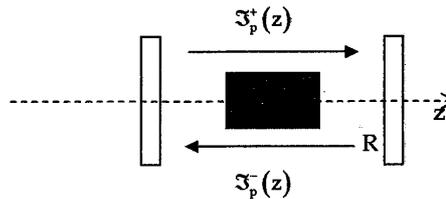


Figure II-3. Double passage de la pompe.

$$\text{et } \frac{d\mathfrak{I}_p^-}{dz} = N \frac{\frac{\sigma_{ap}}{\tau} \mathfrak{I}_p^-}{\sigma_{ap} \mathfrak{I}_p^- + \frac{1}{\tau}}. \quad (\text{II.17})$$

En combinant ces deux équations, on obtient : $\frac{d\mathfrak{I}_p^+ \mathfrak{I}_p^-}{dz} = 0$, soit $\mathfrak{I}_p^+ \mathfrak{I}_p^- = K_p$, où K_p est une constante des variables spatiales r et z , mais qui dépend de la puissance de pompe incidente. Pour calculer K_p , on utilise les conditions aux limites : $\mathfrak{I}_p^-(\ell) = R \mathfrak{I}_p^+(\ell)$, où R est le coefficient de réflectivité à la longueur d'onde de pompe du miroir de sortie. On a ainsi : $K_p = R (\mathfrak{I}_p^+(\ell))^2$. Il suffit donc de calculer $\mathfrak{I}_p^+(\ell)$ à partir de l'équation (II.16) et on peut en déduire l'expression de \mathfrak{I}_p^- :

$$\mathfrak{I}_p^- = \mathfrak{I}_p^+ + \frac{K_p}{\mathfrak{I}_p^+}. \quad (\text{II.18})$$

II.4.f. Puissance de pompe au seuil

Le calcul du gain au seuil permet d'évaluer la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation laser, en prenant une valeur typique pour les pertes passives sur un aller-retour dans la cavité (notées L), de l'ordre de quelques pourcents. Estimant les tailles des faisceaux pompe et laser dans le cristal, on calcule G d'après l'équation (II.3), avec $I=0$. Le calcul du gain G se fait par une intégrale numérique. Pour une transmission du miroir de sortie donnée T , on fait varier la puissance de pompe de sorte que la valeur de G converge vers $\frac{1}{(1-T)(1-L)}$. On a atteint la convergence lorsque la puissance de pompe est égale à la puissance de pompe au seuil. Nous avons représenté un exemple sur la Figure II-4. Le rayon de col à $1/e^2$ du faisceau de pompe dans le cristal est de $80 \mu\text{m}$, celui du faisceau laser est de $40 \mu\text{m}$. Avec un coupleur de sortie dont la transmission est 4,4% à 985 nm et des pertes passives de 1%, on atteint le seuil d'oscillation laser pour une puissance de pompe de 200 mW avec un double passage de la pompe. Le seuil d'oscillation laser est presque doublé avec un simple passage de la pompe, puisqu'une puissance de pompe de 350 mW est alors nécessaire. On peut voir aussi qu'on obtient les mêmes résultats avec une transmission de 0,4% et des pertes passives de 5%.

Cette première étude montre qu'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser à 985 nm dans le cristal d'Yb:S-FAP qui est à notre disposition en pompage continu par un laser à saphir dopé au titane, et ceci pour des puissances de pompe raisonnables de l'ordre de quelques centaines de mW.

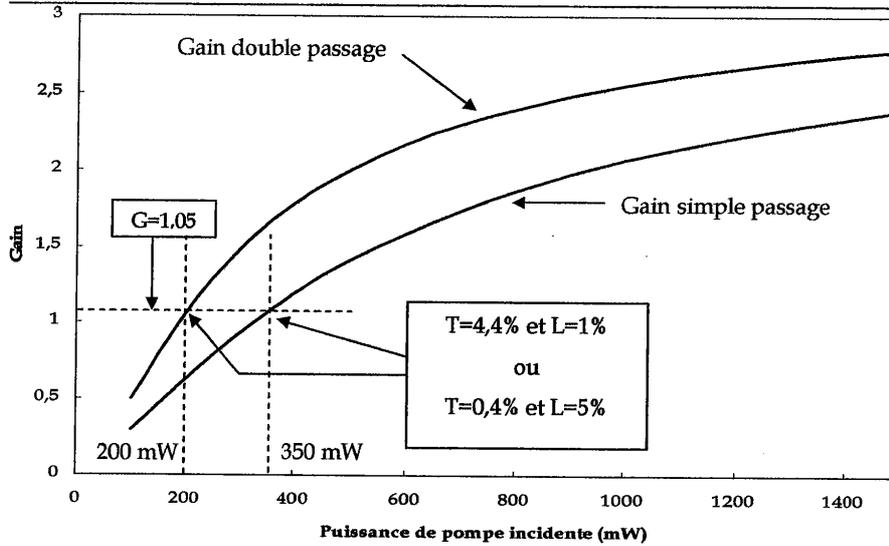


Figure II-4. Gains au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente, pour un simple et un double passage de la pompe. Exemples de détermination de la puissance de pompe au seuil.

II.4.g. Critère de sélection par l'absorption saturée

Pour un cristal donné, il est possible de savoir si le seuil d'oscillation laser pourra être atteint en mesurant l'absorption saturée de la pompe sur un simple passage (sans effet laser), comme il est illustré sur la Figure II-5. Il est intéressant d'utiliser ce critère pour un laser à trois niveaux, où la saturation de l'absorption est un phénomène très important. Pour un niveau de pertes connu, on peut déterminer la puissance de pompe au seuil grâce à la courbe de gain au seuil, puis estimer l'absorption saturée de la pompe sans effet laser que doit alors présenter le cristal. Par exemple, sur la Figure II-5, un gain au seuil de 1,05 (sur un double passage) peut être atteint avec une puissance de pompe de 200 mW. L'absorption saturée sans effet laser (sur un simple passage) doit être de 35% à cette puissance de pompe.

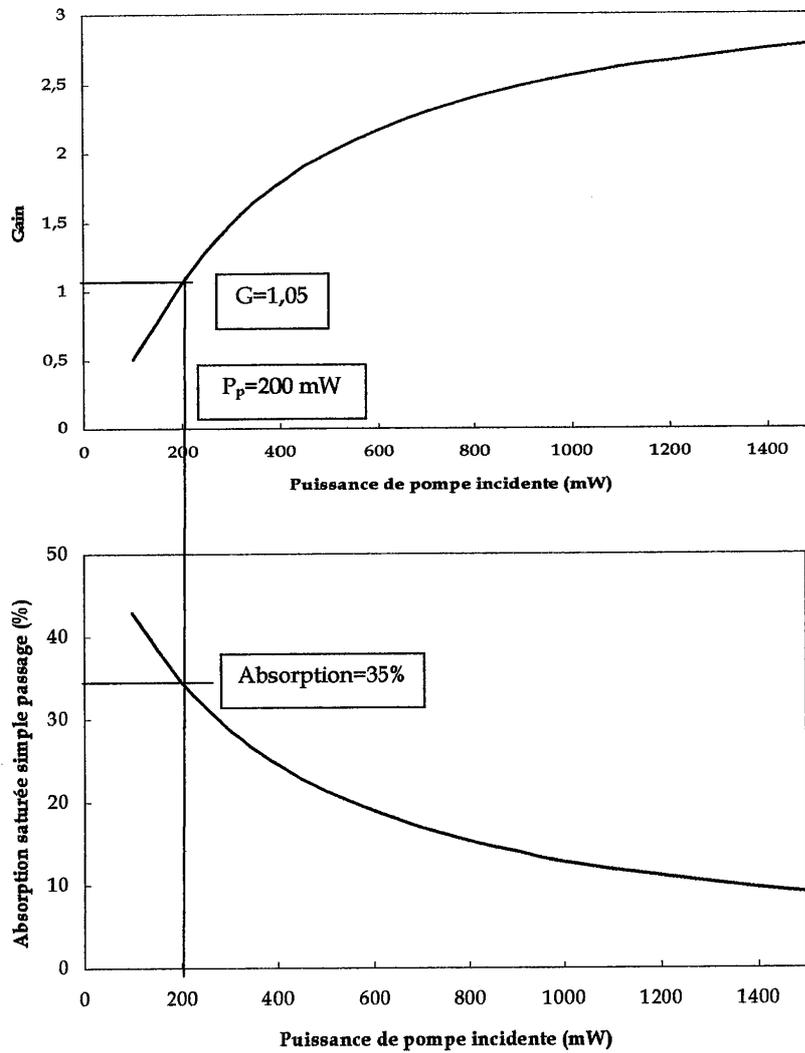


Figure II-5. Critère de sélection par l'absorption saturée pour savoir si le seuil d'oscillation laser pourra être atteint. Courbe du haut : gain au seuil sur un double passage de la pompe. Courbe du bas : absorption saturée sur un simple passage de la pompe.

II.5. Étude de la puissance de sortie

Lorsqu'il y a effet laser, le problème se complique puisque le profil de la pompe selon z dépend aussi de l'intensité laser dans la cavité. L'émission stimulée fait en effet redescendre

les ions excités vers le niveau fondamental, ce qui génère de l'absorption à la longueur d'onde laser. L'expression (II.11) devient :

$$\frac{d\mathfrak{S}_p}{dz} = -\frac{\alpha_{NS}^l \frac{I}{I_r} + \alpha_{NS}^p}{1 + \frac{\mathfrak{S}_p}{I_{P_{sat}}} + \frac{I}{I_{l_{sat}}}} \mathfrak{S}_p, \quad (II.19)$$

avec $\alpha_{NS}^l = \sigma_{al} N$ et $I_{l_{sat}} = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{1}{(\sigma_{al} + \sigma_a) \tau}$. Pour alléger les notations, nous avons conservé la notation I pour $I(r=0,z)$.

L'expression (II.19) montre qu'une partie des photons laser créés doit saturer l'absorption à la longueur d'onde laser. De ce fait on sature moins facilement l'absorption en présence d'effet laser. L'absorption de la pompe avec effet laser est donc intermédiaire entre l'absorption non saturée et l'absorption saturée sans effet laser.

II.5.a. Détermination de la puissance laser de sortie

Une fois le gain au seuil déterminé, on augmente la puissance de pompe incidente et on calcule le gain G avec l'équation (II.3), où cette fois, I est différent de 0. Pour une valeur de la puissance de pompe donnée au-dessus du seuil, on fait varier la puissance de sortie laser P, de façon à faire converger le gain G vers sa valeur au seuil. À la convergence, on obtient la valeur de P_s. On peut alors tracer la courbe d'efficacité laser, c'est-à-dire la puissance de sortie laser en fonction de la puissance de pompe incidente. Pour donner un exemple, nous

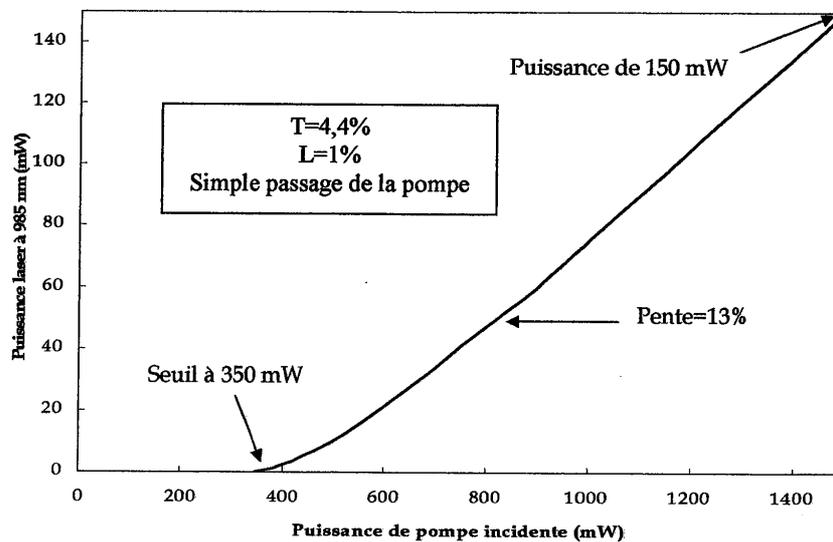


Figure II-6. Courbe d'efficacité laser obtenue par simulation avec un simple passage de la pompe.

avons tracé la courbe d'efficacité laser obtenue avec un simple passage de la pompe, une transmission du miroir de sortie de 4,4% et des pertes passives de 1% (Figure II-6).

Nous avons également calculé l'absorption de la pompe avec effet laser dans ce même cas (Figure II-7). Comme prévu, la puissance de pompe absorbée est intermédiaire entre la puissance de pompe absorbée non saturée et la puissance de pompe saturée sans effet laser.

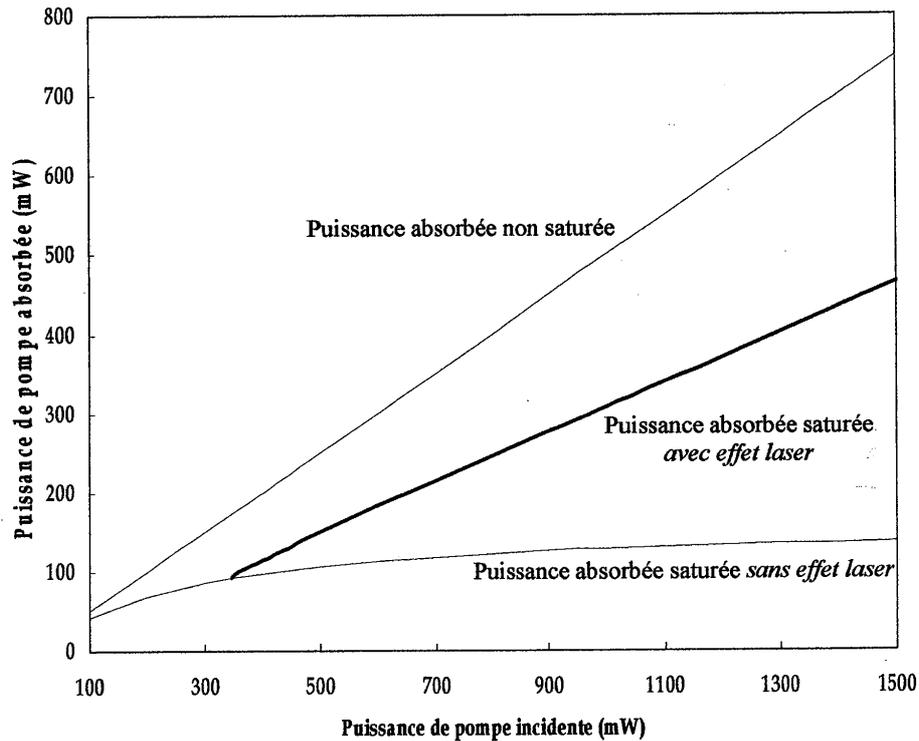


Figure II-7. Comparaison des puissances de pompe absorbées dans le cristal, non saturée, saturée sans effet laser et saturée avec effet laser.

II.5.b. Recherche des paramètres optimaux

Ces simulations permettent d'évaluer différents paramètres en vue de l'optimisation de la puissance de sortie. Ces paramètres sont le recouvrement des faisceaux, la transmission du coupleur de sortie optimal et les propriétés du cristal (taille et dopage). Nous avons étudié ces paramètres de façon séparée. Nous montrons ici les principales tendances qui se dégagent.

II.5.b.i. Recouvrement des faisceaux

Le recouvrement des faisceaux de pompe et de cavité dans le cristal est un point très important. En effet, le faisceau de cavité doit être plus petit que le faisceau de pompe dans le cristal, car les zones non pompées sont absorbantes à la longueur d'onde laser. Cependant, un faisceau de cavité de trop petite taille engendrera un gain trop faible dans le cristal. Nous avons représenté sur la Figure II-8 la puissance de sortie du laser à 985 nm à pleine puissance de pompe (1,5 W à 899 nm) en fonction de la taille du faisceau de cavité dans le cristal. Le rayon de col du faisceau de pompe dans le cristal est de 80 μm . Nous avons simulé un double passage de la pompe dans le cristal. Les rayons de col des faisceaux pompe et laser sont situés au milieu du cristal. Le coupleur de sortie est choisi égal à 5% et les pertes passives sur un aller-retour sont prises à 1%. Ceci donne un gain au seuil de 1,063. On fixe la réflectivité du miroir de sortie à 985 nm à 98%. Cette simulation montre que pour une taille de faisceau de pompe donnée, il existe un rayon de col de faisceau de cavité optimal, qui est dans le cas représenté d'environ 50 μm . Cette situation est différente des lasers à quatre niveaux, où les tailles de faisceaux pompe et laser doivent être à peu près égales pour assurer un bon recouvrement. On voit bien sur la Figure II-8 que si les tailles de faisceaux pompe et laser sont égales (à 80 μm), la puissance de sortie est divisée par 1,4, ce qui signifie que l'absorption n'est pas saturée de façon efficace en tout point du cristal.

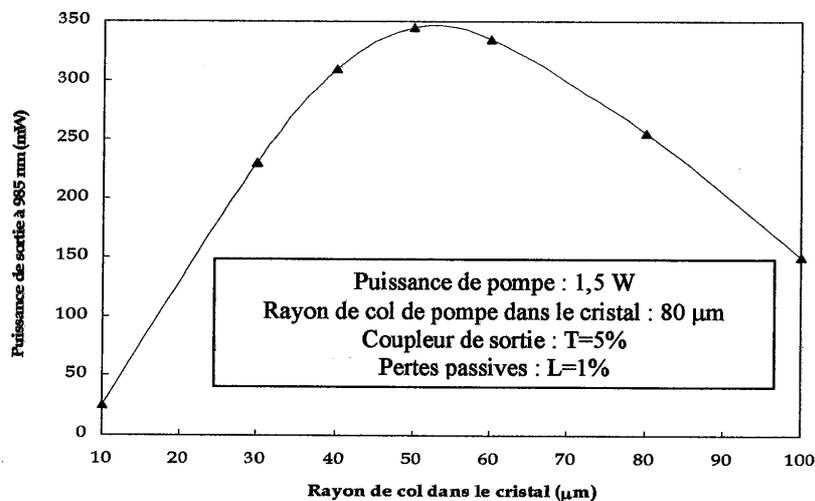


Figure II-8. Influence du recouvrement des faisceaux de pompe et laser dans le cristal. La taille du cristal est de 0,43 cm.

II.5.b.ii. Transmission du miroir de sortie

La transmission du coupleur de sortie optimal peut aussi être estimée grâce aux simulations. Nous avons représenté sur la Figure II-9 la puissance de sortie du laser à 985 nm en fonction de la transmission du coupleur de sortie T. Nous nous sommes placés à puissance de pompe maximale ($P=1,5$ W) avec un double passage de la pompe dans le cristal. Nous avons choisi la valeur de 1% pour les pertes passives dans la cavité. Cette courbe nous montre que le coupleur de sortie optimal est situé entre 6% et 8%. La puissance de sortie maximale est alors estimée à environ 315 mW. Pour un simple passage de la pompe le coupleur de sortie optimal est sensiblement identique.

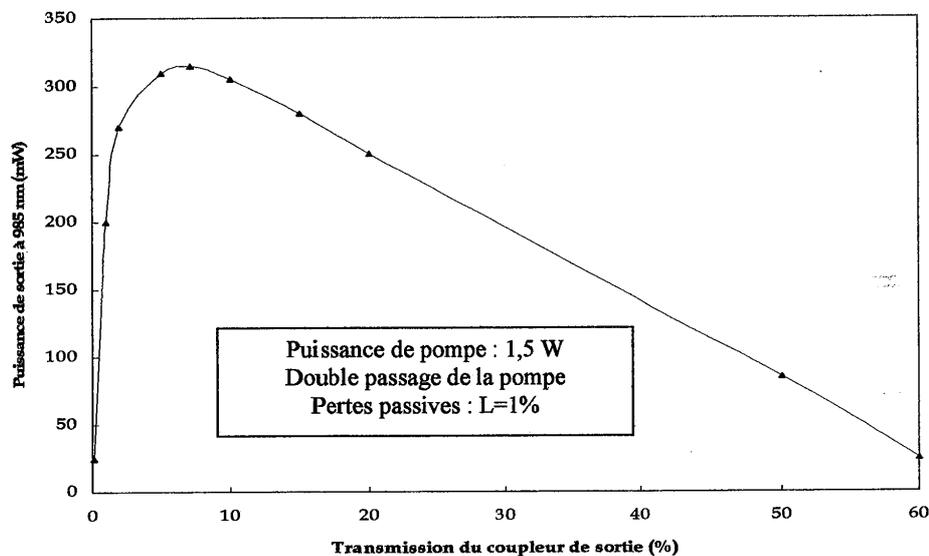


Figure II-9. Recherche du coupleur de sortie optimal.

II.5.b.iii. Paramètres du cristal

Jusqu'à présent nous avons effectué des calculs avec le cristal d'Yb:S-FAP que nous avons à notre disposition, mais il serait possible de définir un cristal qui donnerait des performances optimales. Les caractéristiques sur lesquelles on peut agir sont la longueur du cristal et son dopage.

Longueur optimale :

Nous nous plaçons à la puissance de pompe maximale de 1,5 W avec un coupleur de sortie de 5% et des pertes passives sur un aller-retour de 1% et faisons varier la longueur du cristal. Nous calculons ainsi la puissance de sortie du laser à 985 nm sur un simple passage (Figure II-10) et un double passage de la pompe (Figure II-11) dans le cristal ainsi que l'absorption de la pompe correspondante (avec effet laser).¹

Pour un simple passage de la pompe, la longueur optimale du cristal est d'environ 1,1 cm et l'absorption de la pompe est d'environ 70%. Pour un double passage de la pompe, la longueur optimale du cristal est d'environ 0,8 cm et l'absorption de la pompe est d'environ 75%. Il est intéressant de remarquer que le critère optimisant la taille du cristal est ici semblable à celui qui est utilisé pour les lasers à quasi-trois niveaux, à savoir que le cristal doit absorber environ 70% de la puissance incidente en présence d'effet laser [Chénaï,02].

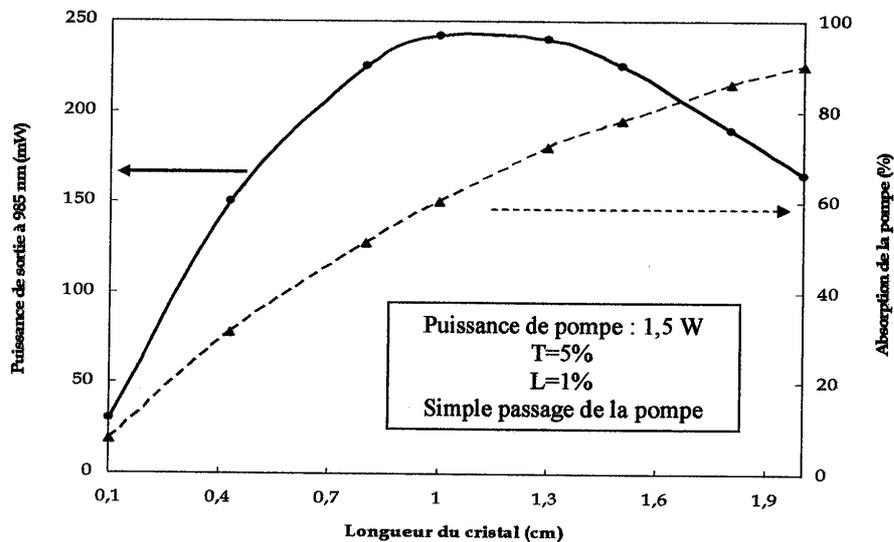


Figure II-10. Recherche de la longueur optimale du cristal pour un simple passage de la pompe (courbe en trait plein bleu) et absorption de la pompe correspondante (pointillés noirs). Dopage= $1,9 \times 10^{19}$ ions/cm³.

¹ On augmente le nombre de « tranches » découpées dans le cristal avec la longueur du cristal, ce qui allonge notablement les temps de calculs. Pour donner un ordre d'idée, sur un pc normal (processeur Athlon, vitesse de 1,5 GHz, mémoire de 512 Mo), le calcul du gain sur un double passage de la pompe pour un cristal de 0,43 cm découpé en 100 tranches est de 30 s. Un cristal de 2 cm de long, doit être découpé en 600 tranches et le temps de calcul du gain est de 5 mn. Notons au passage que ces temps de calcul sont environ multipliés par 4 sur un macintosh G3.

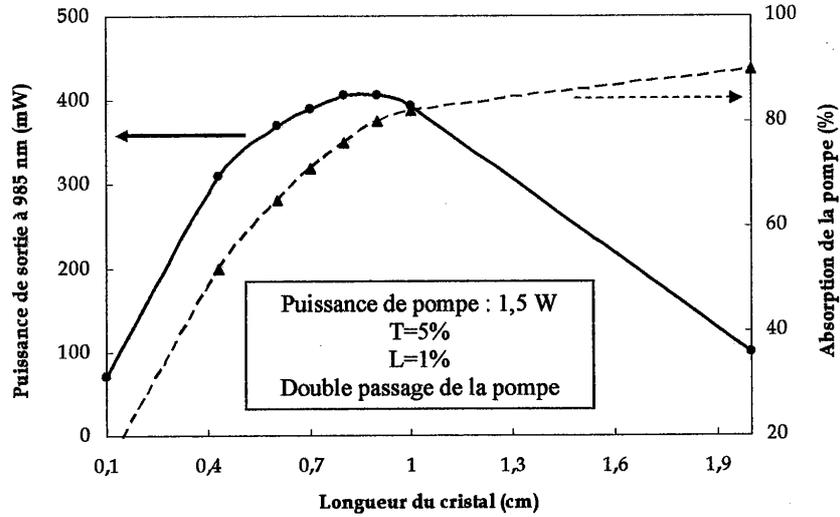


Figure II-11. Recherche de la longueur optimale du cristal pour un double passage de la pompe. Puissance de sortie (courbe en trait plein bleu) et absorption de la pompe correspondante (pointillés noirs). Dopage= $1,9 \times 10^{19}$ ions/cm³.

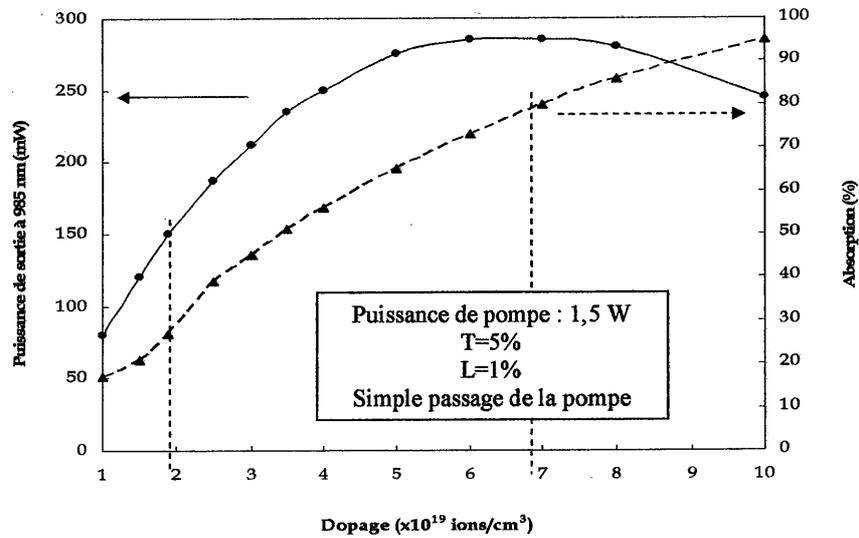


Figure II-12. Recherche du dopage optimal du cristal. Puissance de sortie (courbe en trait plein bleu) et absorption de la pompe correspondante (pointillés noirs). La longueur du cristal est de 0,43 cm, inférieure à la longueur de Rayleigh du faisceau.

Dopage optimal :

Nous étudions l'influence du dopage en nous plaçant à la puissance de pompe maximale de 1,5 W (coupleur de sortie de 5% et pertes passives sur un aller-retour de 1%) et en faisant varier le nombre de dopants par cm^3 , N . Notons que le nombre de dopants optimal dépend fortement de la longueur du cristal et que ces calculs donnent juste une tendance, pour une longueur de cristal donnée. Nous avons représenté sur la Figure II-12 la puissance de sortie du laser à 985 nm en fonction de N , pour un simple passage de la pompe, ainsi que l'absorption de la pompe (avec effet laser). Sur cette figure nous avons repéré par le trait vertical en pointillé le dopage maximal qu'il est possible de réaliser dans un cristal d'Yb:S-FAP et qui est de $6,8 \times 10^{19}$ ions/ cm^3 (d'après [DeLoach,94]). La puissance de sortie maximale est obtenue pour un dopage d'environ 6×10^{19} ions/ cm^3 et l'absorption de la pompe est d'environ 70%. Ici encore, le critère d'optimisation est similaire à celui utilisé pour les lasers à quasi-trois niveaux.

II.6. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un modèle numérique de simulation des performances d'un laser à trois niveaux continu. Le but originel de ce modèle était de savoir s'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser avec le cristal d'Yb:S-FAP dont nous disposons, en pompage continu avec un laser à saphir dopé au titane (dans un premier temps). Ce modèle intègre le gain sur l'ensemble du cristal, comme dans [Augé,00] où le laser étudié est un laser à quasi-trois niveaux. Nous avons ainsi adapté ces simulations à un laser à trois niveaux, en prenant en particulier en compte la saturation de l'absorption à partir des données spectroscopiques du cristal. Nous avons pu voir l'importance de ce processus en étudiant l'évolution du profil de pompe dans le cristal. Nous avons évalué le coupleur de sortie optimal et l'influence du recouvrement des faisceaux pompe et laser dans le cristal. Enfin, nous avons dégagé quelques tendances concernant la longueur du cristal et son dopage en vue de l'optimisation des performances du laser. Nous avons ainsi estimé grâce au modèle numérique les performances que l'on pourrait obtenir avec un cristal « optimisé ». Ces performances ainsi que les paramètres utilisés pour les obtenir sont indiqués sur la Figure II-13. Une puissance de 460 mW à 985 nm pour une puissance de pompe incidente de 1,5 W est prévue par les simulations.

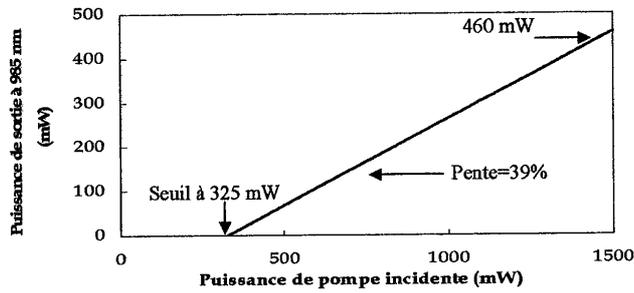


Figure II-13. Performances prédites par le modèle avec les paramètres optimaux suivants : rayon de col du faisceau de pompe=80 μm ; rayon de col du faisceau laser=50 μm ; $N=2,1 \times 10^{19}$ ions/ cm^2 ; longueur du cristal=0,8 cm ; transmission du coupleur de sortie=8%. Double passage de la pompe.

En conclusion, ces simulations ont montré qu'en théorie il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser avec un cristal d'Yb:S-FAP en pompage continu avec des puissances de pompe raisonnables. De plus, nous avons vu qu'un double passage de la pompe dans le cristal permet de diminuer significativement le seuil d'oscillation laser, nous avons donc choisi d'utiliser ce type de pompage pour la réalisation expérimentale, qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III - Réalisation expérimentale

Dans ce chapitre, guidés par les calculs théoriques du chapitre précédent pour le dimensionnement du laser, nous décrivons la réalisation expérimentale d'un laser solide à base d'un cristal d'Yb:S-FAP émettant à 985 nm sur une transition laser à trois niveaux en pompage continu. Afin de valider le principe d'un tel laser, nous avons utilisé un laser à saphir dopé au titane monomode spatial. Après la description du dispositif expérimental, nous présentons les résultats obtenus, ainsi qu'une comparaison avec le modèle développé dans le chapitre précédent.

III.1. Dispositif expérimental

Les expériences décrites dans ce chapitre se sont déroulées au Laboratoire de Chimie Appliquée de L'État Solide de L'École Nationale Supérieure de Chimie Paris, où nous avons pu utiliser un laser à saphir dopé au titane continu émettant autour de 900 nm.

Le dispositif expérimental est décrit sur la Figure III-1.

Le laser de pompe est un laser à saphir dopé au titane (Coherent 890) accordable sur la plage 740-980 nm, pompé par un laser à Argon (Coherent Innova 90). À puissance de pompe maximale du laser à Argon (environ 8-9 W), le laser à saphir dopé au titane peut émettre une puissance d'environ 1,5 W à 900 nm. Un filtre de Lyot placé dans la cavité permet de faire varier continûment la longueur d'onde d'émission autour de 900 nm. Le faisceau de sortie est collimaté et monomode spatial. La polarisation du laser est perpendiculaire au plan d'incidence. On utilise une lame demi-onde pour avoir une polarisation dans le plan d'incidence (voir Figure III-1). La largeur spectrale à mi-hauteur est inférieure à 0,1 nm.

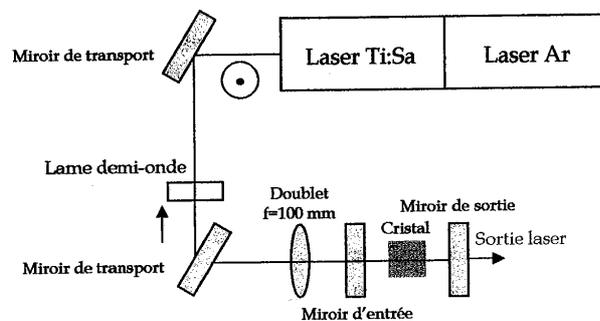


Figure III-1. Dispositif expérimental [Yiou,03³].

Le cristal que nous avons utilisé est un cube de 0,43 cm de long, traité antireflet à 900 nm et 985 nm sur ses deux faces. Le dopage en ions Yb est d'environ $1,9 \times 10^{19}$ ions/cm³. Le cristal est orienté de façon à ce que l'axe c soit dans le plan d'incidence (plan horizontal) et coïncide donc avec la polarisation du laser de pompe incident sur le cristal. Le cristal est placé dans une monture en cuivre, sans autre refroidissement.

Les miroirs d'entrée de la cavité sont des miroirs de marque Laseroptik, traités haute transparence à 900 nm et 1047 nm (T=90%@900 nm et T=95%@1047 nm) et haute réflectivité à 985 nm (R>99,8%) en incidence normale. Nous disposons de miroirs plans et de miroirs concaves de différents rayons de courbure (R=50 mm et 100 mm).

Les miroirs de sortie de la cavité sont des miroirs de marque VLOC, traités haute réflectivité à 900 nm pour le recyclage de la pompe (R>99,9%) et possédant une transmission de 10% à 25% à 1047 nm. Nous disposons de miroirs de différentes transmissions : 2%, 5% et 7%, et de différents rayons de courbures (miroirs plans, miroirs concaves de 50 mm et 100 mm de rayons de courbure).

La suppression de l'oscillation laser à 1047 nm se fait par le traitement des miroirs. Le double passage de la pompe dans le cristal est assuré par le miroir de sortie. D'autres miroirs d'entrée et de sortie de la cavité sont utilisés pour les mesures de gain.

Mesures préliminaires d'absorption :

Afin de vérifier que notre cristal d'Yb:S-FAP correspond bien aux spécifications de dopage et de section efficace d'absorption, nous avons mesuré son absorption en régime non saturé. Puis, nous avons mesuré la saturation d'absorption en l'absence d'effet laser, témoignant d'une forte inversion de population dans le cristal.

- Absorption non saturée : (voir Figure III-2)

On éclaire le cristal avec le faisceau issu du laser à saphir dopé au titane collimaté, faisant une tâche laser sur le cristal de 1 mm de diamètre. À une puissance de pompe incidente de 600 mW, ceci correspond à une intensité de 76 W/cm², bien inférieure à l'intensité de pompe de transparence (2 kW/cm², voir paragraphe I.2). On est donc en régime d'absorption non saturée. Le réglage de la longueur d'onde du laser à saphir dopé au titane se fait en optimisant l'absorption dans le cristal. Le maximum d'absorption est bien à 899 nm.

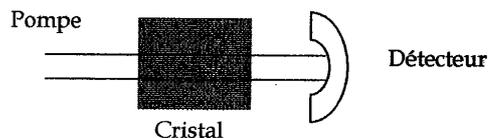


Figure III-2. Mesure de l'absorption non saturée.

L'absorption non saturée est de 50%, ce qui est en accord avec la valeur de 50% attendue (voir paragraphe II.4.c).

- Absorption saturée sans effet laser : (voir Figure III-3)

Le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal par un doublet de 100 mm de distance focale, traité antireflet autour de 900 nm. On place le miroir d'entrée de la cavité entre la lentille et le cristal et on règle l'ensemble « lentille + miroir d'entrée » de façon à obtenir un maximum de transmission derrière le cristal. Le rayon de col du faisceau de pompe dans le cristal est alors de 80 μm . Pour une puissance de pompe incidente de 1 W, on a ainsi une intensité d'environ 5 kW/cm², supérieure à l'intensité de pompe de transparence. Nous sommes donc en régime d'absorption saturée. Nous avons représenté sur la Figure III-4 les mesures d'absorption saturée sans effet laser ainsi effectuées. Aux erreurs de mesure près, les

valeurs expérimentales sont en bon accord avec le modèle développé, les absorptions diminuant avec la puissance de pompe incidente et étant comprise entre 24% et 14% pour des puissances de pompe incidente variant de 445 mW à 1 W.

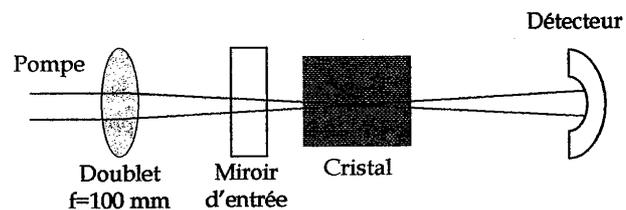


Figure III-3. Mesure de l'absorption saturée.

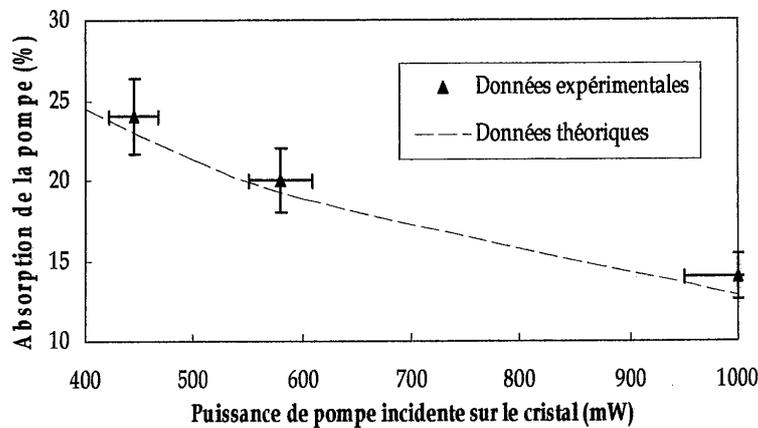


Figure III-4. Mesure de l'absorption saturée sans effet laser et comparaison avec le modèle numérique (traits pointillés).

Alignement de la cavité :

Le cristal est monté sur un support pouvant se translater sur un rail. On aligne le faisceau de pompe par rapport au cristal positionné à deux emplacements extrêmes sur le rail. Le cristal et la lentille de focalisation sont réglés par autocollimation. On place le miroir d'entrée de façon à régler la saturation de l'absorption avec l'ensemble « lentille + miroir d'entrée » comme il a été décrit au paragraphe précédent, afin de s'assurer d'une forte inversion de population dans le cristal. Une lentille de 40 mm de distance focale permet d'imager le cristal sur une caméra CCD (Figure III-5). Un filtre interférentiel centré autour de 960 nm et de 40 nm de largeur à mi-hauteur ($T=0,25\% @ 900$ nm et $T=10\% @ 985$ nm) est placé sur la caméra afin de couper un maximum de flux à la longueur d'onde de la pompe et d'observer la fluorescence à 985 nm. L'observation d'un maximum de fluorescence à la caméra est d'ailleurs un second critère pour vérifier qu'on est bien à la bonne longueur d'onde de pompe. On place ensuite le miroir de sortie de la cavité de façon à observer une tâche de retour dans le cristal, de même taille que la première tâche de fluorescence. Lorsqu'on superpose ces deux tâches, l'effet laser a alors lieu et on vérifie au spectromètre que la longueur d'onde d'émission est bien 985 nm et qu'il n'y a pas de trace de la raie à 1047 nm.

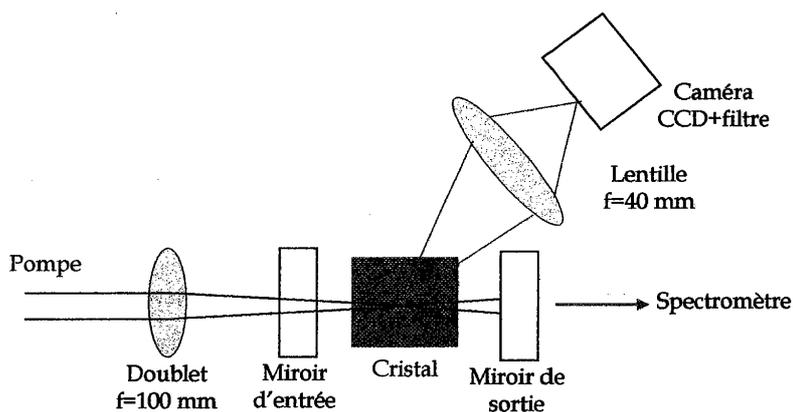


Figure III-5. Alignement de la cavité.

III.2. Résultats

Nous présentons dans ce paragraphe les courbes d'efficacité laser obtenues ainsi que les mesures de gain au seuil, qui est une caractéristique importante des matériaux laser.

III.2.a. Cavités réalisées et tailles de faisceau

Nous avons réalisé plusieurs types de cavité plan-concave et concave-concave. Les meilleures performances ont été obtenues en cavité quasi-concentrique avec deux miroirs concaves de 100 mm de rayon de courbure. La Figure III-6 montre l'évolution du rayon de col du mode fondamental gaussien dans le cristal en fonction de la distance miroir-cristal. On voit en particulier qu'en limite de la zone de stabilité, quand la cavité se rapproche d'une cavité concentrique, le rayon de col dans le cristal diminue rapidement de 80 μm à moins de 30 μm . On a vu d'après les simulations que le rayon de col qui donne un recouvrement optimal est située vers 50 μm . Nous nous placerons donc dans la zone délimitée par le cadre rouge proche de la limite de stabilité de la cavité (Figure III-6) dans nos expériences.

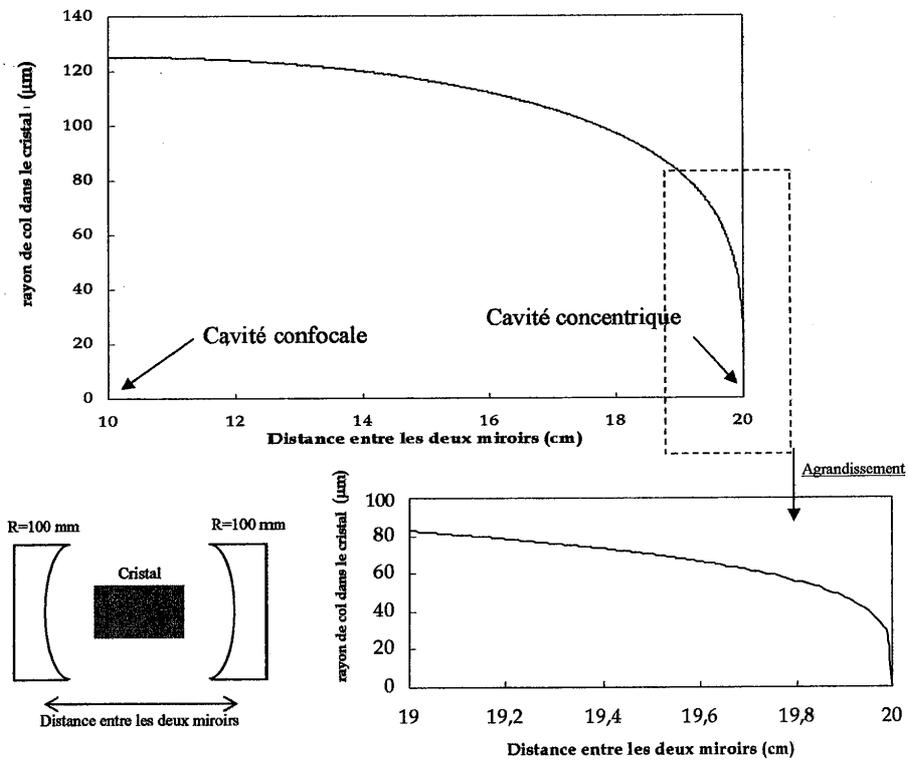


Figure III-6. Rayon de col dans le cristal en fonction de la distance entre les deux miroirs de 100 mm de rayon de courbure.

III.2.b. Courbes d'efficacité et caractéristiques du faisceau

Nous avons représenté sur la Figure III-7 la puissance de sortie laser à 985 nm en fonction de la puissance de pompe incidente sur le cristal pour des transmissions du miroir de sortie de 3%, 5% et 7%. Notons que la courbe présentée avec le coupleur de 7% a pu être « prolongée » par rapport aux deux autres courbes grâce au remplacement du tube à décharge du laser à Argon. Ce coupleur de sortie donnait en effet les meilleures performances. Afin d'encadrer le coupleur de sortie optimal, nous avons placé dans la cavité utilisant le coupleur de sortie de 7% une lame de verre sans traitement antireflet légèrement inclinée qui possède une transmission T_{lame} de 92% à 985 nm. Le coupleur de sortie équivalent à l'ensemble « coupleur $T=7\%$ et lame=92% » vaut $1-(1-T) \times T_{\text{lame}}^2 = 22\%$. En comparant les puissances de sortie à 985 nm pour une puissance de pompe incidente de 735 mW, on peut conclure que le coupleur de sortie optimal est compris entre 7% et 22%. Ces résultats sont en bon accord avec la théorie, qui donne un coupleur de sortie optimal vers 8%. Les courbes d'efficacité montrent que parmi les miroirs de sortie disponibles, le coupleur de sortie de 7% est le plus performant. Le seuil d'oscillation laser est obtenu pour une puissance de pompe incidente de 200 mW. Avec une puissance de pompe maximale de 1,45 W, la puissance de sortie du laser à 985 nm est de 250 mW. L'efficacité laser est de 20%.

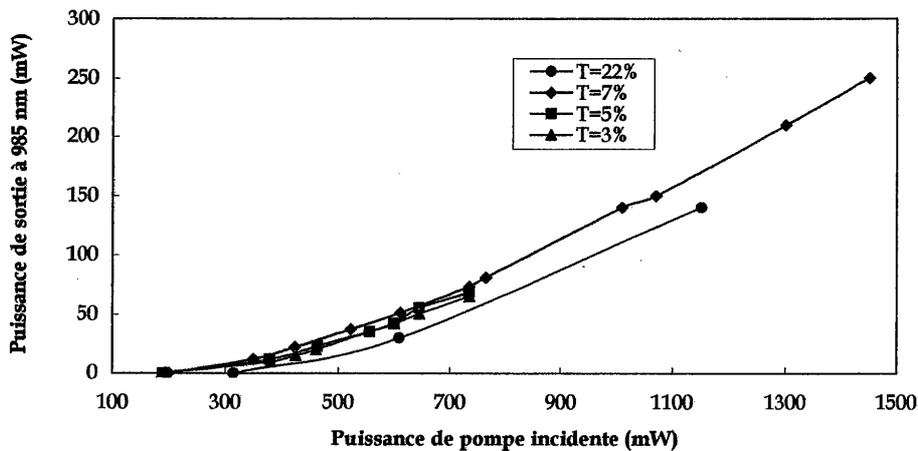


Figure III-7. Courbes d'efficacité laser pour différents coupleurs de sortie.

Dans les quatre cavités réalisées, le faisceau laser à 985 nm est monomode spatial et sa polarisation est perpendiculaire au plan d'incidence, conformément à ce qui était attendu (voir paragraphe I.3). Le spectre d'émission du laser est représenté sur la Figure III-8. Le pic d'émission est situé à 984,7 nm et la largeur à mi-hauteur est de 0,6 nm. La raie à 985 nm est la seule présente dans le spectre d'émission.

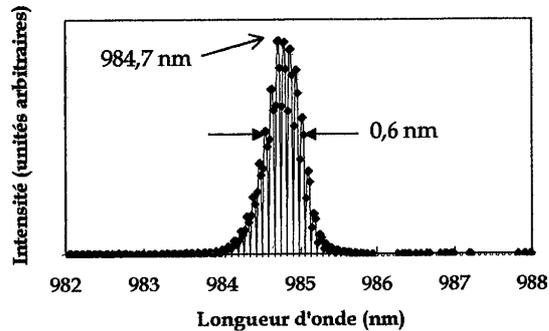


Figure III-8. Spectre d'émission du laser Yb:S-FAP.

III.2.c. Gains au seuil et estimation des pertes passives

Afin de mieux caractériser le cristal d'Yb:S-FAP, il est intéressant d'en étudier le gain. Pour cela, la méthode employée est d'introduire dans la cavité des pertes connues (à 985 nm) de plus en plus élevées et de déterminer à chaque fois le seuil d'oscillation laser. Lorsque les pertes ne sont pas seulement dues au miroir de sortie de la cavité, on détermine un coupleur de sortie équivalent T_{eq} comme au paragraphe III.2.b. Par l'association de miroirs de transmissions variées à 985 nm et de lames de verre, nous avons obtenu des coupleurs de sortie équivalents de 22%, 36%, 52% et 60%.

Pour déterminer le gain au seuil G de façon précise, il faut estimer les pertes passives L sur un aller-retour dans la cavité car $G = \frac{1}{(1 - T_{\text{eq}})(1 - L)}$. Pour cela, nous avons utilisé notre

modèle numérique calculant le gain au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente avec L comme paramètre ajustable.¹ La courbe présentée sur la Figure III-10 est obtenue pour une valeur de $L=2,5\%$. Le rayon de col du faisceau laser dans le cristal est estimé à environ 40 μm , ce qui est une valeur proche de la valeur de 50 μm déterminée au paragraphe II.5.a.i optimisant la puissance de sortie. La Figure III-9 montre une bonne adéquation entre les valeurs expérimentales et le modèle numérique pour des pertes passives sur un aller-retour de 2,5%. Ces pertes peuvent être attribuées à un traitement antireflet imparfait sur les faces

¹ Pour le calcul des pertes passives, nous n'avons pas utilisé la méthode graphique usuelle de Caird [Caird,88] car celle-ci nécessite la connaissance de la puissance de pompe absorbée dans le cristal avec effet laser, ce que nous n'avons pu mesurer.

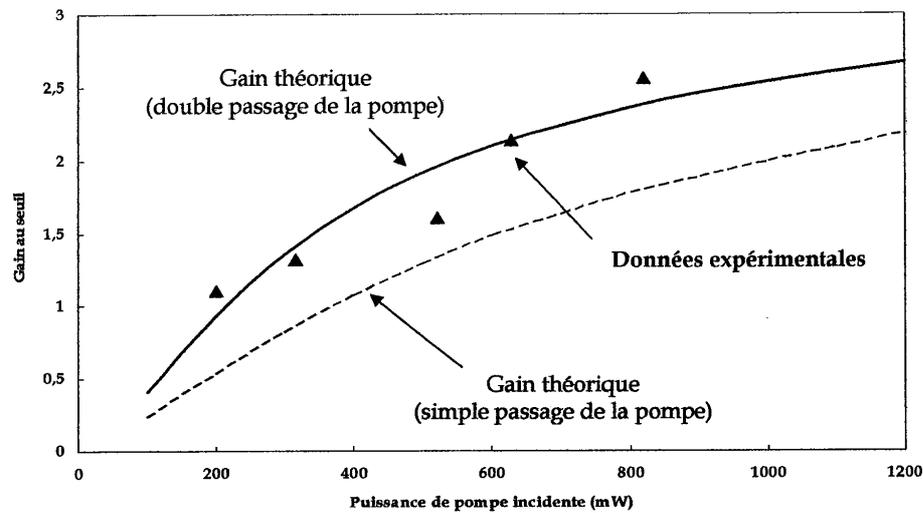


Figure III-9. Gain au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente. Comparaison avec le modèle (gain avec et sans recyclage de la pompe). $L=2,5\%$.

du cristal et au fait que le cristal ne provient pas des boules optimisées pour le projet Mercury, mais d'anciennes boules de tests préliminaires, affectées de défauts [Shaffers,01].

Nous avons obtenu expérimentalement un gain de 2,56 pour un double passage de la pompe, ce qui est un gain important pour un laser massif dopé Yb. Si on prolonge la courbe obtenue, on voit que le gain sature vers une valeur d'environ 2,8. À titre de comparaison, nous avons également représenté la courbe de gain pour un simple passage de la pompe afin d'illustrer la diminution de gain au seuil apportée par le recyclage de la pompe, d'un facteur presque égal à 2.

III.2.d. Comparaisons avec le modèle

Nous avons représenté sur la Figure III-10 une comparaison entre les simulations numériques et les valeurs expérimentales obtenues avec le coupleur de sortie de 7%. Nous avons un paramètre ajustable, les pertes passives L sur un aller-retour dans la cavité. Le rayon de col dans le cristal est de $40\ \mu\text{m}$. Pour des pertes passives L de 2,5%, on note qu'on a une bonne adéquation entre le modèle théorique et les valeurs expérimentales. Sur cette figure, nous avons également représenté la courbe d'efficacité laser sans recyclage de la pompe pour montrer que la pente d'efficacité laser η est alors divisée par 2, passant de 20% avec recyclage à 10% sans recyclage. Le recyclage de la pompe est donc très important pour optimiser les performances.

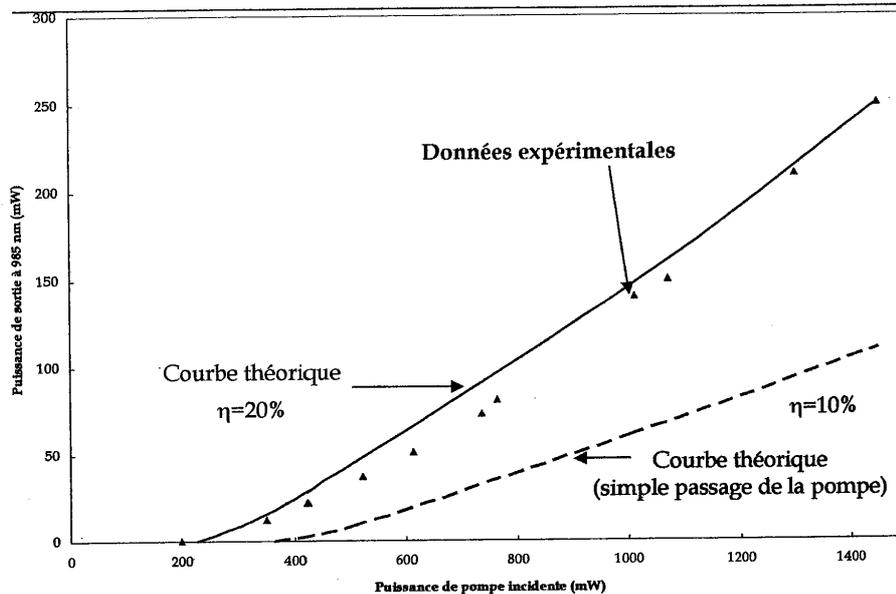


Figure III-10. Puissance de sortie laser à 985 nm en fonction de la puissance de pompe incidente pour $T=7\%$. Comparaison avec le modèle avec et sans recyclage de la pompe. $L=2,5\%$.

Nous avons représenté sur la Figure III-11 une comparaison entre courbe d'efficacité théorique et données expérimentales pour le coupleur de sortie équivalent de 22% (mêmes pertes, mêmes tailles de faisceaux que précédemment). Cette comparaison donne encore une bonne adéquation entre valeurs théoriques et expérimentales.

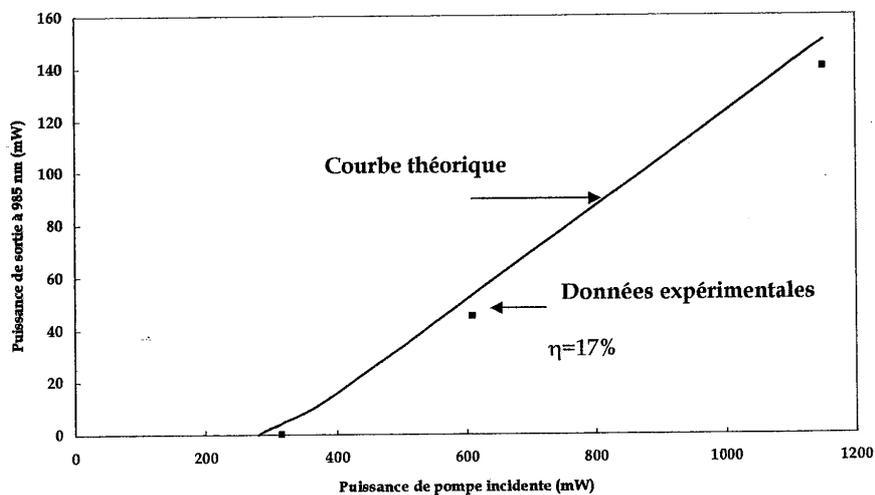


Figure III-11. Puissance de sortie laser à 985 nm en fonction de la puissance de pompe incidente pour $T=22\%$. Comparaison avec le modèle. $L=2,5\%$.

Pour les valeurs du coupleur de sortie équivalentes supérieures à 22%, le faisceau devient rapidement multimode spatial au-dessus du seuil d'oscillation. Nous n'avons donc pas fait d'ajustement avec le modèle, valable pour un faisceau monomode spatial.

III.3. Conclusion

Nous avons démontré le principe d'un laser dopé Yb émettant sur une transition laser à trois niveaux en pompage continu par un laser à saphir dopé au titane. Le cristal utilisé est un cristal d'Yb:S-FAP. La configuration de pompage utilise un double passage de la pompe dans le cristal. De cette façon, nous avons obtenu une puissance continue de 250 mW à 985 nm dans un faisceau monomode spatial pour une puissance de pompe incidente de 1,45 W. Le seuil d'oscillation laser est atteint pour une puissance de pompe incidente de 200 mW, ce qui donne une efficacité laser de 20% par rapport à la puissance incidente. Cette puissance et cette efficacité laser sont les plus grandes relevées dans la littérature, pour un laser dopé Yb émettant autour de 980 nm en pompage continu [Yiou,03-d].

L'introduction de pertes dans la cavité a permis d'atteindre un gain de 2,56 avec ce cristal d'Yb:S-FAP. On savait déjà le cristal d'Yb:S-FAP performant à 1047 nm, cette étude montre qu'il s'agit aussi d'un matériau laser très prometteur à 985 nm.

D'autre part, la comparaison des données expérimentales et des valeurs calculées par les simulations numériques présentées au chapitre précédent montre une bonne adéquation entre expérience et théorie. Ceci permet de valider le modèle développé. Cette démonstration expérimentale confortée par un modèle numérique est la première étape vers le pompage par diode du cristal d'Yb:S-FAP pour une émission à 985 nm. Nous présentons ainsi dans le chapitre suivant quelques ébauches du travail de préparation d'un pompage par diode.

Chapitre IV - Vers le pompage par diode laser

Dans ce chapitre nous étudions la possibilité d'un pompage par diode du cristal d'Yb:S-FAP. Dans ce but il faut prendre en compte les deux défauts majeurs des diodes laser de puissance : le spectre d'émission qui peut s'étendre sur plusieurs nm et la mauvaise qualité spatiale du faisceau.

IV.1. Spectre d'excitation

Il est intéressant d'évaluer la tolérance sur la longueur d'onde de pompage pour obtenir l'effet laser à 985 nm avec le cristal d'Yb:S-FAP. Pour cela, nous avons fait varier la longueur d'onde d'émission du laser à saphir dopé au titane et mesuré la puissance de sortie du laser à 985 nm : c'est ce qu'on appelle le spectre d'excitation, qui est représenté sur la Figure IV-1. On obtient un effet laser à 985 nm pour une longueur d'onde de pompe allant de 889,5 nm à 902,7 nm. Nous avons également représenté sur la Figure IV-1 le spectre d'absorption du cristal d'Yb:S-FAP (mesuré par Gisèle Roger à l'Institut d'Optique). Le profil du spectre d'excitation suit bien l'allure du spectre d'absorption. La largeur spectrale à mi-hauteur du pic principal d'émission est de 1,8 nm. Cette valeur est en bon accord avec la largeur spectrale typique d'une diode laser délivrant une puissance de 2 W sur une surface émettrice de $1\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$. Nous avons également représenté les points calculés par notre modèle, obtenus en faisant varier la section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde de pompe. On note une bonne adéquation entre le modèle et les résultats expérimentaux.

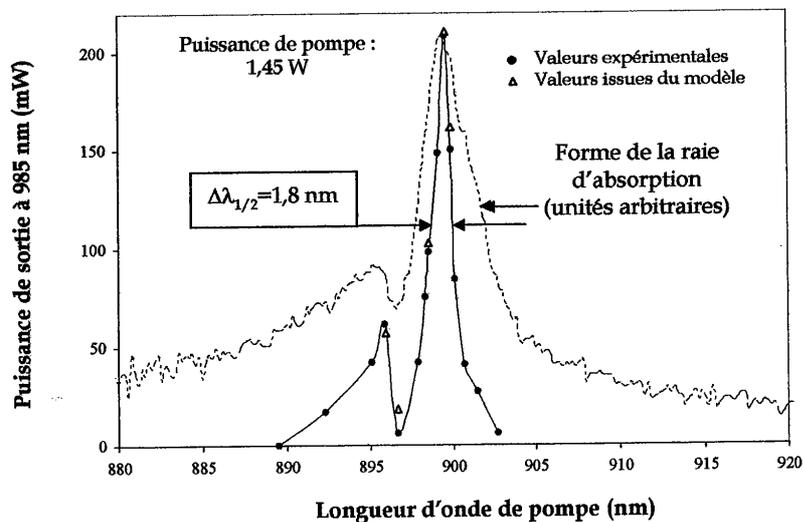


Figure IV-1. Spectre d'excitation (trait plein) et comparaison avec la théorie. Absorption du cristal (trait pointillé).

IV.2. Adaptation du modèle au pompage par diode

Nous avons adapté le modèle développé au chapitre précédent au pompage continu du cristal d'Yb:S-FAP par une diode laser délivrant une puissance de 2 W sur une surface émettrice de $1 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Nous considérons pour le calcul que le faisceau de la diode possède un profil transverse gaussien.

IV.2.a. Mauvaise qualité spatiale du faisceau de la diode

Dans la direction parallèle à la jonction (Ox), le faisceau est plusieurs fois limité par la diffraction. L'évolution du rayon du faisceau à $1/e^2$ le long de l'axe de propagation (Oz) s'écrit :

$$\omega_x(z) = \omega_{x_0} \sqrt{1 + \left(M_x^2 \frac{\lambda}{\pi n \omega_{x_0}^2} (z - z_{x_0}) \right)^2}. \quad (\text{IV.1})$$

ω_{x_0} est le rayon de col à $1/e^2$, z_{x_0} est son emplacement dans le cristal et M_x^2 est le facteur de qualité du faisceau dans la direction (Ox). Afin de prendre en compte la mauvaise qualité spatiale du faisceau de pompe dans la direction parallèle à la jonction de la diode, nous avons choisi pour M_x^2 une valeur typique de 15. ω_{x_0} est pris égal à $60 \mu\text{m}$.

Dans la direction perpendiculaire à la jonction (Oy), le faisceau est limité par la diffraction. De même, l'évolution de la taille du rayon du faisceau à $1/e^2$ s'écrit :

$$\omega_y(z) = \omega_{y_0} \sqrt{1 + \left(M_y^2 \frac{\lambda}{\pi n \omega_{y_0}^2} (z - z_{y_0}) \right)^2}. \quad (\text{IV.2})$$

ω_{y_0} est le rayon de col à $1/e^2$, z_{y_0} est son emplacement dans le cristal et M_y^2 est le facteur de qualité du faisceau dans la direction (Oy) et est choisi égal à 1. ω_{y_0} est pris égal à $40 \mu\text{m}$.

Nous n'avons pas pris en compte l'astigmatisme du faisceau de pompe et avons considéré que $z_{0x} = z_{0y} = \ell/2$.

Le rayon de col à $1/e^2$ du faisceau laser dans le cristal est choisi égal à $40 \mu\text{m}$. Les tailles de faisceaux choisies sont des tailles de faisceaux réalistes, qui donnent les meilleurs résultats.

IV.2.b. Section efficace d'absorption moyenne

Intégrer le gain G à la fois sur tout le cristal et sur tout le spectre de la diode est trop gourmand en temps de calcul (plus d'une heure de temps de calcul). Afin de prendre en compte la largeur spectrale de la diode laser et compte tenu de la bonne adéquation du modèle avec le spectre d'excitation (voir Figure IV-1), nous avons plutôt utilisé une section efficace d'absorption moyenne $\sigma_{ap,m}$ à la longueur d'onde de pompe :

$$\sigma_{ap,m} = \frac{\sum_i \lambda_{p,i} \sigma_{ap,i}}{\sum_i \lambda_{p,i}}, \quad (IV.3)$$

où $\sigma_{ap,i}$ est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe $\lambda_{p,i}$. Nous avons choisi pour la diode laser un spectre d'émission de 2 nm de largeur à mi-hauteur, de profil rectangulaire. Nous avons calculé $\sigma_{ap,m}$ pour λ_p allant de 898 nm à 900 nm et avons trouvé $\sigma_{ap,m} = 4,93 \times 10^{20} \text{ cm}^2$.

IV.2.c. Résultats

Nous avons représenté sur la Figure IV-2 le gain au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente, avec un double passage de la pompe et notre cristal. On voit sur cette courbe qu'il est possible d'avoir un gain supérieur à 1 pour une puissance de pompe supérieure à 200 mW. Le gain maximal à la puissance de pompe incidente de 2 W est de 1,38.

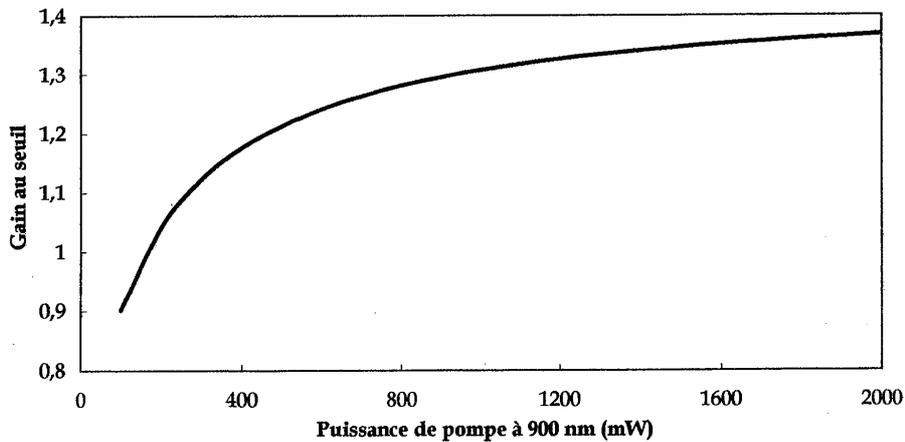


Figure IV-2. Gain au seuil en fonction de la puissance de pompe incidente (pompage par diode).

Nous avons représenté sur la Figure IV-3 la courbe d'efficacité laser obtenue avec un coupleur de sortie de 5% et des pertes passives sur un aller-retour de 2,5%. Cette courbe prend en compte la mauvaise qualité spatiale du faisceau de la diode ainsi que la section efficace moyenne calculée au paragraphe précédent. Le seuil d'oscillation est obtenu pour une puissance de pompe incidente de 220 mW. La puissance maximale de sortie à 985 nm est de 65 mW pour une puissance de pompe maximale de 2 W, ce qui donne une pente d'efficacité de 3,6%. Ces résultats peuvent paraître modestes mais montrent que le pompage par diode de notre cristal d'Yb:S-FAP est réalisable. Le problème majeur du pompage par diode est qu'au moment de cette étude le marché des diodes laser de puissance (>2 W) continues à 900 nm n'est pas très développé. Il s'agit en effet d'une longueur d'onde charnière entre 800 nm et 980 nm où il est difficile de trouver deux matériaux semi-conducteurs dont les mailles soient compatibles. On peut cependant penser que des progrès technologiques pourraient résoudre ce problème.

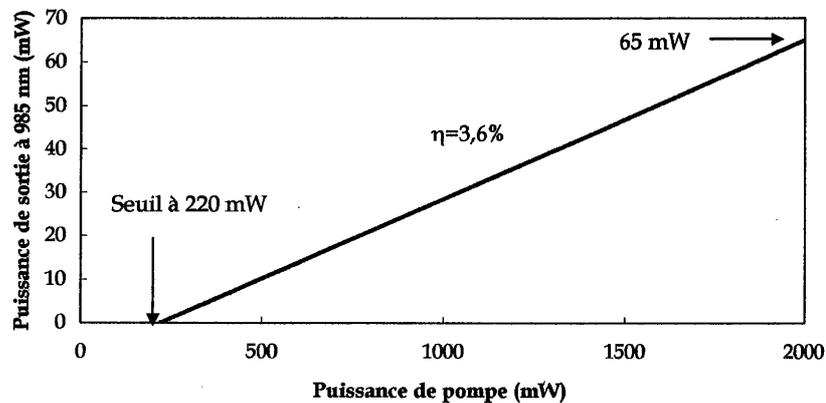


Figure IV-3. Puissance de sortie laser à 985 nm en fonction de la puissance de pompe incidente (pompage par diode laser). $T=5\%$.

IV.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évalué les possibilités d'un pompage continu par diode du cristal d'Yb:S-FAP pour une émission à 985 nm. Pour cela, nous avons désaccordé la longueur d'onde du laser à saphir dopé au titane utilisé dans le chapitre précédent du maximum d'absorption dans le cristal d'Yb:S-FAP. Nous avons analysé sur quelle bande spectrale de la pompe on peut obtenir un effet laser à 985 nm. Cette bande spectrale s'étend sur plus d'une dizaine de nm, ce qui est prometteur pour un pompage par diode.

Puis nous avons adapté le modèle numérique développé au chapitre III au pompage par diode, en prenant en compte la dégradation du faisceau dans la direction parallèle à la

jonction ainsi que la largeur spectrale de la diode en introduisant dans les calculs une section efficace d'absorption moyenne à la longueur d'onde de pompe. Les simulations ont montré que la réalisation d'un laser solide continu à 985 nm en pompage par diode avec le cristal d'Yb:S-FAP que nous avons à notre disposition est possible.

Enfin, le développement du marché des diodes laser de puissance continues à 900 nm ainsi que la prochaine commercialisation de cristaux d'Yb:S-FAP de bonne qualité optique devraient permettre de confirmer expérimentalement ces calculs.

Conclusion de la partie B

Dans cette partie, nous avons étudié un laser massif émettant autour de 980 nm en vue d'un pompage continu par diode.

Dans l'introduction, nous avons présenté la problématique de la réalisation d'un tel laser. L'ion ytterbium est un bon candidat pour obtenir une émission autour de cette longueur d'onde. Le problème majeur est que dans les cristaux dopés Yb la transition laser vers 980 nm est une transition à trois niveaux. Les densités de puissance de pompe nécessaires pour atteindre le seuil d'oscillation laser sont généralement trop élevées pour un pompage continu. Ainsi la réalisation de lasers dopés Yb émettant autour de 980 nm se cantonne aux lasers à fibre ou à un pompage impulsionnel.

Cependant, par un choix convenable de la matrice d'accueil, le seuil d'oscillation laser peut être atteint en pompage continu (chapitre I). Le critère que nous avons utilisé pour le choix du cristal est l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence autour de 980 nm. En calculant cette intensité de transparence pour différents cristaux dopés Yb relevés dans la littérature, nous avons identifié une famille de cristaux qui se détache par ses fortes sections efficaces : la famille des cristaux de fluoroapatite. Parmi ces cristaux, le cristal de fluoroapatite de strontium dopé Yb (ou Yb:S-FAP) fait l'objet de nombreux développements, en vue de son utilisation dans le projet Mercury. Les récents progrès dans sa croissance en font ainsi un candidat de choix pour de futures applications. Nous avons donc choisi d'utiliser ce cristal pour nos expériences.

Le chapitre II présente le modèle numérique que nous avons développé pour prédire les performances d'un laser massif Yb:S-FAP pompé par un laser à saphir dopé au titane. En particulier, nous cherchons à déterminer quelle puissance de pompe est nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation laser à 985 nm. Ce modèle, prenant en compte la saturation de l'absorption, permet également d'évaluer les paramètres du cristal optimisant les performances du laser. La conclusion est qu'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation laser avec le cristal dont nous disposons, en pompage continu par un laser à saphir dopé au titane.

Nous présentons ensuite dans le chapitre III la réalisation expérimentale de ce laser. En utilisant une configuration de pompage qui fait effectuer un double passage de la pompe dans le cristal, nous avons obtenu une puissance continue de 250 mW à 985 nm pour une puissance de pompe incidente de 1,45 W. La pente d'efficacité laser par rapport à la puissance de pompe incidente est de 20%, ce qui représente la plus forte pente d'efficacité laser relevée dans la littérature pour un cristal dopé Yb émettant à 985 nm en pompage continu.

Nous avons ensuite évalué les possibilités d'un pompage par diode laser de notre cristal (chapitre IV). Le modèle numérique adapté aux caractéristiques d'émission d'une diode laser de puissance montre qu'un laser solide à base d'un cristal d'Yb:S-FAP en pompage continu par diode et émettant à 985 nm est réalisable. Les résultats présentés concernent le cristal que nous avons utilisé. Enfin, si des diodes laser de puissance continues émettant à 900 nm n'étaient pas disponibles à l'époque de ces expériences, le développement de ce marché permettra certainement de réaliser des lasers solides Yb:S-FAP continus à 985 nm pompés par diode et efficaces.

Bibliographie de la Partie B

- [Armitage,88] "Three-level fiber laser amplifier : a theoretical model", Armitage, Appl. Opt., 27 (23) 1988
- [Balembois,97] "Theoretical and experimental investigations of small-signal gain for a diode-pumped Q-switched Cr:LISAF laser", Balembois, Falcoz, Kerboull, Druon, Georges et Brun, IEEE J. of Quantum Electron., 33 (2) 1997
- [Bayramian,00] " Three-level Q-switched laser operation of ytterbium-doped $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ at 985 nm ", Bayramian, Bibeau, Beach, Marshall, Payne et Krupke, Opt. Lett., 25 (9) 2000
- [Bayramian,03] " Activation of the Mercury laser, a diode-pumped, gas-cooled, solid-state slab laser", Bayramian, Beach, Behrendt, Bibeau, Campbell, Dixit, Ebberts, Freitas, Kans, Rushford, Payne, Schmidt, Shaffers, Skulina, Telford, Tassano, DeWald, Rankin et Hill, Advanced Solid-State Photonics, San-Antonio 2003
- [Bibeau,00] "Mercury and beyond : diode-pumped solid-state lasers for inertial fusion energy", Bibeau, Bayramian, Beach, Chanteloup, Ebers, Emanuel, Orth, Payne, Rothenberg, Powell, Shaffers, Skidmore, Sutton et Zapata, C. R. Acad. Sci. Paris, Tome 1, Série IV, p. 745-749, 2000
- [Caird,88] "Quantum electronic properties of the $\text{Na}_3\text{Ga}_2\text{Li}_3\text{F}_{12}:\text{Cr}^{6+}$ laser", Caird, Payne, Randall Staver, Ramponi, Chase et Krupke, IEEE J. of Quantum Electron., 24 (6) 1988
- [Chénais,02] "Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques", Thèse de doctorat de l'Université Paris XI, 2002
- [DeLoach,93] " Evaluation of absorption and emission properties of Yb^{3+} -doped crystals for laser applications ", DeLoach, Payne, Chase, Smith, Kway et Krupke, IEEE J. of Quantum Electron., 29 (4) 1993
- [DeLoach,94] " Laser and spectroscopic properties of $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}:\text{Yb}$ ", DeLoach, Payne, Smith, Kway et Krupke, J. Opt. Soc. Am. B, 11 (2) 1994
- [Desurvire,94] "Erbium-Doped Fiber Amplifiers", New York : Wiley, 1994
- [Dickinson,96] " Continuous-wave diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{S-FAP}$ laser", Dickinson, Gloster, Hopp et King, Opt. Comm., 132 p.275-278 1996
- [Fan,87] "Modeling and cw operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser", Fan et Byer, IEEE J. of Quantum Electron., 23 (5) 1987

- [Fornaresio,99] "Efficient laser operation of Nd:Sc₂O₃ at 966 nm, 1082 nm, and 1486 nm", Fornaresio, Mix, Heumann, Petermann et Huber, OSA TOPS of Advanced Solid State Lasers, Vol. 26 (p. 249) 1999
- [Gaumé,02] "Relations structure-propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Élaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion ", Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, 2002
- [Hanna,89] " Efficient superfluorescent emission at 974 nm and 1040 nm from an Yb-doped fiber ", Hanna, Perry, Smart, Suni, Townsend et Tropper, Opt. Comm., 72 (3,4) 1989
- [Hanna,90] " An ytterbium-doped monomode fibre laser : broadly tunable operation from 1.010 mm to 1.162 mm and three-level operation at 974 nm", Hanna, Percival, Perry, Smart, Suni et Tropper, Journal of Modern Optics, 37 (4) 1990
- [Haussemer,00] "Élaboration par croissance Czochralski, caractérisation spectroscopique et propriétés laser de monocristaux dopés à l'ytterbium ", Paul-Henri Haussemer, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, 2000
- [Kaminskii,81] " Laser Crystals ", Springler Series in Optical Sciences, Vol. 14 (p.342), Berlin Heidelberg New-York, 1981
- [Koganov,98] "Threshold and nonlinear behaviour of lasers of L and V configurations", Koganov et Shuker, Phys. Rev. A, 58 (2) 1998
- [Lynn,91] " Three-level lasers end-pumped with laser diode bars ", Lynn, Stoneman et Esterowitz, OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol.10, Dubé et Chase (eds), 1991
- [Marshall,96] "Diode-pumped ytterbium-doped Sr₃(PO₄)₃F laser performance", Marshall, Smith, Beach, Emanuel, Scahffers, Skidmore, Payne et Chai, , IEEE J. of Quantum Electron., 32 (4) 1996
- [Maiman,60] " Stimulated optical radiation in ruby ", Maiman, Nature, 187 (4736) 1960
- [Merkle,92] "Laser action from Mn⁵⁺ in Ba₃(VO₄)₂", Merkle, Pinto, Verdun et McIntosh, Appl. Phys. Lett., 61 (20) 1992
- [Minelly,00] "High power diode pumped single-transverse-mode Yb fiber laser operating at 978 nm", Minelly, Zenteno, Dejneka, Miller, Kuksenkov, Davis, Crigler et Bardo, Opt. Fiber Comm., 2000
- [Morozov,75] "Luminescence and induced emission lithium-erbium and lithium-holmium binary fluorides", Morozov, Podkolzina, Tkachuk, Fedorov et Feofilov, Opt. Spectrosc., 39 (3) 1975

- [Nelson,62] "A continuously operating ruby optical maser", Nelson et Boyle, *Appl. Opt.*, 1 (2) 1962
- [Nelson,02] "Electronic structure of ytterbium-doped strontium fluoroapatite : photoemission and photoabsorption investigation", Nelson, van Buuren, Bostedt, Schaffers, Terminello, Engelhard et Don Baer, *Journal of Appl. Phys.*, 91 (8) 2002
- [Nilsson,98] "Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser", Nilsson, Minelly, Paschotta, Tropper et Hanna, *Opt. Lett.*, 23 (5) 1998
- [Payne,94-a] "Ytterbium-doped apatite-structure crystals: a new class of laser materials", Payne, DeLoach, Smith, Kway, Tassano et Krupke, *J. Appl. Phys.*, 76 (1) 1994
- [Payne, 94-b] "Laser, optical, and thermomechanical properties of Yb-doped fluoroapatite", Payne, Smith, De Loach, Kway, Yassano et Krupke, *IEEE Journal of Quantum Electron.*, 30 (1) 1994
- [Petrov,97] "Femtosecond self mode locking of Yb:fluoride phosphate glass laser", Petrov, Griebner, Ehrt et Seeber, *Opt. Lett.*, 22 (6) 1997
- [Podkolzina,76] "Multifrequency generation of stimulated emission of Ho³⁺ ion in LiYF₄ crystals", Podkolzina, Tkachuk, Fedorov et Feofilov, *Opt. Spectrosc.*, 40 (1) 1976
- [Risk,88] "Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses", Risk, *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 (7) 1988
- [Sahu,01] "Jacketed air-clad cladding pumped ytterbium-doped fibre laser with wide tuning range", Sahu, Renaud, Furusawa, Selvas, Alvarez-Chavez, Richardson et Nilsson, *Electron. Lett.*, 37 (18) 2001
- [Sennaroglu,00] "Optimum crystal parameters for room-temperature Cr³⁺:forsterite lasers : experiment and theory", Sennaroglu, *Opt. Comm.*, 174 (p. 215-222) 2000
- [Shaffers,01] "Progress in the growth of Yb:S-FAP laser crystals", Shaffers, Tassano, Waide, Payne et Morris, *Journal of Crystal Growth*, 225, p.449-453 2001
- [Shaffers,03] "High-quality, 4×6 cm, Yb:S-FAP [Yb³⁺:Sr₅(PO₄)₃F] crystal slabs for the Mercury laser", Schaffers, Tassano, Bayramian, Dawson, Bibeau, Payne, Morris, Randles, DeWald, Rankin et Hill, *TOPS Advanced Solid-State Photonics*, Vol. 83 (p. 438), Ed. J. Zayhowski, San-Antonio 2003
- [Siegman,86] "Lasers", Siegman, University Science Books, Mill Valley, California, 1986
- [Svelto,98] "Principles of lasers", Svelto, Plenum Press N. Y. and London, 4th edition, p.62, 1998
- [Weber,01] "Handbook of lasers", Weber, 2001

- [Yiou,03-c] "Efficient laser operation of an Yb:S-FAP crystal at 985 nm", Yiou, Balembois, Shaffers et Georges, TOPS Advanced Solid-State Photonics, Vol. 83 (p. 438), Ed. J. Zayhowski, San Antonio 2003
- [Yiou,03-d] "Efficient laser operation of an Yb:S-FAP crystal at 985 nm", Yiou, Balembois, Shaffers et Georges, à paraître dans Appl. Opt. 2003
- [Ylä-Jarkko,03] "A 3,5 W 977 nm cladding-pumped jacketed-air clad ytterbium-doped fiber laser", Ylä-Jarkko, Selvas, Soh, Sahu, Codemard, Nilsson, Alam et Grudin, Postdeadline Paper PD2-1, TOPS Advanced Solid-State Photonics, Vol. 83 (p. 103), Ed. J. Zayhowski, San-Antonio 2003
- [Zenteno,00] "0,65 W single-mode Yb-fiber laser at 980 nm pumped by 1.1 W Nd:YAG", Zenteno, Minelly, Dejneka et Crigler, TOPS Advanced Solid State Lasers, Vol. 34 (p.440), Ed. Tingye Li, Davos 2000
- [Zenteno,01] "1 W single-transverse-mode Yb-doped double-clad fibre laser at 978 nm", Zenteno, Minelly, Liu, Ellison, Crigler, Walton, Kuksenkov et Dejneka, Electron. Lett., 37 (13) 2001

Conclusion générale et perspectives

Le contexte de cette thèse était la recherche de nouvelles sources laser continues de forte luminance autour de 980 nm comme solution de remplacement des diodes laser actuelles. La puissance des diodes standard est en effet limitée à quelques centaines de milliwatts continus dans un faisceau limité par la diffraction, sur une surface émettrice d'1 μm sur 3 μm . Les diodes laser de puissance (>1 W) possèdent une surface émettrice plus grande, généralement de 1 μm sur 100 à 200 μm , mais leur faisceau est 10 à 20 fois limité par la diffraction dans le plan de la jonction. Ceci pose problème pour de nombreuses applications : pompage des amplificateurs à fibre dans les télécommunications optiques, pompage longitudinal des lasers solides ou encore en médecine. Ce mémoire s'articule autour des deux solutions à ce problème étudiées lors de cette thèse.

Développée dans la partie A, la première idée est de réduire la divergence dans le plan de la jonction du faisceau des diodes laser de puissance par une cavité externe originale. Le filtrage angulaire est réalisé par un réseau de Bragg inséré dans la cavité. Ce composant peut présenter une forte sélectivité angulaire autour de l'angle de Bragg.

Nous avons présenté dans le chapitre I des éléments de caractérisation d'un faisceau de diode laser. Puis, après avoir effectué un état de l'art sur les différentes solutions à base de semiconducteurs proposées dans la littérature (chapitre II), nous avons détaillé le principe de notre cavité externe, en soulignant son intérêt majeur qui est de pouvoir s'appliquer à un ou plusieurs émetteurs à la fois. La conception et la réalisation expérimentale du composant-clé, un réseau de Bragg, font l'objet du chapitre III. Les réseaux de Bragg ont été inscrits dans un matériau holographique d'avenir, le PQ:PMMA. Des efficacités de diffraction élevées (>80%) ont été obtenues, avec des sélectivités angulaires variées, réalisées en agissant sur le pas des franges et l'épaisseur des échantillons.

La première étape a été la validation du principe de filtrage angulaire par un réseau de Bragg intracavité (chapitre IV). Pour cela, nous avons réalisé un laser solide pompé par diode à base de Nd:YVO₄, dont le faisceau a été dégradé volontairement dans une direction pour simuler le faisceau d'une diode laser. L'insertion de notre réseau de Bragg dans la cavité a permis une réduction de la divergence du faisceau à mi-hauteur de l'intensité d'un facteur 2,7.

Cette étape de validation franchie, nous sommes passés à la mise en cavité externe de diodes laser à ruban large, de surface émettrice 1×100 μm . Nous avons testé deux diodes, la première avec un traitement antireflet sur sa face de sortie (diode AR), la seconde étant une diode laser commerciale. Dans les deux cas, des réductions de la divergence du faisceau dans le plan de la jonction ont été observées. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec la diode AR : une puissance de plus de 100 mW a été atteinte, dans un faisceau quasiment limité par la diffraction. Après avoir démontré le principe du filtrage angulaire d'un faisceau de diode laser par un réseau de Bragg en cavité externe, nous avons débuté les premiers essais de

filtrage angulaire avec 10 émetteurs d'une barrette de diodes laser. Au niveau du seuil d'oscillation, une réduction de la divergence du faisceau des 10 émetteurs a été obtenue. Ces derniers résultats sont prometteurs, car ils ont été réalisés avec un réseau de Bragg non optimisé et une barrette de diodes sans traitement antireflet.

De nombreuses perspectives sont envisageables : en ce qui concerne les diodes laser à ruban large, des résultats plus performants sont attendus avec un traitement antireflet du réseau de Bragg et avec un meilleur couplage du faisceau réinjecté dans la jonction de la diode. Une amélioration encore plus notable serait obtenue avec un meilleur traitement antireflet de la face de sortie de la diode laser.

Plusieurs améliorations pourraient être apportées aux réseaux de Bragg. Par un choix adapté de l'épaisseur des échantillons, il serait possible d'inscrire des réseaux de Bragg possédant à la fois une sélectivité angulaire et une sélectivité spectrale, ce qui permettrait d'affiner par un même composant la divergence et le spectre d'émission des diodes laser. Il serait de plus intéressant de tester d'autres matériaux (des verres photothermoréfractifs par exemple). À terme, la cavité pourrait être rendue encore plus compacte par un traitement réfléchissant du réseau, qui jouerait aussi le rôle de miroir.

Enfin, d'autres pistes d'amélioration pourraient certainement être explorées par le développement d'un modèle de simulation numérique de cette cavité externe, permettant en particulier d'analyser le recouvrement du profil de gain et du faisceau filtré dans la diode laser.

La seconde solution étudiée lors de cette thèse et qui fait l'objet de la partie B est de réaliser un laser solide pompé par diode. De cette façon, le faisceau fortement multimode spatial d'une diode laser de puissance est converti en un faisceau monomode spatial par le biais d'un cristal massif mis dans une cavité laser. Pour obtenir une émission autour de 980 nm, les cristaux dopés par l'ion ytterbium (Yb) sont très intéressants car selon la matrice d'accueil, ils peuvent présenter une bande d'absorption autour de 900 nm et une transition laser autour de 980 nm. Le problème est que cette transition laser, inhabituellement utilisée dans les cristaux massifs dopés Yb, est une transition à trois niveaux. Nous avons mis en évidence les difficultés inhérentes à un pompage continu d'un laser à trois niveaux, en soulignant que les seuls lasers solides efficaces sur la transition laser à trois niveaux autour de 980 nm sont les lasers à fibre et à cristal massif en pompage impulsionnel, nécessitant des densités de puissance considérables. Il s'agit donc d'un véritable défi de réaliser un laser à base d'un cristal massif dopé Yb, continu et efficace, émettant autour de 980 nm. Comme le choix de la matrice d'accueil est déterminant pour pouvoir espérer atteindre le seuil d'oscillation laser, nous avons utilisé l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence autour de 980 nm comme critère de sélection du cristal (chapitre II). Parmi plusieurs cristaux dopés Yb recensés dans la littérature, une famille se détache par sa faible intensité de transparence : il s'agit de la famille des fluoroapatites. Dans cette famille, le

cristal de fluoroapatite de strontium dopé Yb (ou Yb:S-FAP) est un candidat de choix, puisqu'il connaît de nombreux progrès dans sa croissance par son utilisation dans le projet de fusion inertielle Mercury. Nous avons donc choisi ce cristal pour nos expériences. Le chapitre III est consacré à la présentation du modèle de simulation numérique de lasers continus à trois niveaux, développé pour évaluer plus précisément la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation laser ainsi que pour le dimensionnement du laser. La conclusion était qu'il est possible d'atteindre le seuil d'oscillation avec le cristal que nous avons à notre disposition en pompage continu par un laser à saphir dopé au titane, en vue de la validation du principe de ce laser à trois niveaux. Le chapitre IV décrit la réalisation expérimentale de ce laser, où nous avons utilisé un double passage de la pompe dans le cristal afin d'optimiser les performances. Nous avons ainsi obtenu une puissance de 250 mW à 985 nm pour une puissance de pompe de 1,45 W, avec une pente d'efficacité laser de 20%. Ces résultats sont les meilleurs relevés dans la littérature pour un cristal massif dopé Yb en pompage continu. Des mesures de gain au seuil ont montré que ce cristal présente un gain d'environ 2,6, ce qui est très important pour un cristal dopé Yb. Ce gain élevé est intéressant pour réaliser des amplificateurs massifs vers 980 nm. Enfin, une comparaison des données expérimentales avec les données des simulations montre une bonne adéquation entre expérience et théorie. Nous avons donc utilisé notre modèle pour évaluer la possibilité d'un pompage par diode du cristal d'Yb:S-FAP (chapitre V). En prenant en compte la mauvaise qualité spatiale du faisceau d'une diode laser de puissance ainsi qu'un spectre d'émission large, nous avons estimé qu'un laser solide à base d'Yb:S-FAP pompé en continu par diode est réalisable avec des puissances de pompe raisonnables.

La principale perspective de ce travail est de construire un laser continu Yb:S-FAP pompé par diode et émettant à 985 nm. Cependant, le problème est de pouvoir disposer d'une diode laser émettant une puissance continue de quelques watts à 900 nm, ce marché n'étant pas très développé actuellement. Il n'est cependant pas déraisonnable de penser que des progrès technologiques permettront dans le futur de pouvoir approvisionner facilement des barrettes de diodes continues à 900 nm. La future commercialisation de cristaux d'Yb:S-FAP permettra de plus d'obtenir des cristaux de taille et de dopage optimaux.

Pour une utilisation dans les télécommunications pour le pompage des amplificateurs à fibre, le faisceau laser doit être à terme couplé dans une fibre optique. Une seconde perspective serait donc de réaliser un laser solide pompé par diode à 980 nm avec une sortie laser déjà toute fibrée : ceci pourrait être rendu possible par l'utilisation d'un réseau de Bragg fibré jouant le rôle de coupleur de sortie. La conception et la réalisation d'un tel laser à 1064 nm fait l'objet de l'annexe 6.

Une dernière perspective est l'essai d'autres cristaux. Le cristal qui se place en seconde position pour sa faible intensité de transparence est le cristal d'Yb:KGW. Même si les simulations numériques montrent que le seuil d'oscillation laser est bien plus élevé que pour

le cristal d'Yb:S-FAP (environ 10 fois pour un pompage par diode) ce cristal, déjà commercialisé, est aussi prometteur. En effet sa bande d'absorption se situe autour de 935 nm, longueur d'onde où existent actuellement des barrettes de diodes laser de forte puissance (plusieurs centaines de watts en continu). Il serait donc intéressant d'en évaluer ses propriétés laser à 980 nm.

Annexes

ANNEXE 1

Sources laser utilisées pour la mesure des efficacités de diffraction

Pour mesurer les efficacités de diffraction des réseaux de Bragg de la partie A, il est nécessaire d'avoir des sources laser de très bonne qualité spatiale. Les faisceaux des lasers utilisés sont collimatés. La sélectivité spectrale de nos réseaux étant large (typiquement de plusieurs dizaines de nm), la largeur spectrale des sources utilisées n'est pas un facteur critique (la largeur spectrale à mi-hauteur varie de quelques centaines d'angströms pour le laser He-Ne à 3 nm pour la diode laser).

Nous avons utilisé :

- A 633 nm, un laser He-Ne délivrant une puissance d'environ 3 mW dans un faisceau monomode spatial.
- A 800 nm, un laser à saphir dopé au titane émettant une puissance d'environ 30 mW dans un faisceau monomode spatial.
- A 980 nm, une diode laser $1 \times 3 \mu\text{m}$ de marque SLI émettant une puissance continue d'environ 200 mW pour un courant d'injection de 260 mA, dans un faisceau monomode spatial.
- A 1064 nm, un laser solide Nd:YVO₄ pompé par diode. Le schéma de la cavité réalisée est représenté sur la Figure 1. La diode de pompe, de marque SDL, possède une surface émettrice de $1 \times 100 \mu\text{m}$ et peut émettre une puissance continue maximale de 2 W à 808 nm pour un courant d'injection de 2 A. Le faisceau de la diode est collimaté par une lentille asphérique moulée de 4 mm de distance focale puis focalisé dans le cristal par une lentille asphérique moulée de 8 mm de distance focale. Les dimensions du faisceau de pompe dans le cristal sont ainsi d'environ $2 \mu\text{m}$ sur $200 \mu\text{m}$. Le cristal de Nd:YVO₄ (dopé à 1% en ions) est un cube de 4 mm d'arête, traité antireflet à 808 nm et 1064 nm sur la face qui est dans la cavité laser. L'autre face possède un traitement antireflet à 808 nm et une haute réflectivité à 1064 nm. Cette face joue ainsi le rôle de miroir d'entrée de la cavité. La cavité laser est une cavité à trois miroirs. Le miroir de repliement, de rayon de courbure 100 mm, possède une haute réflectivité à 1064 nm. La transmission à 1064 nm du miroir plan de sortie est de 10%. Les distances D1 et D2 entre les miroirs sont calculées pour avoir un faisceau de sortie à 1064 nm monomode spatial. L'angle total de divergence à $1/e^2$ est de 2 mrad, ce qui

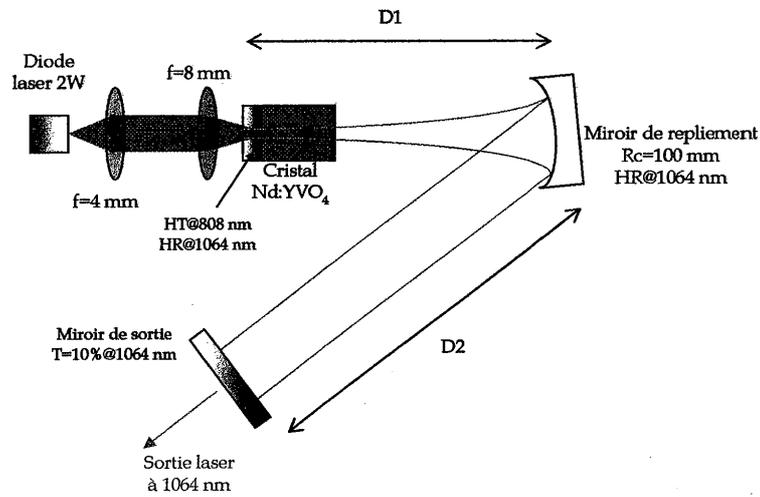


Figure 1. Cavité à 3 miroirs pour la mesure des sélectivités angulaires des réseaux de Bragg à 1064 nm. $D1=105\text{ mm}$; $D2=140\text{ mm}$.

est inférieur à la largeur à mi-hauteur des courbes de sélectivité angulaire des réseaux de Bragg.

Le faisceau laser est polarisé dans le plan d'incidence. Afin de se placer dans les conditions de la théorie des ondes couplées de Kögelnik, nous avons utilisé une lame demi-onde avant l'échantillon pour avoir une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence du réseau. Vu les faibles angles de Bragg des réseaux (de l'ordre de quelques degrés), cette précaution n'a pas apporté de variation notable de l'efficacité de diffraction. Par la suite, nous avons effectué les mesures sans cette lame.

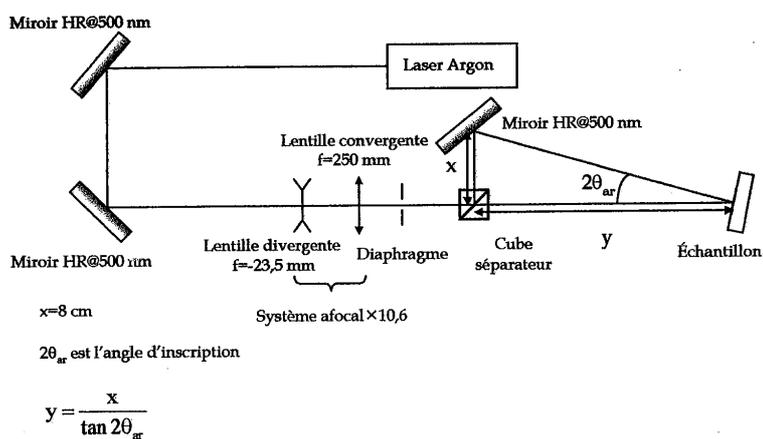
ANNEXE 2

Réalisation des réseaux de Bragg

Cette annexe regroupe les paramètres utiles pour réaliser des échantillons avec une sélectivité angulaire à mi-hauteur d'environ 3,5 mrad et des franges non inclinées ($\Phi=90^\circ$). Le montage d'inscription est le montage décrit dans la partie A, que nous rappelons ci-dessous.

	Échantillon 1	Échantillon 2	Échantillon 3	Échantillon 4
Épaisseur (mm)	1,3	1	2,4	2,4
Pas des franges (μm)	3	2	6	6
Angle de Bragg à 970 nm (hors réseau)	9,3°	14°	6°	6°
Angle de Bragg à 1064 nm (hors réseau)	10,2°	15,4°	6,6°	6,6°
$2\theta_{ar}$ à 457 nm	8,7°	13,1°	4,4°	4,4°
$2\theta_{ar}$ à 488 nm	9,3°	14°	4,7°	4,7°
$2\theta_{ar}$ à 514 nm	9,8°	14,8°	4,9°	4,9°

L'erreur $\Delta\theta_{ar}$ sur l'angle d'inscription est d'environ $\pm 1^\circ$, ce qui entraîne une erreur $\Delta\lambda$ sur le pas des franges de $\pm 0,05 \mu\text{m}$.



Montage d'inscription. HR@500 nm=haute réflectivité autour de 500 nm.

ANNEXE 3

Imagerie d'absorption

Dans cette annexe, nous décrivons la méthode employée pour réaliser les images d'absorption des échantillons de PQ:PMMA présentées dans le chapitre III de la partie A.

Nous avons pu utiliser une caméra Pixel Fly 12 bits de marque PCO, prêtée par l'équipe Matériaux pour l'Optique Intégrée et Capteurs de l'Institut d'Optique. Cette caméra possède une réponse linéaire au flux lumineux, ainsi qu'un diaphragme électronique qui permet de régler le temps d'acquisition. La taille d'un pixel est de $6,7 \mu\text{m} \times 6,7 \mu\text{m}$. La caméra possède une option permettant de réduire le bruit de mesure en moyennant les valeurs mesurées sur quatre pixels adjacents.

Nous acquérons une première image de l'environnement du support de l'échantillon, sans échantillon (image 1). Puis nous plaçons l'échantillon dans son support et réalisons une seconde image (image 2). Nous soustrayons ensuite ces deux images (image 3=image 2-image 1) afin d'éliminer le fond continu. Nous illuminons l'échantillon avec un faisceau issu du laser à Argon dont la longueur d'onde est l'une des longueurs d'onde d'inscription possibles. En pratique nous avons réalisé ces mesures à 476 nm, 488 nm et 514 nm pour balayer une large plage spectrale et pour pouvoir extrapoler l'absorption à des longueurs d'onde voisines. Afin de ne pas provoquer de réaction photochimique pouvant endommager les réseaux, nous avons pris la précaution d'éclairer les échantillons avec un faisceau diffus et de faible puissance (quelques centaines de μW). Nous obtenons ainsi une quatrième image (image 4). Nous prenons une image de l'environnement du support sans échantillon éclairé à l'une des longueurs d'onde d'inscription (image 5). Nous soustrayons cette image à l'image 4, ce qui donne l'image 6. Enfin, nous divisons pixel par pixel l'image 6 par l'image 3, ce qui donne une image de la transmission de l'échantillon à la longueur d'onde d'inscription. Ces opérations sur les images ont été réalisées avec un logiciel de traitement d'images (NIH Image¹).

¹ Disponible sur le site www.scioncorp.com

ANNEXE 4

État de l'art sur les lasers à fibre dopée ytterbium émettant autour de 980 nm

Dans cette annexe, nous présentons les principaux résultats concernant les lasers à fibre dopée Yb émettant autour de 980 nm. Rappelons que dans une matrice de silice, le maximum d'absorption de l'ion Yb est situé vers 915-920 nm. La transition laser à trois niveaux se situe vers 974-976 nm et il existe également une large bande d'émission allant d'environ 1010 nm à 1170 nm.

Hanna et col. partent d'un modèle très simple qui rend bien compte des différents problèmes pour obtenir l'inversion de population dans un laser à fibre dopée Yb [Hanna,89]. Ils définissent la limite inférieure de la puissance de pompe requise pour réaliser l'inversion de population sur la transition à trois niveaux. Cette puissance est appelée **puissance de pompe de saturation** et s'écrit : $P_{sat} = I_{P_{sat}} A_{eff}$, où $I_{P_{sat}} = \frac{hc}{\lambda_p \sigma_{ap} \tau}$ est l'intensité de pompe de saturation

(λ_p est la longueur d'onde de pompe, σ_{ap} est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe et τ est le temps de vie du niveau du haut de la transition) et A_{eff} , appelé **aire effective** est un terme qui prend en compte le recouvrement de la pompe et du signal dans le cœur de la fibre (plus le recouvrement est important, plus A_{eff} est petit).

Hanna et col. ont pour la première fois mis en évidence de l'émission spontanée amplifiée dans une fibre dopée Yb à 974 nm [Hanna,89]. Le laser de pompe est un laser à colorant continu émettant autour de 900 nm. Les auteurs soulignent l'importance de la taille de la fibre pour obtenir l'émission à 974 nm. Des fibres de courtes tailles favorisent l'émission à 974 nm par rapport à l'émission autour de 1040 nm. En effet, avec une puissance de pompe supérieure à P_{sat} il est possible d'amener une grande partie de la population sur le niveau du haut de la transition tout le long de la fibre et de rendre ainsi le niveau fondamental faiblement peuplé. De cette façon, la lumière émise sur la transition à trois niveaux est peu réabsorbée par le niveau fondamental. Comme dans les fibres dopées à l'Yb la section efficace d'émission à 974 nm est 4 fois plus élevée que celle à 1040 nm, le gain à 974 nm est supérieur au gain à 1040 nm et la transition à 974 nm est ainsi favorisée. Par contre, pour une puissance de pompe donnée supérieure à P_{sat} si on augmente la longueur de la fibre, il arrive un stade où l'inversion de population ne se fait plus jusqu'au bout de la fibre. La zone située en fin de la fibre où l'inversion de population n'est pas réalisée absorbe alors la lumière à 974 nm. Ceci a pour effet d'introduire des pertes sur cette transition et d'alimenter de plus la

transition laser autour de 1040 nm. De ce fait, le gain à 1040 nm devient supérieur à celui à 974 nm.

Avec une fibre de 50 cm de long (avec un miroir de haute réflectivité de 930 nm à 1200 nm en entrée de fibre et un liquide d'indice en bout de fibre), Hanna et col. démontrent une puissance continue d'émission spontanée amplifiée de 11 mW à 974 nm avec une puissance de pompe absorbée de 35 mW. En retirant le liquide d'indice et en utilisant la réflexion de Fresnel à l'interface fibre/air comme coupleur de sortie, la même équipe réalise le premier laser à fibre dopée Yb à 974 nm, délivrant une puissance continue de 9,3 mW [Hanna,90].

Dès lors, de nombreux progrès ont été réalisés et des fibres spéciales ont été étudiées, en particulier pour s'adapter au pompage par diode. Les principaux résultats sont donnés dans le Tableau 1. Par exemple, Minelly et col. (une équipe de Corning) utilisent une fibre multimode avec un cœur rectangulaire (de dimensions : $30 \times 10 \mu\text{m}^2$), se terminant par une section en « entonnoir » destinée à adapter le mode de la structure rectangulaire au mode fondamental de la fibre [Minelly,00]. L'entrée de cette fibre s'adapte ainsi à la géométrie d'une diode laser à ruban large et le faisceau de sortie est monomode spatial. Le couplage d'une diode laser à ruban large $1 \times 200 \mu\text{m}$ dans cette fibre est de 80%. De cette façon, les auteurs obtiennent en pompage par diode une puissance de 450 mW à 978 nm. La même équipe propose de pomper une fibre dopée Yb à 946 nm avec un laser Nd:YAG [Zenteno,00]. L'oscillation laser à 980 nm est obtenue par des réseaux de Bragg fibrés en entrée et en sortie d'une fibre de 50 cm de long, qui permettent d'éliminer les oscillations lasers non souhaitées, à 1012 nm et 1030 nm, et par un double passage de la pompe. Les auteurs obtiennent ainsi une puissance de 0,65 W à 980 nm. Cette même équipe de Corning réalise une fibre dopée Yb avec une double gaine spéciale [Zenteno,01]. La gaine intérieure est de forme elliptique pour optimiser le couplage du faisceau d'une diode laser à ruban large dans la fibre (de dimensions : $32 \times 16 \mu\text{m}^2$). La taille du cœur de la fibre est de 11 μm de diamètre. Cette taille n'est ni trop grande, de façon à empêcher l'oscillation des modes d'ordres supérieurs, ni trop petite de façon à ne pas réduire le recouvrement de la pompe et du cœur de la fibre. Le couplage d'une diode laser à ruban large $1 \times 100 \mu\text{m}$ dans la gaine interne de cette fibre est de 75%. De cette façon, la fibre conçue par Zenteno et col. délivre une puissance de 1 W à 978 nm en pompage par diode.

Enfin, à ce jour (4 juillet 2003), la puissance record délivrée par un laser à fibre dopée Yb à 977 nm a été obtenue par Ylä-Jarkko et col. [Ylä-Jarkko,03]. Leur fibre dopée Yb possède un cœur de 10 μm de diamètre, centré dans une gaine interne de 28 μm de diamètre de grande ouverture numérique, permettant un pompage par diode dans la gaine (pour plus de détails sur cette fibre, voir [Sahu,01]). Le pompage est réalisé par deux barrettes de diodes laser, chacune pouvant émettre une puissance d'environ 9 W à 915 nm, soit 18 W au total. Le

couplage dans la fibre est d'environ 50%. Par un double passage de la pompe dans la fibre, les auteurs obtiennent une puissance continue de 3,5 W à 977 nm.

Référence	Type de pompage	Longueur de fibre (cm)	Puissance de pompe au seuil	Densité de puissance au seuil (MW/cm ²)	Puissance à 980 nm (puissance de pompe)	Pente d'efficacité laser
[Hanna,90]	Laser à colorant	50	11,5 mW absorbés	3,3 (dans le coeur)	9,3 mW (25 mW absorbés)	67% (absorbée)
[Armittage,90]	Laser à colorant	8,6	11 mW absorbés	3,3 (dans le coeur)	10 mW (40 mW absorbés)	47,5% (absorbée)
[Minelly,00]	Diode laser	12	350 mW incidents	1,2 (dans le coeur)	450 mW (1,75 W incidents)	35%
[Zenteno,00]	Laser Nd:YAG	50	41 mW incidents		650 mW (1,1 W incidents)	53%
[Zenteno,01]	Diode laser	30	330 mW incidents	0,64 (dans la gaine interne)	1 W (2,5 W incidents)	48%
[Ylä-Jarkko,03]	Diodes laser	40	260 mW absorbés	0,42 (dans la gaine interne)	3,5 W (9,4 W incidents)	65% (absorbée)

Tableau 1. Performances des lasers à fibre dopée Yb. Les termes « incidents » et « absorbés » se réfèrent à la puissance de pompe « incidente » ou « absorbée ».

ANNEXE 5

Définition du facteur de qualité M^2

Un critère très utilisé pour quantifier la qualité spatiale des faisceaux laser est le facteur de qualité appelé M^2 . De façon rigoureuse, cette méthode est basée sur les seconds moments de la distribution transverse d'intensité et s'applique aux faisceaux non-gaussiens [Diehl,00]. La définition du facteur M^2 appliquée aux faisceaux gaussiens est donnée par la formule suivante :

$$M^2 = \frac{\pi w_0 \theta}{\lambda}$$

w_0 est le rayon du col du faisceau à $1/e^2$ de l'intensité, θ est le demi-angle de divergence du faisceau et λ est la longueur d'onde. C'est cette définition que nous avons utilisée dans les simulations numériques de la partie B.

M^2 est un facteur sans dimension qui traduit l'écart à la diffraction d'un faisceau. Pour un faisceau gaussien parfait limité par la diffraction, $M^2=1$. Dès que M^2 devient supérieur à 1, on

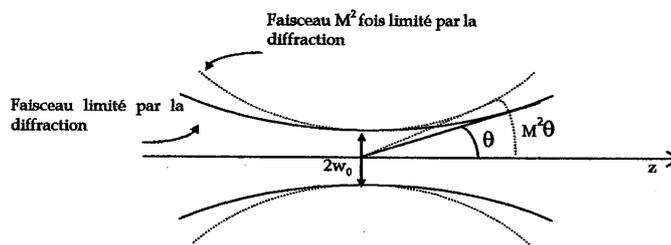


Illustration du facteur de qualité M^2 .

dit que le faisceau est M^2 fois limité par la diffraction (voir figure ci-dessus).

L'évolution du rayon du col à $1/e^2$ en fonction de la distance z le long de l'axe de propagation est donnée par :

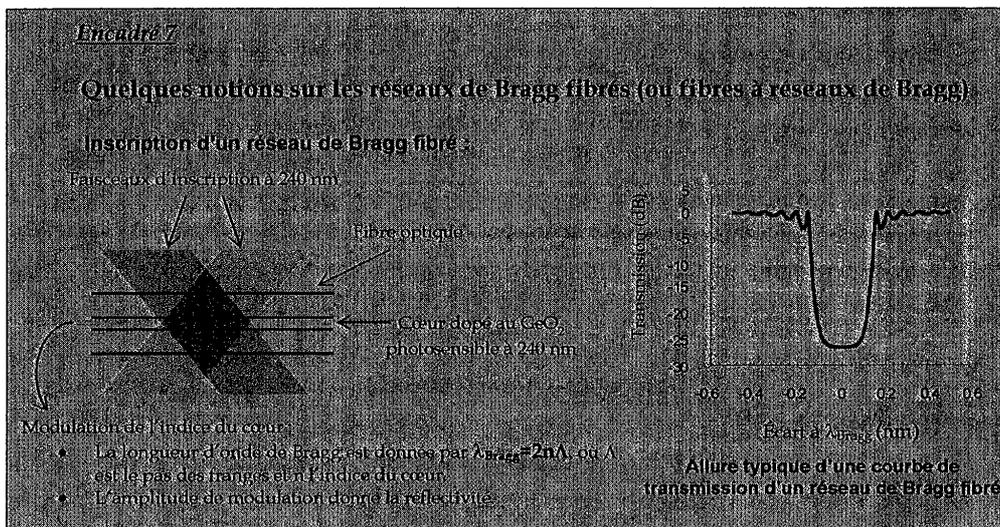
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0^2} (z - z_0) \right)^2} \quad [\text{Siegman,86}].$$

z_0 est la position du col du faisceau. On peut ainsi déterminer la valeur de M^2 en mesurant l'évolution de la taille du col du faisceau au cours de la propagation. Un ajustement au sens des moindres carrés donne la valeur de M^2 et la position du col du faisceau z_0 .

ANNEXE 6

Un laser solide pompé par diode avec un réseau de Bragg fibré intracavité

Nous avons étudié lors de la partie B la possibilité de réaliser un laser solide pompé par diode émettant à 980 nm, dont une application est le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA) dans les télécommunications. Comme à terme le faisceau de ce laser doit être injecté dans une fibre optique, il est intéressant d'avoir un laser solide qui présente



une sortie déjà toute fibrée. Dans cette annexe, nous démontrons la faisabilité d'un nouveau concept de laser qui bénéficie à la fois des propriétés des fibres optiques et des cristaux laser : un laser solide pompé par diode avec un réseau de Bragg fibré intracavité comme miroir de sortie (voir l'encadré 7). Nous présentons la configuration de la cavité réalisée ainsi que la démonstration expérimentale de ce nouveau type de laser à 1064 nm [Yiou,02-b].

L'association d'un cristal comme milieu amplificateur et d'une fibre optique intracavité est un principe déjà utilisé avec des diodes laser. Des réseaux de Bragg inscrits dans des fibres optiques permettent la stabilisation de la longueur d'onde et de l'intensité de diodes laser pour le pompage des EDFA [Kashyap,99]. Ce principe a également été mis en œuvre pour

affiner le spectre d'émission d'un laser à base de Cr:LiSAF dans une cavité plan-concave [Vasa,96]. Cependant, dans les deux cas, le réseau de Bragg fibré n'agit pas comme le miroir de sortie de la cavité laser principale, mais est utilisé comme un miroir de cavité couplée réinjectant un faisceau affiné spectralement afin de stabiliser l'émission laser. Une diode laser avec un traitement antireflet sur sa face de sortie a aussi été associée avec un réseau de Bragg fibré fermant la cavité laser [Morton,94]. Toutefois, des réseaux de Bragg fibrés n'ont jamais été utilisés comme des miroirs de sortie conventionnels d'une cavité laser avec des cristaux laser massifs.

Afin de démontrer ce principe nous avons choisi d'utiliser un cristal de Nd:YVO₄. Le gain élevé de ce cristal permet en effet l'insertion de fortes pertes dans la cavité. Dans ce laser, le miroir de sortie de la cavité est une fibre à réseau de Bragg et le faisceau laser de sortie est ainsi directement couplé dans la fibre optique. La fibre optique monomode agit comme un filtre spatial et le faisceau laser de sortie est monomode spatial.

Définition de la cavité :

La cavité laser doit satisfaire à deux contraintes concernant la taille du faisceau laser. D'une part, le rayon de col à $1/e^2$ à l'entrée de la fibre est imposé par le mode de la fibre, c'est-à-dire $3,1 \mu\text{m}$ de rayon. D'autre part, comme le cristal est pompé par diode, le rayon de col à $1/e^2$ du mode propre dans le cristal doit être d'environ $100 \mu\text{m}$ afin d'optimiser le recouvrement entre les faisceaux pompe et laser et d'assurer un gain optimal [Laporta,91]. La cavité doit donc présenter au moins deux rayons de col, la taille du plus grand dans le cristal devant être environ 30 fois supérieure à celle du plus petit en sortie de cavité. Des simulations numériques de cavités (utilisant la méthode de la matrice ABCD pour des

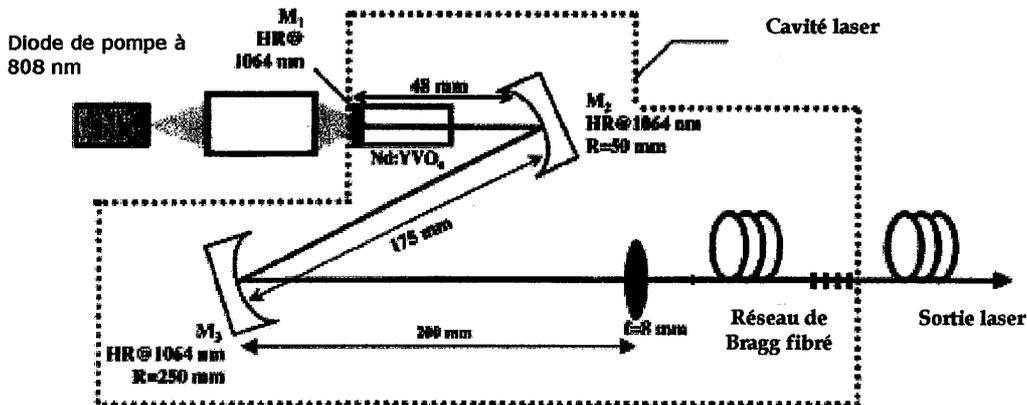


Figure 1. Dispositif expérimental. HR=hautement réfléchissant.

faisceaux gaussiens) nous ont permis de définir la cavité présentée figure 1 qui réalise les deux conditions. Il s'agit d'une cavité à 4 miroirs avec deux miroirs de repliement concaves M_2 ($R=-50$ mm) et M_3 ($R=-250$ mm). Un objectif intracavité de 8 mm de distance focale permet de coupler la lumière dans la fibre optique. Le réseau de Bragg fibré joue le rôle de miroir de sortie. Les distances entre les miroirs donnant les tailles de faisceau appropriées sont indiquées sur la figure 1. Les angles d'incidence sur les miroirs sont respectivement de 10° pour le miroir M_2 et de 5° pour le miroir M_3 . L'inclinaison des miroirs concaves rend le faisceau laser de cavité légèrement elliptique. Les rayons de col du mode propre dans le cristal sont de $107 \mu\text{m}$ dans la direction tangentielle et de $119 \mu\text{m}$ dans la direction sagittale.

Dispositif expérimental :

Nous avons utilisé un cristal de Nd:YVO_4 de 3 mm de long et de 3 mm de diamètre, avec un dopage en ions Nd de 1%. Le cristal est orienté selon l'axe cristallographique a. Une de ses faces est hautement réfléchissante à 1064 nm et hautement transparente à 808 nm, l'autre face possède un traitement antireflet à 1064 nm. La diode laser de pompe peut émettre une puissance maximale de 1,4 W à 808 nm sur une surface émettrice de $1 \mu\text{m}$ sur $100 \mu\text{m}$. Le grandissement du système optique de pompe est de 10,5 dans la direction perpendiculaire à la jonction de la diode et de 1,77 dans la direction parallèle. La taille du faisceau de pompe dans le cristal est donc d'environ $10 \mu\text{m}$ sur $200 \mu\text{m}$. La transmission de ce système optique est de 80%. La température de la diode est stabilisée pendant toutes les expériences à 20°C , ce qui correspond au maximum d'absorption dans le cristal (environ 96%).

Les miroirs M_2 et M_3 sont hautement réfléchissants à 1064 nm. L'objectif de couplage de 8 mm de distance focale (Melles-Griot, 06 GLC 002) a une transmission de 95% à 1064 nm et est corrigé des aberrations pour la conjugaison infini-foyer.

La fibre optique (Corning SMF 1060) est monomode à 1064 nm, avec une fréquence de coupure à 920 nm. Le rayon du mode est de $3,1 \mu\text{m}$ à 1060 nm et l'ouverture numérique est de 0,14. Les extrémités de la fibre sont clivées avec un angle de 8° (connecteurs FC-APC) afin d'éliminer d'éventuelles oscillations laser parasites, mais ne possèdent pas de traitement antireflet. La longueur de la fibre est de 2 m et le réseau de Bragg fibré est inscrit vers le milieu de la fibre. La longueur du réseau est d'environ 1 cm. La longueur d'onde centrale du réseau est 1063,82 nm et la largeur à mi-hauteur est de 0,72 nm. Le réseau de Bragg fibré est placé sur un support en cuivre possédant une régulation en température.

Il est possible de modifier la longueur d'onde

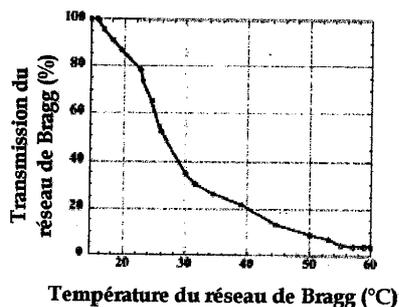
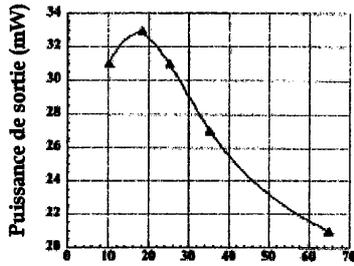


Figure 2. Transmission du réseau de Bragg à 1064,01 nm en fonction de sa température.

centrale du réseau de Bragg fibré (1063,82 nm) en changeant la température du réseau. La variation de longueur d'onde en fonction de la température est de 7 pm/°C [Hill,78]. On peut ainsi faire varier continûment la transmission de notre réseau à 1064,01 nm (longueur d'onde d'émission du Nd:YVO₄) de 4% à 100% en

modifiant la température du réseau de respectivement 60°C à 10°C. Nous avons représenté sur la figure 2 la transmission de notre réseau en fonction de la température du réseau à 1064 nm. Cette courbe montre que le réseau de Bragg fibré peut jouer le rôle d'un coupleur de sortie dont la transmission peut varier de façon continue avec sa température.



Transmission du réseau de Bragg (%)

Figure 3. Recherche du coupleur de sortie optimal. La température du réseau varie de 50°C à 24°C.

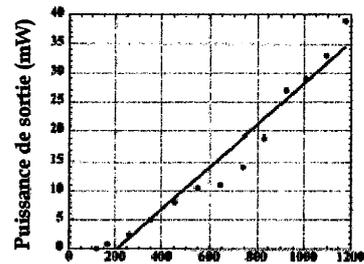
sortie maximale pour une puissance de pompe absorbée de 1,1 W (Figure 3). La puissance de sortie maximale est obtenue pour une température du réseau de 41°C, c'est-à-dire une transmission du réseau de 18%. Nous avons représenté sur la Figure 4 la puissance de sortie laser à 1064,01 nm en fonction de la puissance de pompe absorbée dans le cristal pour cette valeur du coupleur de sortie. Le seuil d'oscillation laser est obtenu pour une puissance de pompe absorbée de 150 mW. Nous avons obtenu une puissance de sortie maximale de 39 mW pour une puissance de pompe absorbée de 1,1 W, dans un faisceau laser TEM₀₀. La pente d'efficacité laser est de 4,2%. Cette pente relativement faible est attribuée à l'astigmatisme introduit par les miroirs concaves M₂ et M₃, réduisant le couplage dans la fibre optique, et aux pertes intracavité.

Évaluation des pertes :

Il est intéressant d'évaluer les pertes passives dans la cavité afin d'améliorer les performances de ce laser. En remplaçant successivement la fibre optique par deux miroirs de sortie de transmission différentes, nous avons évalué par la méthode de Findlay-Clay les pertes passives dans la cavité sur un aller-retour qui ne sont pas dues à la fibre [Findlay-

Fonctionnement du laser :

En faisant varier la température du réseau de Bragg fibré, on peut trouver la transmission optimale du coupleur de sortie, correspondant à la puissance de



Puissance de pompe absorbée (mW)

Figure 4. Puissance de sortie laser à 1064,01 nm en fonction de la puissance de pompe absorbée. $T_{\text{Bragg}} = 41^\circ\text{C}$. Le « creux » vers 700 mW est dû à des effets de lentille thermique [Yiou,02-b].

Clay,66]. Ces pertes passives sont de 12%. Ce chiffre comprend les 10% de pertes introduites par l'objectif de couplage sur un aller-retour. Nous avons ensuite évalué les pertes sur un aller-retour *qui sont dues à la fibre*. Par la méthode de Findlay-Clay, en mesurant la puissance de pompe absorbée au seuil pour deux températures différentes du réseau de Bragg, c'est-à-dire pour deux transmissions différentes du réseau, nous avons estimé les pertes passives sur un aller-retour de la cavité avec fibre à 28%. Ce chiffre comprend les 12% de pertes passives de la cavité laser sans fibre et les 8% de pertes dues à l'entrée de la fibre qui n'est pas traitée antireflet. Les autres pertes, d'environ 8%, sont attribuées à des fuites de lumière dans la gaine de la fibre (qui est endommagée à un endroit) et à l'ellipticité du faisceau qui se propage dans la cavité.

Conclusion et perspectives :

Nous avons présenté dans cette annexe la première démonstration expérimentale d'un laser solide pompé par diode avec un réseau de Bragg fibré comme coupleur de sortie. Ce laser permet ainsi d'avoir une sortie laser directement couplée dans la fibre optique. La puissance de sortie maximale à 1064 nm est de 39 mW pour une puissance de pompe absorbée au seuil de 1,1 W. De meilleures performances sont attendues avec un traitement antireflet des extrémités de la fibre, ainsi que par la conception d'autres types de cavités apportant moins d'astigmatisme dans la cavité.

Diverses applications sont envisageables. En particulier, comme les réseaux de Bragg peuvent être fabriqués à toutes les longueurs d'ondes, des lasers similaires pourraient être réalisés avec d'autres cristaux, comme par exemple l'Yb:S-FAP pour émettre vers 980 nm. De plus, en utilisant un cristal avec un large spectre d'émission, le réseau de Bragg pourrait permettre de construire une source laser largement accordable avec une sortie toute fibrée. Enfin, avec une fibre optique intracavité il serait possible de réaliser une cavité de très grande longueur, ce qui est difficile à faire en espace libre et requiert par exemple une cavité multipassages [Cho,01].

Bibliographie :

- [Cho,01] "Generation of 90-n pulses with a 4-MHz repetition-rate Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser operating with net positive and negative intracavity dispersion", Cho, Kärtner, Morgner, Ippen, Fujimoto, Cunningham et Knox, Opt. Lett., 26 (p. 560-562) 2001
- [Findlay,66] "The measurement of internal losses in 4-level lasers", Findlay et Clay, Phys. Lett., 20 (p. 277-278) 1966
- [Hill,78] "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication", Hill, Fuji, Johnson et Kawasaki, Appl. Phys. Lett., 32 (p. 647-649) 1978
- [Kashyap,99] "Fiber grating lasers and amplifiers", Kashyap, Fiber Bragg gratings, Kelly, Kaminov et Agrawal, eds., Optics and Photonics Series (Academic, San Diego, Calif., 1999)
- [Laporta,91] "Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers", IEEE J. Quantum Electron., 27 (p. 2319-2326) 1991
- [Morton,94] "Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth", Morton, Mizrahi, Tanbun-Ek, Logan, Lemaire, Presby, Erdogan, Woodward, Sipe, Phillips, Sergent et Wecht, Appl. Phys. Lett., 64 (p. 2634-2636) 1994

Annexes

- [Vasa,96] "Single-mode cw Cr³⁺:LiSrAlF₆ laser using an external fiber grating", Vasa, Okada, Maeda, Mizunami et Uchino, Opt. Lett., 21 (p. 1472-1473) 1996
- [Yiou,02-b] "Continuous-wave diode-pumped solid-state laser with an intracavity fiber Bragg grating", Yiou, Lucas-Leclin, Balembois et Georges, Appl. Opt., 41 (30) 2002

LISTE DES PUBLICATIONS RELATIVES AUX TRAVAUX RÉALISÉS LORS DE CETTE THÈSE

Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture

- P1. "Continuous-wave diode-pumped solid-state laser with an intracavity fiber Bragg grating", S. Yiou, G. Lucas-Leclin, F. Balembois et P. Georges, *Appl. Opt.*, 41 (30) 2002
- P2. "Improvement of the spatial beam quality of laser sources with an intracavity Bragg grating", S. Yiou, F. Balembois, J.-P. Huignard et P. Georges, *Opt. Lett.*, 28 (4) 2003
- P3. "Efficient laser operation of an Yb:S-FAP crystal at 985 nm", S. Yiou, F. Balembois, K. Schaffers et P. Georges, *Appl. Opt.*, 42 (24) 2003

Communications dans des congrès avec publication des actes

- C1. "Laser Nd:YVO₄ à réseau de Bragg fibré intracavité", S. Yiou, G. Lucas-Leclin, F. Balembois et P. Georges, *J. Phys. IV France* 12, COLOQ 7, Rennes (2001). Poster présenté.
- C2. "Improvement of the spatial beam quality of laser sources with an intracavity Bragg grating", S. Yiou, F. Balembois, J.-P. Huignard et P. Georges, *TOPS Advanced Solid-State Photonics*, Vol. 83 (p. 343), Ed. J. Zayhowski, San Antonio (2003). Poster présenté.
- C3. "Efficient laser operation of an Yb:SFAP crystal at 985 nm", S. Yiou, F. Balembois, K. Schaffers et P. Georges, *TOPS Advanced Solid-State Photonics*, Vol. 83 (p. 438), Ed. J. Zayhowski, San Antonio (2003). Oral présenté.

Communications dans des congrès sans publication des actes

- C'3. "Amélioration de la qualité spatiale des faisceaux de diodes lasers par un réseau de Bragg épais en cavité externe", S. Yiou, F. Balembois, J.-P. Huignard et P. Georges, 21^e Journées Nationales d'Optique Guidée, Dijon (2002). Poster présenté.
- C'4. "Narrow beam divergence of laser diodes with a Bragg grating in external cavity", S. Yiou, F. Balembois, J.-P. Huignard et P. Georges, *Conference on Lasers and Electro-optics 2003*, Munich (2003). Oral.
- C'5. "Efficient continuous-wave Yb:SFAP laser at 985 nm", S. Yiou, F. Balembois, K. Schaffers et P. Georges, *Conference on Lasers and Electro-optics 2003*, Munich (2003). Poster.
- C'6. "Efficient three-level continuous-wave laser operation of an Yb:SFAP laser at 985 nm", S. Yiou, F. Balembois, K. Schaffers et P. Georges, *Conference on Lasers and Electro-optics 2003*, Baltimore (2003). Poster.

[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]

Titre : Développement de sources laser solides de forte luminance autour de 980 nm**Résumé :**

Le cadre général de cette thèse est l'étude de nouvelles sources laser de forte luminance pour le pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA), en particulier dans le domaine des télécommunications. Actuellement, les EDFA sont pompés par des diodes laser monomodes spatiales émettant à 980 nm une puissance maximale continue d'environ 300 mW sur une surface émettrice de $1\ \mu\text{m}$ par $3\ \mu\text{m}$. Les diodes laser de plus forte puissance ont une surface émettrice plus large, typiquement $1\ \mu\text{m}$ sur 100 à $200\ \mu\text{m}$. Il en résulte une dégradation de la qualité spatiale du faisceau dans le plan parallèle à la jonction de la diode. Dans cette direction, le faisceau est 10 à 20 fois limité par la diffraction, ce qui est un problème pour les applications qui nécessitent une forte densité de puissance sur une petite surface (comme par exemple le pompage des EDFA ou le pompage longitudinal des lasers solides). L'enjeu est de disposer d'une source laser monomode spatiale délivrant une puissance continue de l'ordre du watt à 980 nm. Lors de cette thèse, nous avons étudié deux voies. La première solution consiste à améliorer la qualité spatiale d'un faisceau de diode laser en effectuant un filtrage angulaire du faisceau. La technique utilisée est la mise en cavité externe d'une diode laser de puissance. Le filtrage angulaire est réalisé par un réseau de Bragg que nous avons conçu.

La seconde solution pour obtenir une émission vers 980 nm dans un faisceau monomode spatial est d'utiliser le faisceau fortement multimode d'une diode laser de puissance pour pomper un cristal massif. Les cristaux dopés avec des ions ytterbium sont intéressants car ils peuvent présenter une raie d'émission vers 980 nm. Le problème est qu'il s'agit alors d'une vraie transition laser à trois niveaux. Nous avons montré que par un bon choix de la matrice d'accueil et des conditions de pompage, il est possible de réaliser un laser efficace émettant vers 980 nm en pompage continu. Le cristal utilisé est un cristal d'Yb:SFAP. Nous présentons également un modèle de simulation numérique de laser continu à cristal massif à trois niveaux.

Abstract :

The background of this thesis is the study of new laser sources with high brightness for the pumping of erbium doped fiber amplifiers (EDFA), particularly in the telecommunications area. Nowadays EDFA are pumped at 980 nm by spatially monomode laser diodes delivering a continuous-wave (cw) output power of about 300 mW on an $1\ \mu\text{m}$ by $3\ \mu\text{m}$ emitting area. More powerful laser diodes present a larger emitting area, typically $1\ \mu\text{m}$ by 100 to $200\ \mu\text{m}$. The consequence is a degradation of the spatial beam quality in the plane parallel to the diode junction. In this direction the beam is 10 to 20 times diffraction limited, which is a problem for applications that need a high power density on a small area (for example, the pumping of EDFA or the pumping of solid-state lasers). The challenge is to have a spatially monomode laser source with a cw output power of about 1 W at 980 nm. In this thesis we studied two solutions. The first one is to improve the spatial beam quality of laser diodes by an angular filtering of the beam. We used an external cavity and the angular filtering was realized by a Bragg grating that we designed.

The second solution is to use the highly multimode beam delivered by a powerful laser diode to pump a laser crystal. Ytterbium doped crystals are interesting, since they may present a laser transition around 980 nm. The problem is that this transition is a true three-level one. We demonstrated that with a good choice of the crystal host and of the pumping conditions, it is possible to realize an efficient cw laser emitting around 980 nm. The crystal that we used was an Yb:SFAP one. We also present a numerical model for three-level cw bulk crystal laser.

Mots-clés :

Cavité externe, filtrage angulaire, réseau de Bragg, laser à trois niveaux, cristal Yb:SFAP, pompage par diode

