



HAL
open science

Développement d'un laser verre codopé erbium et ytterbium compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie.

Eric Tanguy

► **To cite this version:**

Eric Tanguy. Développement d'un laser verre codopé erbium et ytterbium compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1996. Français. NNT: . tel-00937945

HAL Id: tel-00937945

<https://theses.hal.science/tel-00937945>

Submitted on 29 Jan 2014

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.

ORSAY

N° d'ordre : 4468

UNIVERSITÉ DE PARIS SUD
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR en SCIENCES de
L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Éric TANGUY

Sujet :

**Développement d'un laser verre codopé erbium et ytterbium
compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie.**

Soutenue le 24 septembre 1996 devant la commission d'examen :

MM BRUN Alain

CEREZ Pierre

FROEHLY Claude

Rapporteur

MOLVA Engin

POCHOLLE Jean-Paul

STOECKEL Frédéric

Rapporteur

Remerciements

Je remercie Messieurs Jean-Pierre D'Haenens et Claude Puech de m'avoir accueilli au Laboratoire Central de Recherches de Thomson-CSF.

Je tiens à exprimer ma plus sincère reconnaissance à M. J.P. Pocholle, responsable du laboratoire sources laser pour l'optronique du Laboratoire Central de Recherches de Thomson-CSF qui a initié ce travail et m'a guidé pendant ces trois années de thèse.

Je remercie A. Brun, professeur à l'École Supérieure d'Optique, qui a assuré la direction de ce travail, pour son intérêt et pour sa disponibilité.

Je remercie C. Froehly, directeur de recherche au CNRS et F. Stoeckel, professeur à l'université de Grenoble qui m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de ce travail.

Je remercie également P. Cerez, directeur de recherche au CNRS, et E. Molva, chef du groupe laser au CEA de Grenoble, pour leur participation au jury.

Je remercie toute l'équipe du Laboratoire Central de Recherches de Thomson-CSF et en particulier les membres de l'ancien laboratoire d'optique intégrée et d'optronique pour toute l'aide qu'ils ont pu m'apporter. Je ne peux pas tous les citer ici mais qu'ils sachent que sans eux ce travail de recherche n'aurait pas été si enrichissant ni aussi agréable.

Enfin, un grand merci à mes collègues de bureau (permanents ou temporaires), Monsieur Arnaud Grisard ainsi que Mesdemoiselles Muriel Schwarz et Dominique Papillon, pour m'avoir fait du thé pendant trois ans et pour tous les bons moments passés ensemble.

Résumé

Leur grande efficacité et leur directivité font des lasers des sources optiques extrêmement dangereuses pour l'oeil humain. Cependant il existe une bande spectrale s'étendant de 1,5 à 1,55 μm où le seuil d'endommagement de l'oeil est plus élevé et où les risques encourus sont moins importants. Cette bande spectrale est dite à « sécurité oculaire ». Un laser solide pompé par diode laser émettant dans cette bande spectrale doit trouver de nombreuses applications dans les domaines de la détection d'obstacles et de la télémétrie.

Ce travail a donc pour objectif d'étudier théoriquement et de valider expérimentalement un tel laser à sécurité oculaire pompé par diode laser de puissance fondé sur l'utilisation d'un verre codopé erbium et ytterbium. Ce laser fonctionne en régime continu et déclenché mécaniquement. En régime continu une puissance de 100 mW avec un faisceau gaussien parfait a été obtenue pour une puissance de pompe absorbée de 650 mW. En régime déclenché par insertion dans la cavité d'un disque tournant, nous avons obtenu une puissance crête de 120 W sur une impulsion de 35 ns de largeur à mi-hauteur et en régime déclenché par insertion d'un diapason dans la cavité, nous avons obtenu une puissance crête de 50 W sur une impulsion de 60 ns de largeur à mi-hauteur. Les résultats intéressants obtenus en régime déclenché nous ont permis de réaliser un télémètre à sécurité oculaire.

Mots clés

Laser à sécurité oculaire

Lasers solides

Erbium

Télémètre

Ytterbium

Lasers pompés par diode laser

Table des matières

1. Introduction générale.....	9
2. Propriétés spectroscopiques du verre codopé erbium et ytterbium..	15
2.1 Introduction.....	15
2.2 Généralités sur les ions des terres rares.....	15
2.3 Propriétés des ions Er^{3+} et Yb^{3+}	16
2.4 Sections efficaces d'absorption.....	20
2.4.1 <i>Spectre d'absorption de 300 à 800 nm</i>	21
2.4.2 <i>Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompage optique.</i>	23
2.4.3 <i>Section efficace d'absorption autour de la longueur d'onde laser.</i>	24
2.5 Durée de vie de l'état métastable.....	25
2.6 Fluorescence autour de $1,5 \mu\text{m}$	28
2.6.1 <i>Spectre de fluorescence</i>	28
2.6.2 <i>Section efficace d'émission autour de $1,5 \mu\text{m}$</i>	30
2.6.2.1 Relation de Fuchtbauer-Ladenburg.....	30
2.6.2.2 Relation de réciprocité.	31
2.7 Conclusion	34
3. Équations du système laser.....	35
3.1 Introduction.....	35
3.2 Équations d'évolution des populations atomiques.	35
3.3 Calcul de l'inversion de population.....	38
3.4 Expression des flux de photons.....	39
3.4.1 <i>Expression du flux de photons laser $\Phi_l(\vec{r},t)$</i>	41
3.4.1.1 Répartition spatiale uniforme.....	41
3.4.1.2 Répartition spatiale gaussienne.....	41
3.4.2 <i>Expression du flux de photons de pompe $\Phi_p(\vec{r},t)$.</i>	42
3.4.2.1 Répartition spatiale uniforme.....	43

3.4.2.2 Répartition spatiale gaussienne	44
3.5 Équation d'évolution de la densité de photons laser	46
3.6 Conclusion	47
4. Résolution numérique des équations	49
4.1 Introduction	49
4.2 Régime continu.....	49
4.2.1 Équation du nombre de photons.....	50
4.2.2 Faisceaux uniformes.....	51
4.2.3 Faisceaux gaussiens	51
4.3 Régime dynamique.	52
4.3.1 Évaluation des différentes constantes de temps de « migration » de l'énergie de l'ytterbium vers l'erbium	53
4.3.2 Influence du temps de commutation des pertes et de la fréquence de répétition.....	58
4.4 Conclusion.	60
5. Résultats expérimentaux.....	61
5.1 Introduction.....	61
5.2 Pompage optique par un laser à saphir dopé au titane.	62
5.2.1 Régime continu.	62
5.2.1.1 Mesures de puissance.....	62
5.2.1.2 Mesure de la divergence du faisceau.....	65
5.2.1.3 Mesure du facteur de qualité du faisceau.....	66
5.2.1.4 Mesure de la dimension du point de focalisation du faisceau de pompe.....	69
5.2.2 Régime déclenché.	71
5.3 Pompage optique par diode laser de puissance.....	72
5.3.1 La diode laser de pompe.	73
5.3.1.1 Caractéristiques de la diode laser seule.....	74
5.3.1.2 Calcul théorique du coefficient de couplage de la diode laser dans une fibre optique multimodale.	78
5.3.1.3 Caractéristiques de la diode laser fibrée.....	80
5.3.2 Régime continu.	82
5.3.2.1 Mesures de puissance.....	82

5.3.2.2	Mesure de la divergence du faisceau.....	85
5.3.2.3	Mesure du facteur de qualité du faisceau.....	86
5.3.2.4	Mise en évidence des effets thermiques.....	88
5.3.3	<i>Régime déclenché</i>	91
5.3.3.1	Déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité.....	93
5.3.3.2	Déclenchement par insertion d'un diapason dans la cavité.....	94
5.3.3.3	Analyse des résultats.....	95
5.4	Pompage optique par sources multi-laser.....	98
5.4.1	<i>La source de pompage</i>	98
5.4.2	<i>Essais de pompage</i>	103
5.4.3	<i>Mise en évidence des effets de biréfringence thermique dans le matériau laser.</i>	106
5.5	Conclusion.....	108
6. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques		109
6.1	Fonctionnement continu du laser.....	109
6.1.1	<i>Pompage par laser à saphir dopé au titane.</i>	109
6.1.2	<i>Pompage par diode laser fibrée</i>	111
6.1.3	<i>Pompage par barrette de diodes laser associée à un « entonnoir » optique en fonctionnement quasi-continu</i>	113
6.2	Fonctionnement déclenché du laser.....	115
6.2.1	<i>Déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité</i>	115
6.3	Conclusion.....	117
7. Optimisation des dopages en vue de l'obtention d'une cavité monolithique et monofréquence.		118
8. Absorbants saturables pour le déclenchement passif du laser verre codopé erbium et ytterbium.		124
8.1	Introduction.....	124
8.2	Conditions de démarrage de l'oscillation laser dans une cavité contenant un absorbant saturable.....	125
8.3	conclusion.....	127

9. Applications	128
9.1 Télémètre laser compact à sécurité oculaire.	128
9.1.1 Introduction.	128
9.1.2 Dispositif expérimental.	129
9.1.2.1 Principe	132
9.1.2.2 Déclenchement par insertion d'un diapason dans la cavité.....	132
9.1.2.3 Déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité	132
9.1.3 Performances.....	133
9.1.3.1 Optimisation du rapport signal à bruit.....	134
9.1.3.2 Performances maximales	138
9.1.4 Conclusion.....	139
9.2 Détection hétérodyne grand champ	139
10. Conclusion.....	142

1. Introduction générale

Leur grande efficacité et leur directivité font des lasers des sources optiques extrêmement dangereuses. Les dangers présentés par l'utilisation des faisceaux laser sont liés aux atteintes oculaires et cutanées. L'oeil est plus sensible que la peau, car le système d'autofocalisation augmente notablement la densité d'énergie ou de puissance délivrée par le faisceau laser. L'oeil humain est constitué d'un diaphragme (iris) permettant de limiter la fraction de lumière entrant dans l'oeil, d'une lentille (cristallin) permettant de former une image nette de quelques centaines de microns carrés sur la surface sensible de l'oeil (rétine) (voir figure 1-1). La rétine est composée de deux parties : la majeure partie de la surface rétinienne très sensible aux différences de luminance permet la vision de nuit et la vision périphérique et la fovéa sensible à la chromaticité permet la vision directive.

Les différentes parties de l'oeil ayant des compositions chimiques différentes, ont un spectre d'absorption différent (voir figure 1-2). L'oeil est le récepteur privilégié des rayonnements optiques visibles, il est donc normal qu'il soit l'organe cible des rayonnements laser et le plus sensible à leurs effets. Les seuils de dommage les plus faibles concernent les rayonnements de longueur d'onde comprise entre 400 et 1400 nm, susceptibles de traverser les milieux oculaires et d'être focalisé sur la rétine (voir figure 1-3). Le diamètre de l'image formée sur la rétine par un faisceau parallèle est d'environ 10 μm alors que le diamètre d'une pupille dilatée atteint aisément 7 mm. En conséquence l'éclairement énergétique au niveau de la rétine peut être 500 000 fois supérieur à celui mesuré au niveau de la cornée. Une impulsion de quelques microjoules ou le faisceau d'un laser HeNe à émission continue de 1 mW suffisent à provoquer une lésion rétinienne.

La bande spectrale où le seuil de dommage de l'oeil est le plus élevé et les risques encourus sont les moins importants est un compromis entre les spectres d'absorption des différentes parties de l'œil. Les absorptions de ces différentes parties sont présentées figure 1-2. Cette bande spectrale est comprise entre 1,5 et 1,55 μm . Cela correspond à une absorption nulle du cristallin, de 80 % pour la cornée et de 25 % pour l'humeur aqueuse. Le premier milieu oculaire traversé par un faisceau est la cornée (voir figure 1-1), l'absorption n'étant pas maximale (inférieure à 100%) elle est répartie sur toute son épaisseur. Si l'absorption était de 100% ($\lambda \approx 2 \mu\text{m}$ ou $\lambda > 2,5 \mu\text{m}$) la longueur d'absorption serait plus faible et donc l'énergie déposée par unité de volume serait plus importante conduisant ainsi à un dommage subi plus important. La puissance transmise à l'humeur aqueuse est donc faible et son absorption de 25 % a peu d'influence. La cornée

présente une résistance aux rayonnements équivalente à celle de la peau, de plus elle a un pouvoir régénératif très important et dans le cas de dégradations extrêmes il est possible d'effectuer une greffe. Pour les faisceaux dont la longueur d'onde est supérieure à $1,55 \mu\text{m}$ soit l'humeur aqueuse absorbe plus que la cornée soit l'absorption de la cornée est trop importante ($\approx 100 \%$). Une brûlure de la rétine peut entraîner une perte partielle ou totale de la vision de manière temporaire ou définitive. Une lésion du cristallin entraîne une cataracte.

Les lasers pouvant fonctionner en propagation libre sans danger pour les utilisateurs doivent donc émettre dans la bande spectrale de sécurité oculaire ($1,5-1,55 \mu\text{m}$).

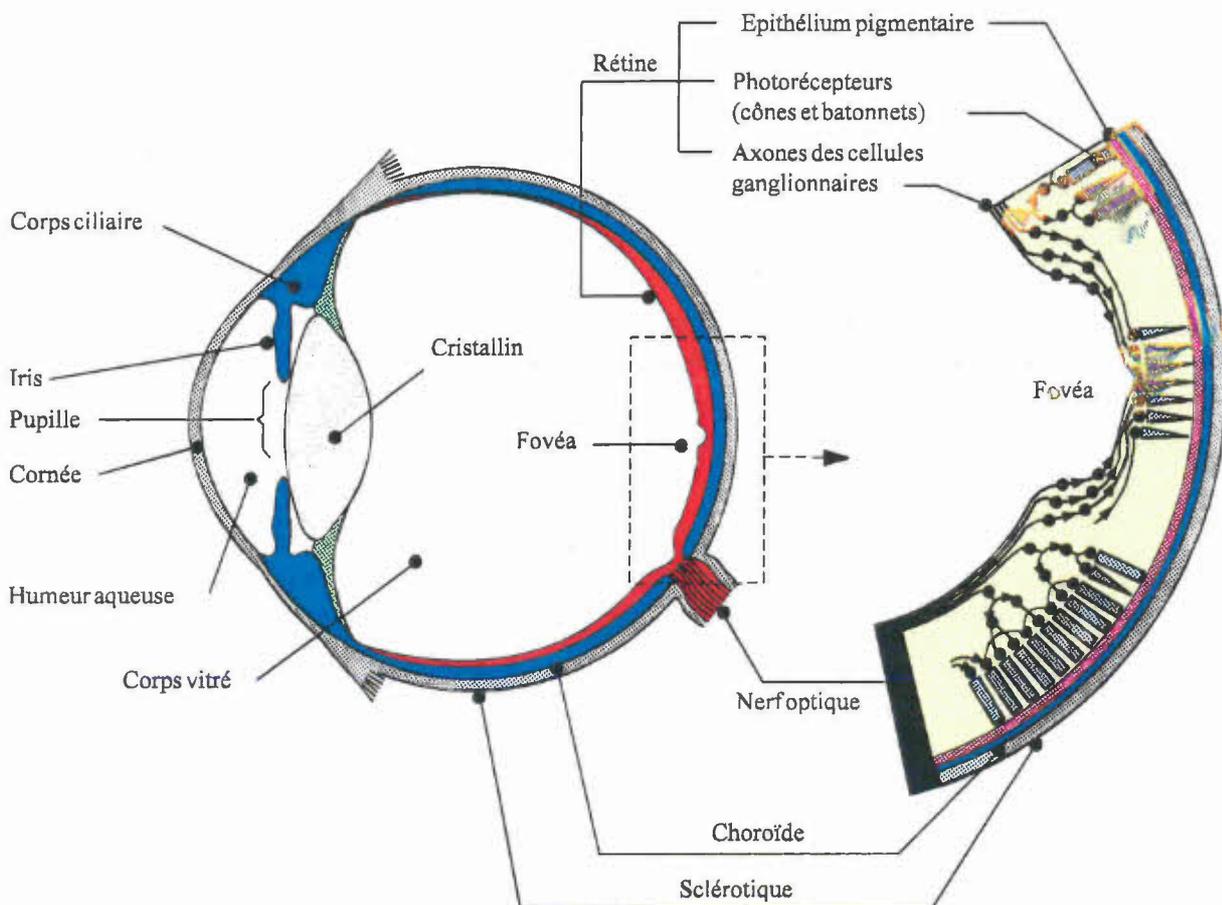


figure 1-1 : Coupe de l'œil.

Ces lasers sont dits à sécurité oculaire. Cette bande spectrale présente d'autres avantages car elle est aussi utilisée dans les télécommunications par

fibres optiques puisqu'elle correspond au minimum d'absorption de la silice et c'est une fenêtre de transmission de l'atmosphère.

Un laser compact émettant à cette longueur d'onde qu'il soit continu, monomode ou déclenché peut avoir des applications telles que la télémétrie, la détection d'obstacles, la vélocimétrie...

Les lasers dont le matériau actif est une matrice dopée avec des ions de la famille des terres rares présentent des caractéristiques très intéressantes. En effet, les propriétés spectroscopiques des ions des terres-rares permettent d'obtenir une puissance importante à des longueurs d'onde pour l'instant difficilement accessibles par les diodes laser. En outre, le doublage de fréquence intra-cavité ou tout autre procédé non-linéaire de conversion de fréquence permettent encore d'étendre le domaine spectral accessible aux lasers solides dopés aux terres rares. De plus, les diodes laser de puissance sont des sources particulièrement adaptées au pompage des lasers solides dopés aux ions des terres rares. En effet, leur domaine spectral d'émission relativement étroit (quelques nanomètres) est compatible avec les bandes d'absorption des terres rares dans la plupart des matrices solides (quelques nanomètres). Leurs faisceaux directifs une fois remis en forme permettent d'obtenir un bon recouvrement spatial entre le mode de pompe et le mode de la cavité laser. Ces caractéristiques complétées par leur compacité et leur excellent rendement de conversion (rendement électrique/optique $\approx 45\%$ [1]) permettent d'obtenir des sources compactes, efficaces et de conception relativement aisée. Comparé au pompage par lampes, on obtient donc un meilleur transfert de l'énergie de pompage vers l'énergie émise. Le rendement électrique/optique global est donc largement amélioré.

Déjà dans les années 60, des démonstrations relatives à l'emploi de la luminescence émise par des composés semi-conducteurs en vue d'exciter des ions des terres rares dans des matrices solides étaient publiées [2,3]. L'émergence de techniques nouvelles de croissance des matériaux semi-conducteurs depuis une quinzaine d'années a permis l'obtention de diodes laser à la fois fiables, puissantes et fonctionnant à température ambiante. De nombreuses réalisations expérimentales sur des matrices cristallines dopées avec du néodyme, pompées par des diodes laser, ont confirmé les performances attendues [4].

Enfin, l'émission des lasers solides peut être rendue très cohérente et la durée de vie des niveaux excités (quelques centaines de μs à quelques dizaines de ms), très supérieure à la durée de vie (quelques ns à quelques dizaines de ns) des électrons dans la bande de conduction des matériaux semi-conducteurs, permet un stockage efficace de l'énergie de pompage et l'obtention de puissances crêtes élevées en régime impulsif [5]. Il serait donc très

avantageux de réaliser un tel laser émettant dans la zone spectrale de sécurité oculaire.

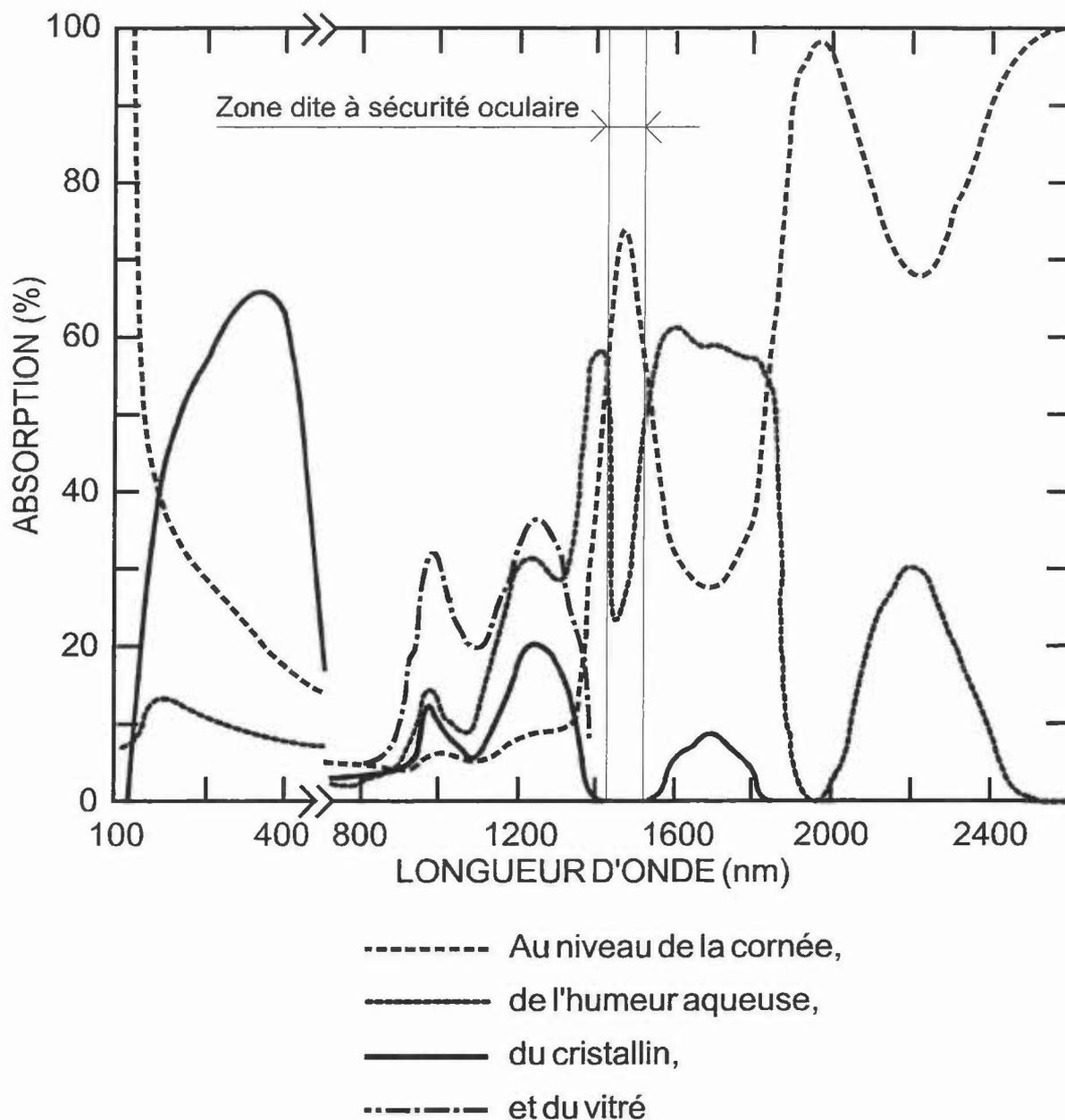


figure 1-2 : Absorption spectrale des différents milieux oculaires pris séparément chez l'homme [6].

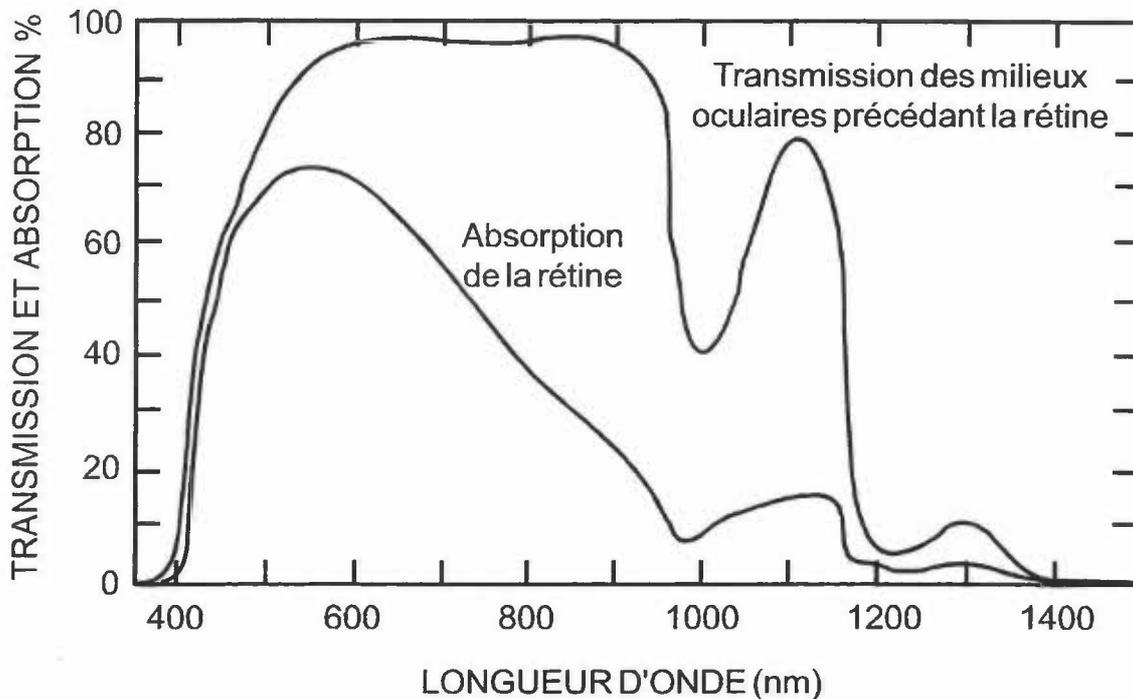


figure 1-3 : Transmission de tous les milieux oculaires précédant la rétine chez l'homme et absorption au niveau de l'épithélium pigmentaire rétinien et de la choroïde dans le spectre visible et le proche infra-rouge [7]

L'émission de l'erbium vers $1,5 \mu\text{m}$ avait été démontrée dans les années 60 mais du fait de son système trois niveaux et de l'utilisation de lampes pour réaliser le pompage, ce laser ne fonctionnait qu'à basse température [8]. Mais la mise en évidence du transfert d'énergie de l'ion ytterbium vers l'ion erbium, la réalisation de matrices codopées [9], ainsi que l'émergence des diodes laser de puissance à base de composé quaternaire (InGaAsP) émettant vers 980 nm pouvant ainsi permettre le fonctionnement du laser à température ambiante, ont relancé l'intérêt de la communauté scientifique dans l'étude de ce genre de lasers. En effet, ces dernières années, quelques résultats ont été publiés relatifs à la réalisation de lasers à verre codopé erbium et ytterbium pompés longitudinalement par une diode laser de puissance émettant vers 980 nm [10], pompés transversalement par une barrette de diodes laser [11] ou pompés longitudinalement par un laser à YAG dopé néodyme émettant à 1064 nm [12]. Mais l'émergence récente des diodes laser émettant vers 980 nm et la confidentialité liée à certains travaux sur ce type de lasers expliquent le peu de résultats publiés sur ce sujet.

La réalisation d'un tel laser répondrait donc aux caractéristiques de sécurité oculaire, de compacité et de rendement de conversion élevé.

Le présent mémoire est donc consacré à l'étude et l'élaboration d'un laser compact à sécurité oculaire pompé par diodes laser de puissance dont la partie active est une matrice dopée avec des ions erbium

Nous nous consacrerons donc dans une première partie à définir la matrice la mieux adaptée à la réalisation de ce laser et à mesurer les grandeurs caractéristiques de celle-ci.

Puis dans une deuxième partie nous développerons un modèle mathématique du fonctionnement de ce laser de manière à pouvoir prédire son comportement en mode continu ou déclenché.

La troisième partie sera consacrée à la résolution numérique de ce modèle ainsi qu'à l'étude du comportement dynamique du laser.

Une quatrième partie regroupera tous les résultats expérimentaux liés à la réalisation de ce laser quelle que soit la source de pompage (laser à saphir dopé au titane, diode laser fibrée et source multi-laser) et quel que soit le mode de fonctionnement (continu ou déclenché par commutation des pertes).

Puis dans une cinquième partie nous nous attacherons à valider notre modèle mathématique du laser en comparant les résultats de celui-ci avec les résultats expérimentaux aussi bien dans un fonctionnement continu que déclenché.

A partir de notre modèle et des paramètres du matériau nous présenterons dans une sixième partie le calcul de l'optimisation des dopages en ions actifs de manière à réaliser avec ce matériau une cavité laser monolithique et monofréquence.

Un laser monolithique et déclenché par commutation des pertes grâce à un absorbant saturable peut avoir des applications intéressantes (télémétrie). Mais à l'heure actuelle les absorbants saturables potentiels sont mal identifiés. Nous nous attacherons donc dans une septième partie à recenser quelques matériaux utilisés ou potentiellement utilisables pour ces applications.

Nous présenterons une application réalisée ainsi que des applications envisagés pour ce laser dans une huitième partie et enfin nous conclurons sur cette étude dans une dernière partie.

2. Propriétés spectroscopiques du verre codopé erbium et ytterbium

2.1 Introduction

La longueur d'onde d'émission souhaitée est comprise entre 1,5 et 1,55 μm . L'ion erbium inséré dans certaines matrices peut émettre dans cette bande spectrale. En effet l'ion erbium inséré dans une matrice de YAG présente une longueur d'onde d'émission vers 1,64 μm [13]. L'ion erbium inséré dans une matrice de vanadate d'yttrium (YVO_4) ou d'orthosilicate d'yttrium (YSO) peut émettre dans la bande spectrale de sécurité oculaire mais avec des rendements de conversion en cavité laser assez médiocres [14][15]. Par contre l'ion erbium inséré dans une matrice vitreuse permet l'émission à la longueur d'onde souhaitée et l'obtention de rendements de conversion plus importants grâce au codopage possible de cette matrice avec l'ion ytterbium. Le fonctionnement du transfert d'énergie lié à ce codopage et son intérêt sont développés plus loin.

Nous avons donc choisi de réaliser un laser à partir d'une matrice vitreuse codopée avec des ions erbium et ytterbium.

L'objet de ce chapitre est de caractériser le matériau laser utilisé. L'étude expérimentale des spectres d'absorption et d'émission dans le proche infra-rouge ainsi que la mesure de durée de vie du niveau laser supérieur nous permettront ensuite de déterminer les paramètres nécessaires à la modélisation du laser.

Ces mesures sont effectuées sur un matériau fabriqué par la compagnie Kigre Inc dont la référence est QX/Er et les dopages en ions ytterbium et erbium sont respectivement : $2,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

2.2 Généralités sur les ions des terres rares.

La particularité de ce groupe d'éléments est de posséder une couche électronique profonde incomplète correspondant aux électrons 4f.

Cette couche se trouve ainsi protégée des influences extérieures par les couches complètes $5s^2$ et $5p^6$. Il en résulte un ensemble de transitions permises se manifestant dans les spectres d'émission et d'absorption sous la forme de

raies fines plus caractéristiques d'atomes ou d'ions en phase gazeuse que de matériaux solides (voir figure 2-2). Pour la même raison, le passage d'une matrice à une autre ainsi que la présence de défauts n'auront qu'une faible influence sur ces transitions.

2.3 Propriétés des ions Er^{3+} et Yb^{3+}

Les transitions de l'ion Er^{3+} qui nous intéressent sont essentiellement : ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$ et ${}^4I_{11/2}$. (Voir figure 2-3)

À partir du niveau fondamental ${}^4I_{15/2}$, la transition vers le niveau ${}^4I_{11/2}$ constitue une bande d'absorption située vers 980 nm autorisant l'utilisation des diodes laser à semi-conducteur (GaInAsP) comme source de pompage optique. Ce niveau se désexcite très rapidement de façon non-radiative par voie multi-phonons vers le niveau ${}^4I_{13/2}$. L'écart énergétique entre ce niveau et le niveau fondamental ($\approx 6500 \text{ cm}^{-1}$) interdit toute désexcitation par voie multi-phonon et autorise une émission radiative située dans le proche infra-rouge ($\approx 1,5\mu\text{m}$). Le niveau bas de la transition laser considérée étant le niveau fondamental (voir figure 2-1), il existe une absorption à la longueur d'onde d'émission.

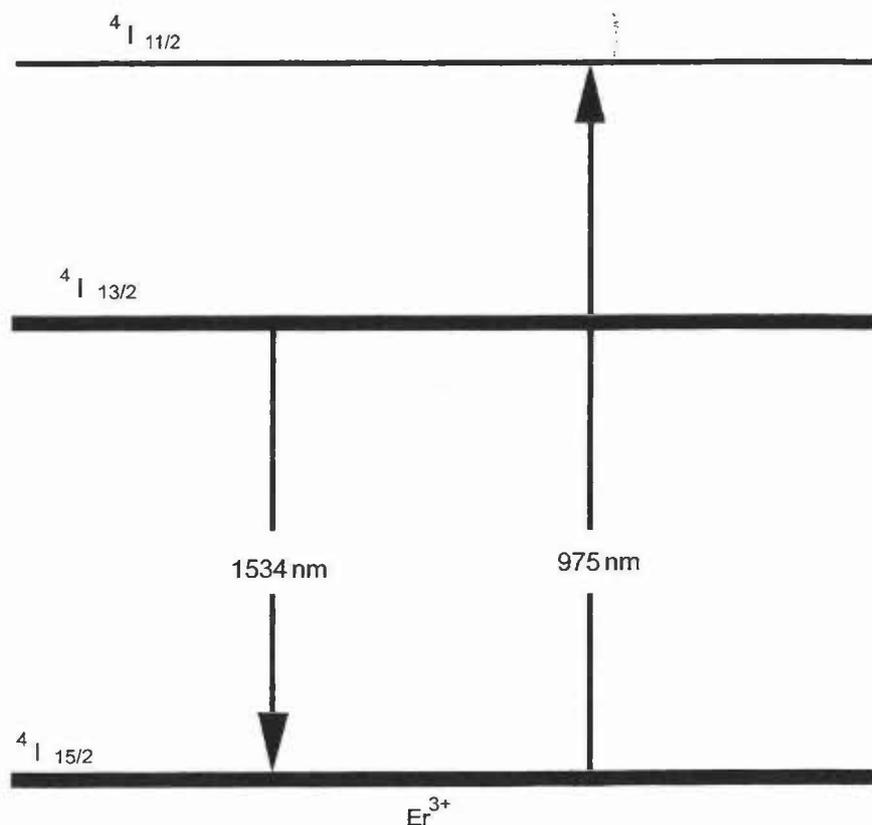


figure 2-1 : Schéma des niveaux énergétiques mis en jeu dans l'obtention d'un effet laser de l'ion erbium vers $1,5 \mu\text{m}$ (schéma type trois niveaux).

L'efficacité d'un tel laser est liée au rapport des coefficients d'absorption à la longueur d'onde de pompe α_p et d'émission laser α_l : $\eta = \frac{\alpha_p}{\alpha_l} = \frac{\sigma_p}{\sigma_l} \approx 1$ où σ_p et σ_l sont les sections efficaces correspondantes. Ce rapport est fixé pour une matrice donnée.

Il est possible néanmoins d'augmenter ce rapport en codopant la matrice avec un autre ion des terres rares ayant une transition résonnante avec celle de l'erbium, favorisant le transfert énergétique de cet ion vers l'erbium : c'est le cas de l'ion ytterbium dans une matrice vitreuse (voir figure 2-3).

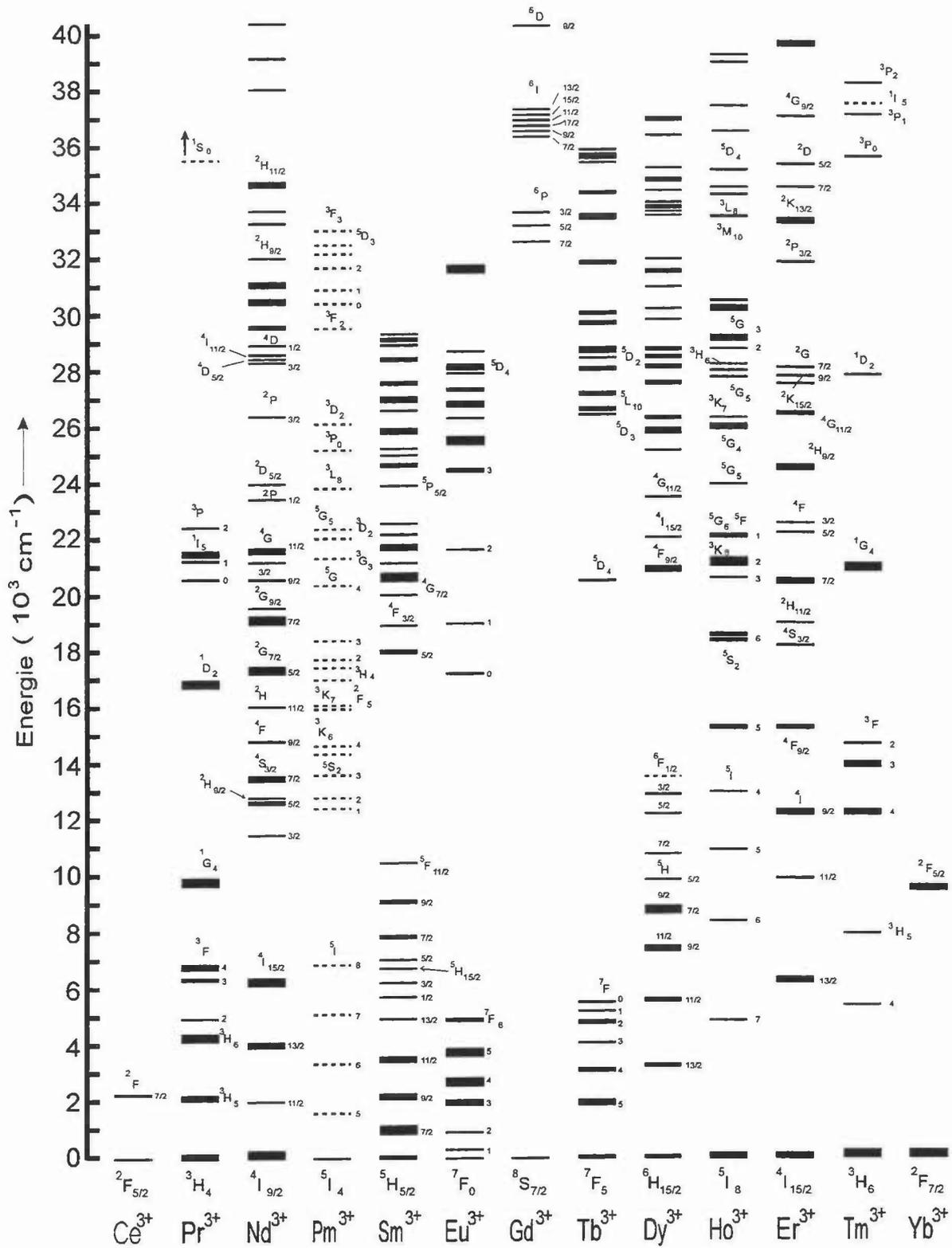


figure 2-2 : Diagramme énergétique des ions des terres rares.

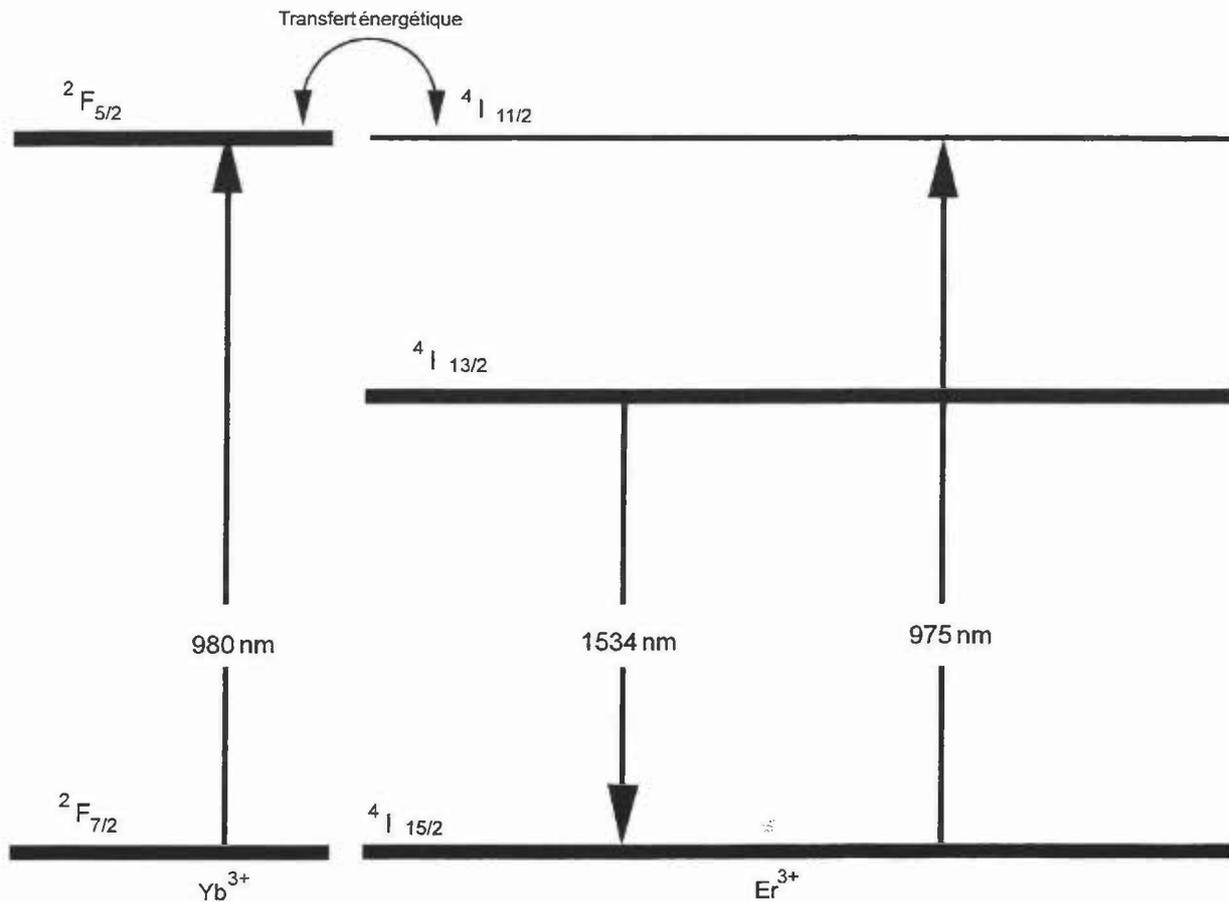


figure 2-3 : Schéma énergétique des niveaux de l'erbium et de l'ytterbium mis en jeu.

Dans ce cas, l'absorption à 975 nm est proportionnelle au dopage en ytterbium alors que l'absorption à 1,534 μm est proportionnelle au dopage en erbium. Il est donc tout à fait possible d'optimiser le dopage en erbium pour obtenir une émission laser correcte (pertes dues à l'absorption à la longueur d'onde laser faibles) et le dopage en ytterbium pour obtenir une bonne absorption de la pompe.

La durée de vie du niveau haut ${}^2F_{5/2}$ de l'ytterbium est d'environ 1 ms [16], le transfert d'énergie s'effectue de l'ytterbium vers l'erbium mais le transfert inverse est peu probable du fait de la très faible durée de vie ($\approx 3 \mu\text{s}$ [17]) du niveau ${}^4I_{11/2}$ de l'erbium. Si l'on néglige l'influence des niveaux supérieurs de l'erbium, la caractérisation spectroscopique du matériau nécessite la mesure de :

- la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe,
- la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser,
- la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser,

- la durée de vie des niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$ de l'erbium et du niveau $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium,
- l'efficacité du transfert d'énergie de l'ytterbium vers l'erbium.

2.4 Sections efficaces d'absorption.

Pour avoir accès aux sections efficaces d'absorption nous avons enregistré les spectres d'absorption à l'aide d'un spectromètre à deux voies présentant une résolution de 1 nm. Les spectres obtenus sont ensuite corrigés des pertes de transmission dues aux réflexions sur les faces.

L'absorption est donnée en cm^{-1} par la relation : $\alpha = -\frac{1}{L} \ln(T)$ où α est le coefficient d'absorption, T est la transmission et L l'épaisseur du matériau en cm.

La section efficace d'absorption en cm^2 est donnée par la relation : $\sigma = \frac{\alpha}{n_0}$ où α est le coefficient d'absorption en cm^{-1} et n_0 en cm^{-3} la densité d'atomes par unité de volume.

Dans la bande spectrale s'étendant de 850 à 1050 nm, le rayonnement est absorbé surtout par l'ion ytterbium alors que le rayonnement absorbé en dehors de cette bande l'est par l'ion erbium. La concentration en ions ytterbium est très importante comparée à celle en ions erbium. Il en résulte donc un coefficient d'absorption dans la bande spectrale 850-1050 nm beaucoup plus important que dans le reste du spectre. Nous avons donc utilisé des matériaux d'épaisseur différentes suivant les bandes spectrales analysées.

Pour la caractérisation de 850 nm à 1050 nm, le matériau utilisé est une pastille de 504 μm d'épaisseur et de 10 mm de diamètre alors que pour les autres longueurs d'onde il s'agit d'un barreau de 2,67 cm de long et de 10 mm de diamètre.

2.4.1 Spectre d'absorption de 300 à 800 nm

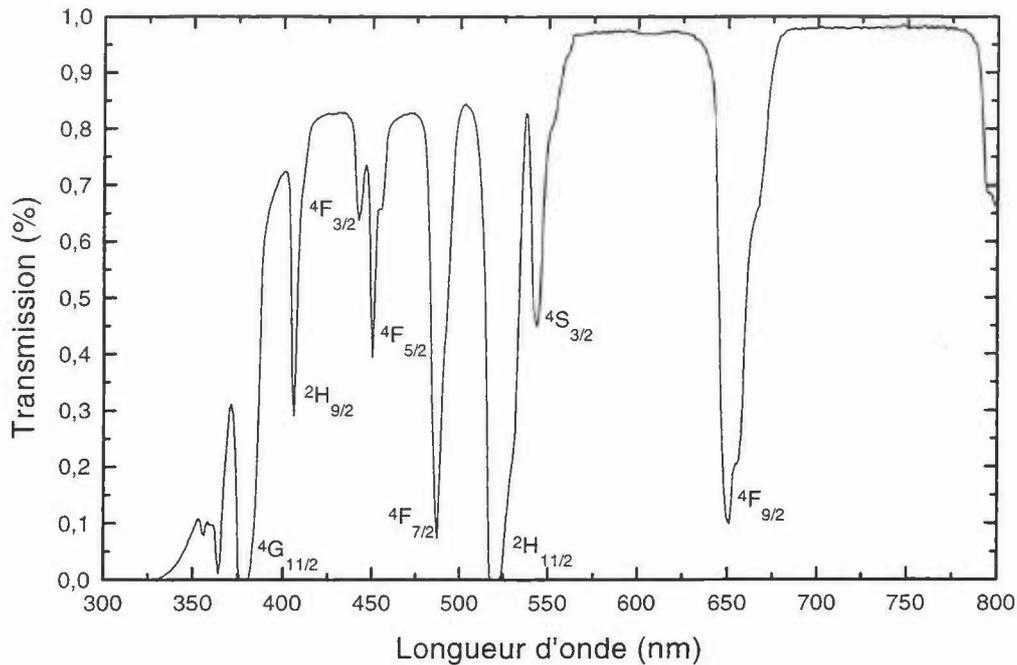


figure 2-4 : Spectre d'absorption d'un barreau de QX/Er de 300 à 800 nm (longueur du matériau : 2,67 cm).

Les nombreuses raies d'absorption de la figure 2-4 sont caractéristiques des nombreux niveaux énergétiques de l'erbium (voir figure 2-5). Ces niveaux, d'énergie supérieure aux transitions considérées pour l'obtention d'une émission laser vers $1,5 \mu\text{m}$, peuvent être préjudiciables à l'efficacité de notre laser. En effet des phénomènes d'absorption par les états excités pourraient exister et diminuer notablement l'efficacité de conversion d'un tel laser.

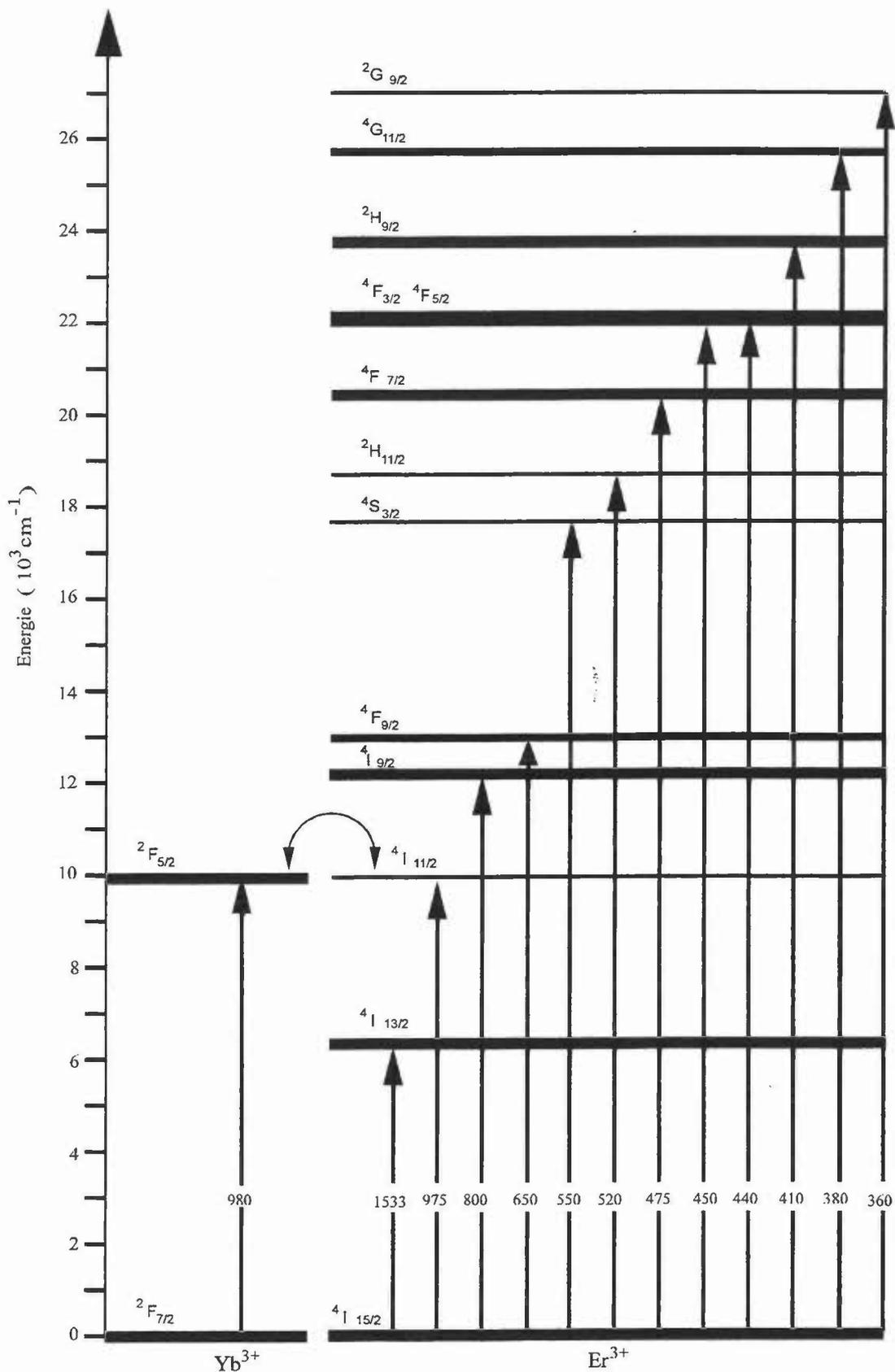


figure 2-5 : Niveaux énergétiques et longueurs d'onde associées (nm) associées au mécanisme d'absorption dans les domaines visible et proche infra-rouge.

2.4.2 Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompage optique.

L'absorption de la puissance optique de pompage se fait sur la transition ${}^2F_{7/2} \Rightarrow {}^2F_{5/2}$ de l'ion ytterbium ($900 \text{ nm} < \lambda < 1000 \text{ nm}$) correspondant aux longueurs d'onde d'émission accessibles par les diodes laser à base de composé quaternaire (InGaAsP).

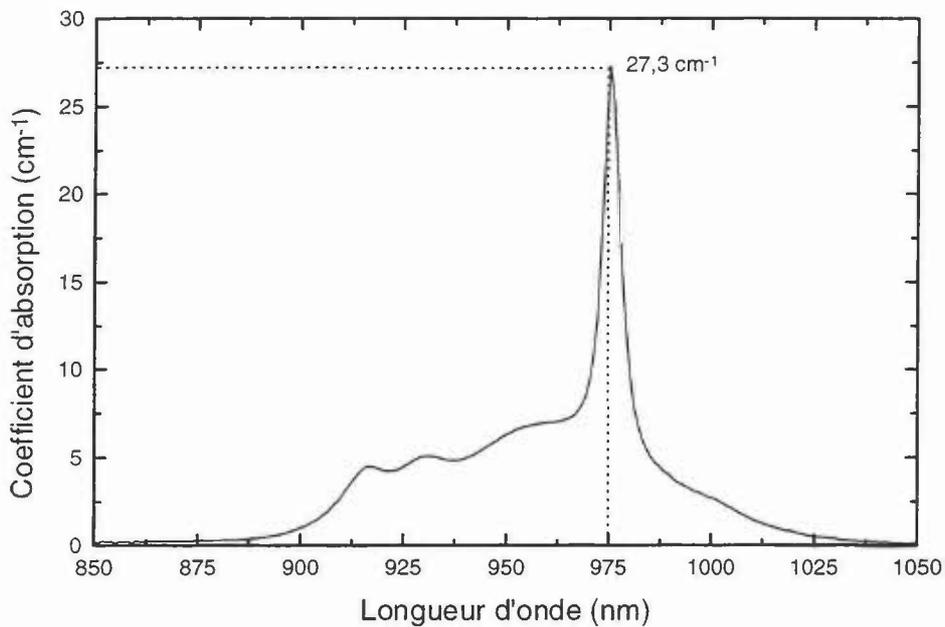


figure 2-6 : Coefficient d'absorption de 850 à 1050 nm

Le maximum d'absorption est obtenu à 975 nm avec un coefficient d'absorption de $27,3 \text{ cm}^{-1}$.

La section efficace d'absorption de l'erbium seul dans cette matrice nous est inconnu. Par contre dans la silice cette valeur est environ $2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$. On a $\alpha_p(\lambda) = \sigma_{er}(\lambda) \cdot N_{er} + \sigma_{yb}(\lambda) \cdot N_{yb}$. Le coefficient d'absorption dû à l'erbium seul est donc $\alpha_{er} = \sigma_{er} N_{er} = 0,4 \text{ cm}^{-1}$. Le rôle de l'erbium peut être négligé dans le calcul de la section efficace d'absorption.

On peut donc en déduire la section efficace d'absorption à 975 nm : $\sigma_p = 1,19 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$.

On peut remarquer que la largeur à mi-hauteur de cette raie d'absorption est de 6 nm, c'est à dire supérieure à la largeur du spectre d'émission typique des diodes laser de puissance émettant dans cette bande ($\approx 3\text{nm}$).

2.4.3 Section efficace d'absorption autour de la longueur d'onde laser.

Le maximum d'absorption est obtenu à 1533 nm avec un coefficient d'absorption de $1,178 \text{ cm}^{-1}$. On peut donc en déduire la section efficace d'absorption à 1533 nm : $\sigma = 5,89 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$.

La largeur à mi-hauteur de cette absorption est de 52 nm, c'est à dire $225,3 \text{ cm}^{-1}$.

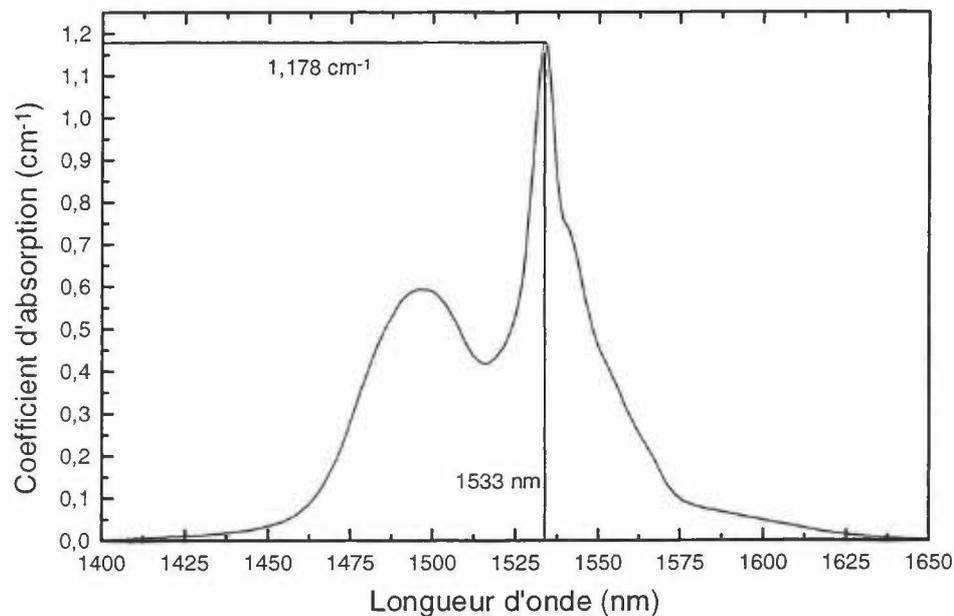


figure 2-7 : Coefficient d'absorption de 1400 à 1650 nm

À partir du coefficient d'absorption, il est possible de calculer la durée de vie du niveau associée grâce à la relation [18] : $\frac{1}{\tau} = \frac{8\pi c n^2}{\lambda_{pic}^4} \left(\frac{2J+1}{2J'+1} \right) \frac{1}{N} \int \alpha(\lambda) d\lambda$.

avec

$J = 15/2$: moment du multiplet ${}^4I_{15/2}$

$J' = 13/2$: moment du multiplet ${}^4I_{13/2}$

N : densité d'atomes d'erbium

n : indice du matériau autour de 1500 nm

c : vitesse de la lumière

λ_{pic} : longueur d'onde correspondant au maximum d'absorption

τ : durée de vie du niveau ${}^4I_{15/2}$

On trouve une durée de vie d'environ 10 ms.

Nous nous proposons dans le paragraphe suivant de déterminer par une mesure directe la durée de vie de l'état métastable.

2.5 Durée de vie de l'état métastable

La durée de vie de fluorescence du niveau ${}^4I_{13/2}$ de l'erbium est un paramètre important pour la modélisation du fonctionnement du laser. Pour la mesurer nous utilisons une diode laser de puissance émettant à 975 nm et modulée à 10 Hz avec une durée d'impulsion de 40 ms et un temps de descente de quelques microsecondes. Il est important de mesurer cette durée de vie dans des conditions proches de son utilisation en cavité laser. L'échantillon d'une épaisseur de 500 μm est donc placé contre la diode afin d'obtenir une densité de puissance de pompe proche ou supérieure à celle utilisée en cavité laser.

La fluorescence de l'échantillon est collectée par une fibre optique dont la sortie est collimatée. Le faisceau traverse un filtre semi-conducteur pour couper le signal de pompe résiduel puis le faisceau est de nouveau focalisé pour arriver sur un détecteur au germanium fibré de bande passante 10 kHz. Le schéma expérimental est présenté sur la figure 2-8.

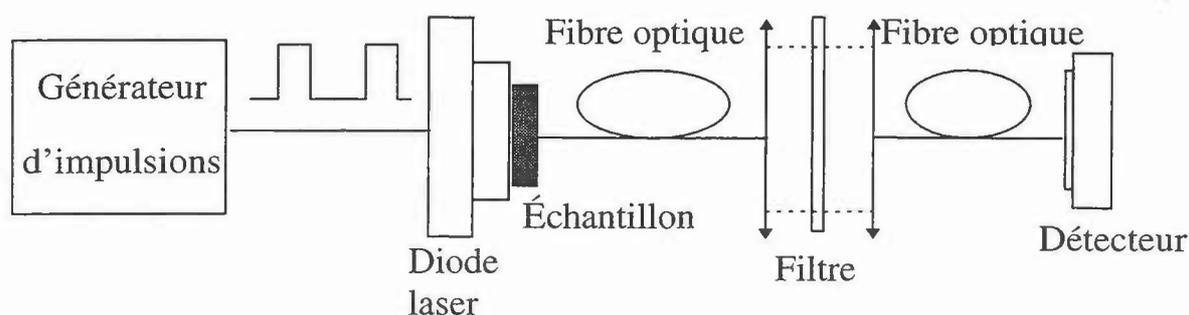


figure 2-8 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la durée de vie.

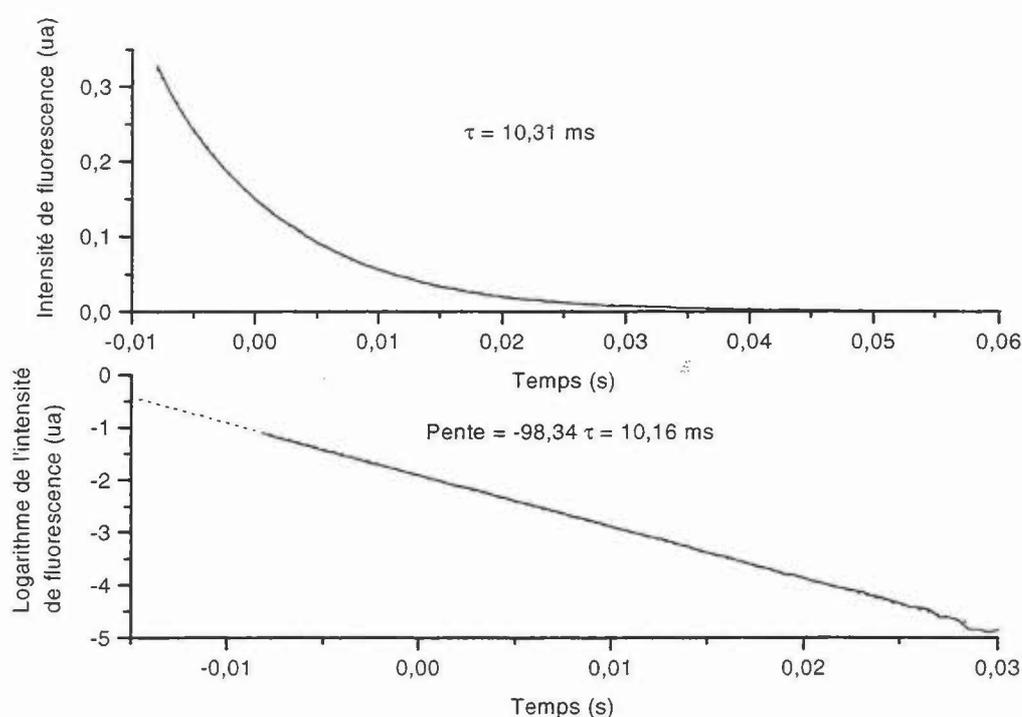


figure 2-9 : Courbe expérimentale de décroissance de la fluorescence de l'état métastable

La décroissance du signal émis vers $1,5 \mu\text{m}$ peut s'écrire sous la forme : $I(t) = I(0)e^{-\frac{t}{\tau_f}}$ où τ_f désigne la durée de vie l'état métastable. Pour l'échantillon mesuré la valeur de la durée de vie est donc : $\tau_f \cong 10,2 \text{ ms}$.

Une deuxième série de mesures a été effectuée au Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents de l'Université Claude Bernard Lyon I. Le matériau a été excité par une impulsion courte (10 ns) de 1,5 mJ à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$.

Deux mesures ont été effectuées. Une où la fluorescence est recueillie selon un axe perpendiculaire à l'axe du faisceau excitateur, on trouve $\tau=7,8$ ms. Une autre où la fluorescence est recueillie dans l'axe du faisceau excitateur, on trouve $\tau=8,5$ ms.

La différence de durée de vie de fluorescence selon que l'on excite le matériau à 975 nm ou à 1,5 μm peut être due à l'absence d'absorption de l'état excité quand le matériau est pompé à 1,5 μm alors que celle-ci est présente lorsque le matériau est pompé à 975 nm. Il semble donc possible de négliger les effets des niveaux supérieurs pour ce type de matériau.

2.6 Fluorescence autour de 1,5 μm .

2.6.1 Spectre de fluorescence

Le spectre de fluorescence autour de 1,5 μm (voir figure 2-10) est mesuré à l'aide d'une configuration expérimentale similaire à celle de la figure 2-8 où le détecteur au germanium et le filtre ont été remplacés par un analyseur de spectre de résolution 1 nm.

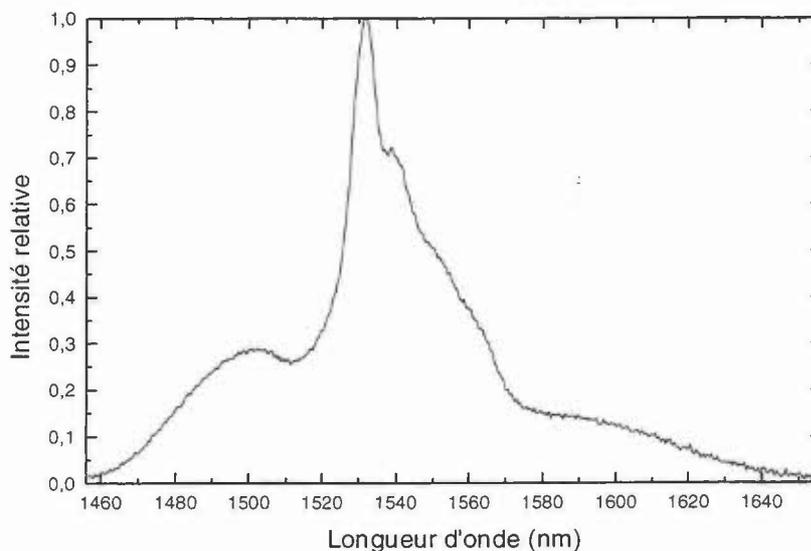


figure 2-10 : Spectre de fluorescence autour de 1,5 μm .

Le maximum de fluorescence est situé à 1532 nm et la largeur à mi hauteur est de 25,2 nm ($\approx 106,5 \text{ cm}^{-1}$).

On peut avoir une idée des pertes introduites par les phénomènes d'absorption des états excités en mesurant simultanément la fluorescence émise autour de 1,5 μm et celle émise autour de 0,515 μm .

Un photon de pompe est absorbé (voir figure 2-11) par la transition (${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$) puis un autre photon de pompe est absorbé par la transition (${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{7/2}$) et

ceci avant que le niveau ${}^4I_{11/2}$ ne se soit désexcité vers le niveau ${}^4I_{13/2}$. Puis le niveau ${}^4F_{7/2}$ se désexcite de manière non-radiative vers le niveau ${}^2H_{11/2}$ qui lui-même se désexcite vers le niveau fondamental en émettant un photon à 515 nm. Du fait de la durée de vie relativement faible du niveau ${}^4I_{11/2}$ ($\approx 3 \mu\text{s}$), ce schéma est peu probable et l'émission d'un photon à 515 nm est très peu efficace.

Le spectre analysé autour de 0,515 μm (voir figure 2-12) a les mêmes unités en échelle verticale que celui émis autour de 1,5 μm (voir figure 2-10). On peut donc comparer le nombre de photons émis sur chacune des deux bandes :

$$\frac{\text{nombre de photons émis à } 1,5 \mu\text{m}}{\text{nombre de photons émis à } 0,5 \mu\text{m}} \propto \frac{\int \text{intensité émise à } 1,5 \mu\text{m} \cdot d\lambda}{\int \text{intensité émise à } 0,5 \mu\text{m} \cdot d\lambda} = 1,4\% .$$

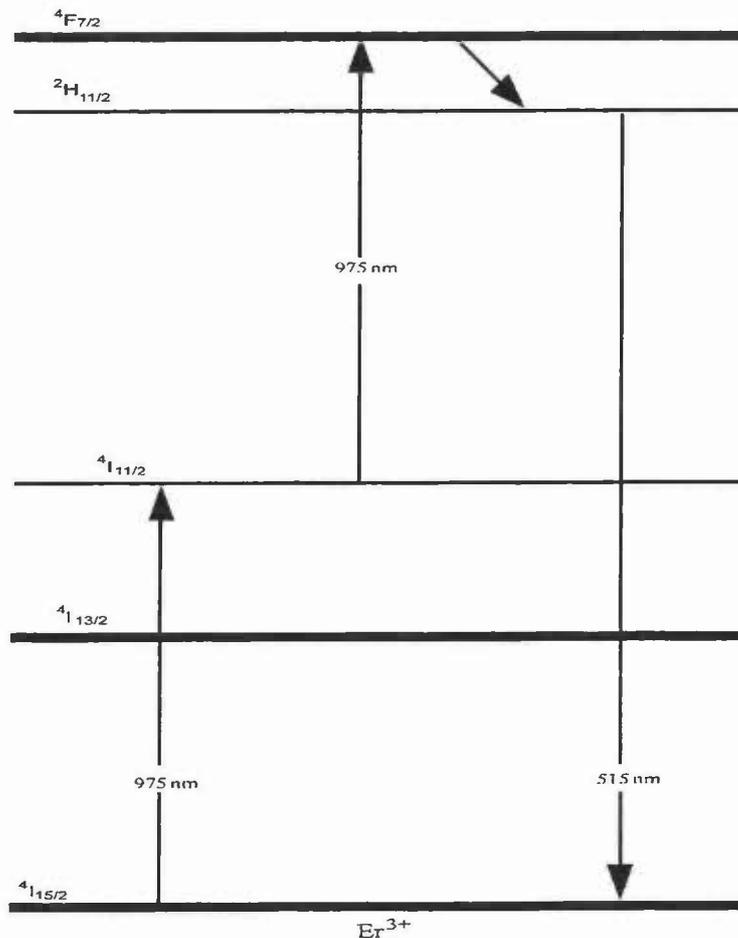


figure 2-11 : Schéma des niveaux énergétiques mis en jeu dans le processus d'émission de photons à 515 nm.

Le spectre de l'émission autour de 515 nm est présenté figure 2-12.

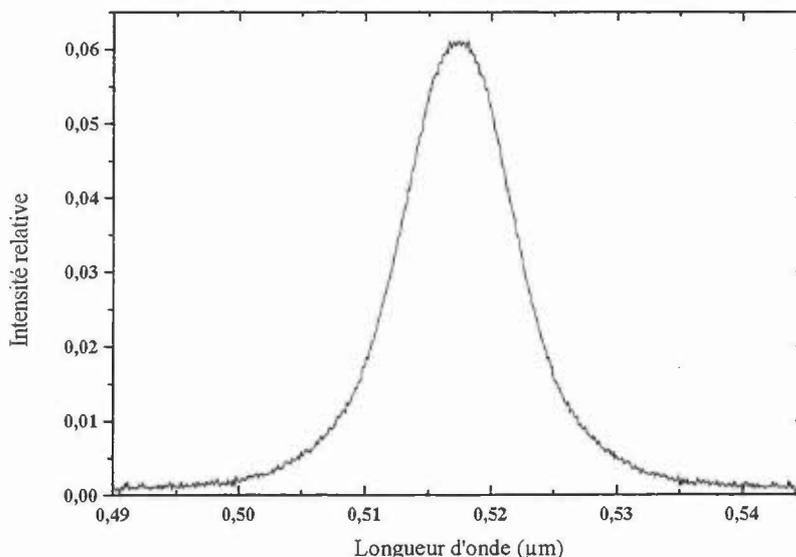


figure 2-12 : Fluorescence verte en pompage à 980 nm

2.6.2 Section efficace d'émission autour de 1,5 µm

Cette valeur étant difficilement mesurable directement, nous avons choisi de la calculer soit à partir du spectre d'absorption, soit à partir du spectre de fluorescence.

2.6.2.1 Relation de Fuchtbauer-Ladenburg

À partir du spectre de fluorescence obtenu (figure 2-10), on peut remonter à la section efficace d'émission $\sigma_e(\lambda)$ par la relation de Fuchtbauer-Ladenburg qui relie l'émission stimulée à la probabilité d'émission spontanée [19] $\left(\approx \frac{1}{\tau_f} \right)$:

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^4 I(\lambda)}{8\pi n^2 c \tau_f \int I(\lambda) d\lambda}$$

où λ est la longueur d'onde, n l'indice du matériau, c la

vitesse de la lumière dans le vide, $I(\lambda)$ l'intensité de fluorescence en fonction de λ et τ_f la durée de vie de fluorescence.

Les résultats de ces équations pour différentes valeurs de durée de vie de l'état métastable sont présentés sur la figure 2-13

2.6.2.2 Relation de réciprocité.

À partir du spectre d'absorption obtenu (figure 2-7), il est possible de calculer de manière différente la section efficace d'émission $\sigma_e(\lambda)$ grâce au principe de réciprocité [20] :

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) e^{\frac{\epsilon - h\nu}{kT}}$$

où :

ν est la fréquence optique,

σ_a est la section efficace d'absorption,

σ_e est la section efficace d'émission,

ϵ est l'énergie d'excitation thermique,

k est la constante de Boltzmann,

T est la température absolue.

En fait, on a : $e^{\frac{\epsilon}{kT}} = \frac{N_1}{N_2}$ où N_i est la population du niveau i à l'équilibre thermodynamique, N_1 représentant le niveau fondamental et N_2 le niveau haut de la transition laser.

Dans une matrice amorphe, l'insertion d'un ion dopant ne relève pas d'un processus de substitution comme dans une matrice cristalline mais d'un processus « d'incorporation ». Le dopant n'a pas de « place » privilégiée au sein de la matrice hôte. Il subit donc un champ électrostatique différent d'un ion à l'autre. On peut donc considérer que dans une matrice amorphe comme le verre, la dégénérescence est totalement levée sur les niveaux concernés. Le niveau ${}^4I_{15/2}$ est composé de 8 sous-niveaux alors que le niveau ${}^4I_{13/2}$ est composé de 7 sous-niveaux, on en déduit :

$$e^{\frac{\epsilon}{kT}} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{1 + \sum_{j=2}^8 e^{-\frac{E_{1j}}{kT}}}{e^{-\frac{E_0}{kT}} \left[1 + \sum_{j=2}^7 e^{-\frac{E_{2j}}{kT}} \right]}$$

où E_0 est l'écart énergétique entre les minima des deux bandes et E_{ij} est la différence en énergie entre le sous-niveau j et le sous-niveau le plus bas de la bande i .

Dans un matériau comme le verre où l'élargissement est inhomogène, il est très difficile de connaître exactement l'emplacement des différents sous niveaux. Pour palier à ce problème, il est possible de faire deux hypothèses:

- soit on considère que les sous-niveaux sont également répartis dans la bande considérée dont la largeur est donnée par la largeur à mi-hauteur du spectre

d'absorption ou d'émission :
$$e^{\frac{\epsilon}{kT}} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{1 + 7e^{\frac{\Delta E_1}{kT}}}{e^{\frac{E_0}{kT}} \left[1 + 6e^{\frac{\Delta E_2}{kT}} \right]}$$
 (méthode de

réciprocité 1),

- soit on considère que la répartition des populations thermiques est la même dans les deux bandes considérées : $e^{\frac{\epsilon}{kT}} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{1}{e^{\frac{E_0}{kT}}}$ (méthode de réciprocity 2).

$$E_0 = 6525,8 \text{ cm}^{-1},$$

$$\Delta E_1 = 106,5 \text{ cm}^{-1},$$

$$\Delta E_2 = 225,3 \text{ cm}^{-1}.$$

Les spectres correspondant à ces différentes évaluations sont présentés figure 2-13. Les maxima de section efficace d'émission ainsi que les longueurs d'onde à laquelle ils sont obtenus pour les différentes méthodes sont présentés dans le tableau 2-1.

	Relation de Fuchtbauer-Ladenburg			Relation de réciprocité	
	$\tau=10$ ms	$\tau=8,5$ ms	$\tau=7,8$ ms	1	2
Longueur d'onde au maximum de la section efficace d'émission (nm)	1532	1532	1532	1534	1534
Maximum de section efficace d'émission (10^{21} cm ²)	6,7	7,9	8,6	6,07	6,39

tableau 2-1 : Récapitulatif des trois méthodes de calcul de σ_e

La différence de longueur d'onde au maximum de la section efficace d'émission selon la relation utilisée peut provenir d'une différence de calibration en longueur d'onde puisque le spectre d'absorption et le spectre de fluorescence n'ont pas été mesurés sur le même appareil.

Les deux relations donnent le même ordre de grandeur pour la section efficace d'émission. Ces résultats nous semblent cohérents compte tenu des approximations faites dans les deux méthodes et des imprécisions de mesure sur les spectres d'absorption et d'émission.

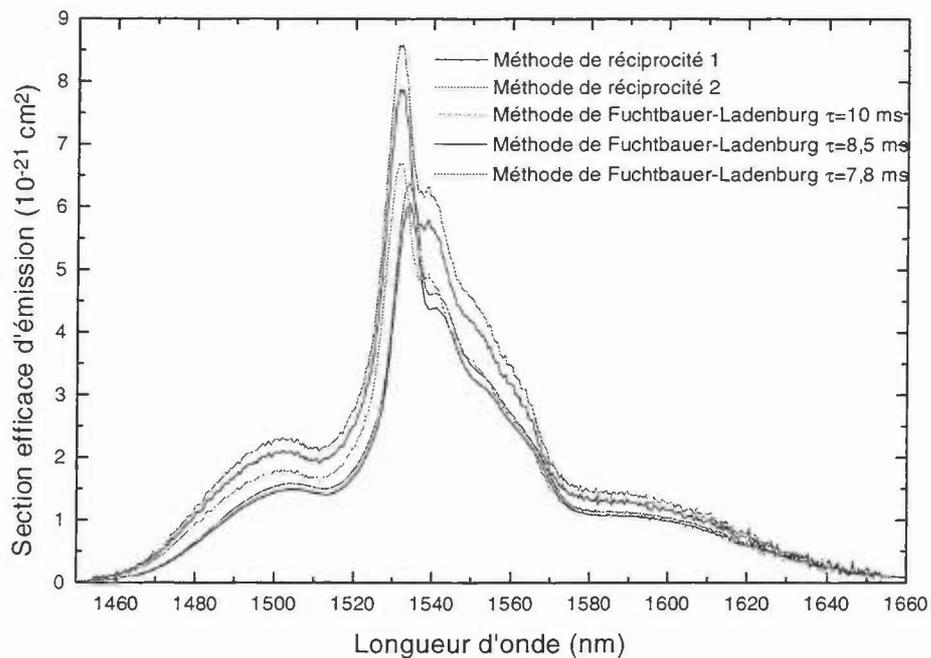


figure 2-13 : Section efficace d'émission de 1450 à 1700 nm évaluée par les deux méthodes

2.7 Conclusion

Il subsiste un paramètre lié au matériau qui n'a pas pu être mesuré :

- le coefficient de transfert énergétique entre l'ytterbium et l'erbium : celui-ci pourra être évalué à partir de l'étude du comportement dynamique des populations (voir paragraphe 4.3).

Les mesures de fluorescence dans le vert et de différence de durée de vie apparente du niveau $^4I_{13/2}$ selon la longueur d'onde de la source de pompage (voir paragraphe 2.5 page 26) permettent de négliger les effets des niveaux supérieurs de l'erbium pour l'application qui nous intéresse.

Le tableau 2-2 présente un récapitulatif des paramètres spectroscopiques moyens mesurés. La section efficace d'émission à la longueur d'onde laser présente dans ce tableau est une moyenne des valeurs obtenues par les différentes méthodes. La durée de vie du niveau métastable est une moyenne des différentes mesures effectuées.

	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser	Section efficace d'émission à la longueur d'onde laser	Durée de vie du niveau métastable
Longueur d'onde correspondant au maximum	975 nm	153(3) nm	153(2) nm	
Valeur maximale moyenne	$1,19 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$5,89 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$	$6,7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$	8,8 ms

tableau 2-2 : Récapitulatif des valeurs mesurées.

Ces différents paramètres seront utilisés pour prévoir le fonctionnement du laser à partir du modèle mathématique que nous allons développer au chapitre suivant.

3. Équations du système laser.

3.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de définir un modèle mathématique du fonctionnement du laser. Nous avons donc besoin d'établir le gain du matériau nécessitant la connaissance de l'inversion de population établie à partir du bilan des populations des différents niveaux d'énergie mis en jeu. Cette inversion de population dépend des répartitions spatiales des faisceaux de pompe et laser. Puis nous établirons le bilan énergétique de la cavité laser à partir du gain et des pertes subis par le faisceau.

3.2 Équations d'évolution des populations atomiques.

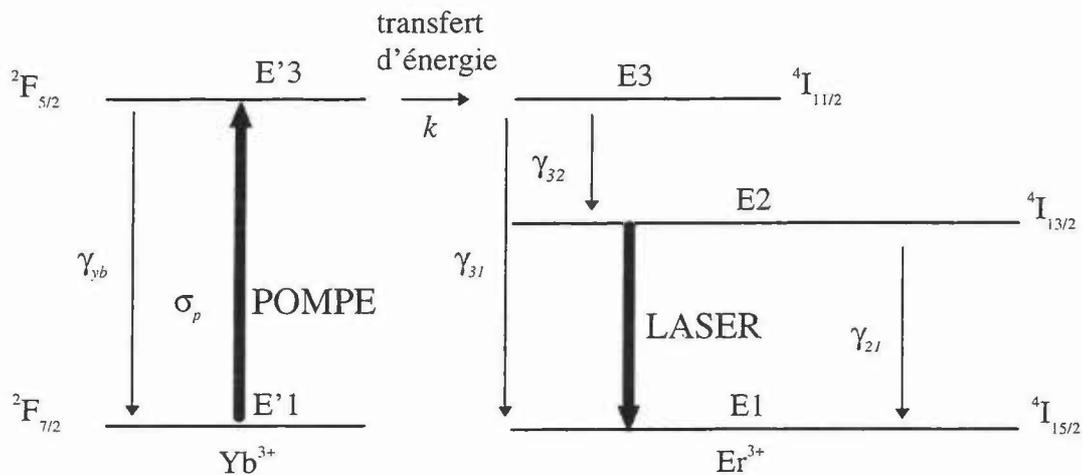


figure 3-1 : Niveaux d'énergie mis en jeu.

Les niveaux d'énergie pris en compte dans la modélisation (voir figure 3-1) sont pour l'erbium le niveau haut et le niveau bas de la transition laser considérée, et le niveau permettant le transfert d'énergie de l'ytterbium vers l'erbium. Les niveaux supérieurs de l'erbium sont négligés.

$N_1(\vec{r}, t)$, $N_2(\vec{r}, t)$ et $N_3(\vec{r}, t)$ sont respectivement les densités d'atomes d'erbium dans les états d'énergie E1, E2 et E3.

$N'_1(\vec{r}, t)$ et $N'_3(\vec{r}, t)$ sont respectivement les densités d'atomes d'ytterbium dans les états d'énergie E'1 et E'3.

γ_{ij} [s^{-1}] est le taux de désexcitation du niveau i vers le niveau j.

γ_{yb} [s^{-1}] est le taux de désexcitation du niveau excité de l'ytterbium vers le niveau fondamental.

σ_p [m^2] est la section efficace d'absorption de l'ytterbium à la longueur d'onde de pompe.

σ_e [m^2] est la section efficace d'émission induite à la longueur d'onde laser.

$\Phi_p(\vec{r}, t)$ [$m^{-2}s^{-1}$] est le flux de photon de pompe en un point du matériau à un instant donné.

$\Phi_l(\vec{r}, t)$ [$m^{-2}s^{-1}$] est le flux de photon laser en un point du matériau à un instant donné.

N_{er} [m^{-3}] est la densité d'atomes d'erbium dans le matériau.

N_{yb} [m^{-3}] est la densité d'atomes d'ytterbium dans le matériau.

k [m^3s^{-1}] est le coefficient de transfert d'énergie du niveau 3' de l'ytterbium vers le niveau 3 de l'erbium.

A partir du schéma des niveaux d'énergie de la figure 3-1, les populations des niveaux sont régis par les équations:

$$\frac{dN'_3}{dt} = \sigma_p N'_1 \Phi_p(\vec{r}, t) - k N'_3 N_1 - \gamma_{yb} N'_3$$

équation -13-
1

$$\frac{dN_3}{dt} = k N'_3 N_1 - \gamma_{31} N_3 - \gamma_{32} N_3$$

équation 3-2

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{32}N_3 - \gamma_{21}N_2 - (N_2 - N_1)\sigma_e\Phi_1(\vec{r}, t)$$

équation 3-3

$$N'_1 + N'_3 = N_{yb}$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_{er}$$

$\sigma_p N'_1 \Phi_p(\vec{r}, t)$ est la densité d'atomes d'ytterbium excités par les photons de pompe.

kN'_3N_1 : transfert d'énergie du niveau E'3 de l'ytterbium vers le niveau E2 de l'erbium : $Yb(^2F_{5/2}) + Er(^4I_{15/2}) \Rightarrow Yb(^2F_{7/2}) + Er(^4I_{11/2})$

$N_i\gamma_{ij}$: désexcitation spontanée du niveau Ei vers le niveau Ej.

$(N_2 - N_1)\sigma_e\Phi_1(\vec{r}, t)$: émission stimulée du niveau E2 de l'erbium vers le niveau fondamental E1.

Hypothèses simplificatrices.

La durée de vie du niveau E3 de l'erbium est très petite devant la durée de vie des autres niveaux mis en jeu. On peut donc considérer que le niveau E3 de l'erbium est toujours vide.

$N_3=0$ donc $N_1+N_2+N_3=N_{er}$ devient :

$$N_1 + N_2 = N_{er}$$

équation 3-4

et l'inversion de population $\Delta N = N_2 - N_1$, correspond à :

$$\Delta N = 2N_2 - N_{er}$$

équation 3-5

3.3 Calcul de l'inversion de population

En régime stationnaire, les variations temporelles de toutes les variables sont nulles : $\frac{d}{dt} = 0$.

D'après l'équation -13-1 et l'équation 3-4, on a :

$$N'_3 = \frac{\sigma_p N_{yb} \Phi_p(\vec{r}, t)}{\sigma_p N_{yb} \Phi_p(\vec{r}, t) + k(N_{er} - N_2) + \gamma_{yb}}$$

équation 3-6

et à partir des équations 3-2 et 3-4, nous avons :

$$N_3 = \frac{kN'_3(N_{er} - N_2)}{\gamma_3}$$

équation 3-7

avec $\gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{32}$.

Ainsi , les équations 3-3, 3-6 et 3-7 permettent d'écrire :

$$-N_2\gamma_{21} + \eta_b \frac{k(N_{er} - N_2)\sigma_p N_{yb} \Phi_p(\vec{r}, t)}{\sigma_p N_{yb} \Phi_p(\vec{r}, t) + k(N_{er} - N_2) + \gamma_{yb}} - (2N_2 - N_{er})\sigma_e \Phi_l(\vec{r}, t) = 0. \quad \text{équation 3-8}$$

La résolution des équations 3-8 et 3-5 permet d'obtenir la population sur le niveau 2 :

$$N_2 = \frac{a\gamma_{21} + \gamma_{21}kN_{er} + \gamma_{21}\gamma_{yb} + kaN_{yb} + 2ba + 3bkN_{er} + 2b\gamma_{yb} - \sqrt{\Omega}}{\gamma_{21}k + 2bk} \quad \text{équation 3-9}$$

avec : $a = \sigma_p \Phi_p(\vec{r}, t)$, $b = \sigma_e \Phi_l(\vec{r}, t)$ et

$$\begin{aligned} \Omega = & -2\gamma_{21}k^2aN_{er}N_{yb} + 6\gamma_{21}kN_{er}b\gamma_{yb} + 4b^2kN_{er}\gamma_{yb} + \gamma_{21}^2\gamma_{yb}^2 - 2k^2abN_{yb}N_{er} \\ & + 4kabN_{yb}\gamma_{yb} + 4b^2\gamma_{yb}^2 + \gamma_{21}^2a^2 + 4ka^2N_{yb}b + 2\gamma_{21}\gamma_{yb}kaN_{yb} + 4b^2akN_{er} \\ & + 2\gamma_{21}^2akN_{er} + 2\gamma_{21}k^2N_{er}^2b + 2\gamma_{21}^2kN_{er}\gamma_{yb} + 8\gamma_{21}ab\gamma_{yb} + 4b^2a^2 + \gamma_{21}^2k^2N_{er}^2 + k^2a^2N_{yb}^2 \\ & + b^2k^2N_{er}^2 + 4a^2\gamma_{21}b + 2\gamma_{21}^2a\gamma_{yb} + 6\gamma_{21}abkN_{er} + 2a^2\gamma_{21}kN_{yb} + 8b^2a\gamma_{yb} + 4\gamma_{21}\gamma_{yb}^2b \end{aligned}$$

À partir de l'équation 3-9, nous sommes donc capables d'obtenir $\Delta N = 2N_2 - N_{er}$. Mais l'inversion de population dépend des flux de photons de pompe et laser. Il faut donc les définir.

3.4 Expression des flux de photons

Les flux de photons dépendent des variables spatiales et temporelles. Le flux de photons Φ correspond à la densité de photons Ψ présents dans la cavité multipliée par la vitesse de l'onde optique ainsi créée dans le milieu considéré :

$$\Phi \equiv \frac{c_0}{n} \Psi$$

où n est l'indice du matériau traversé. La densité de photons est le nombre de photons N présents dans la cavité multiplié par la probabilité ϕ de présence d'un photon à un endroit donné de la cavité :

$$\Psi \equiv N\varphi .$$

$$\text{On obtient : } \Phi = \frac{c_0}{n} N\varphi .$$

Le nombre N de photons présents dans la cavité ne dépend que du temps alors que la probabilité de présence φ d'un photon à un endroit donné de la cavité ne dépend que de la position dans la cavité :

$$\Phi(\vec{r}, t) = \frac{c_0}{n} N(t)\varphi(\vec{r}) .$$

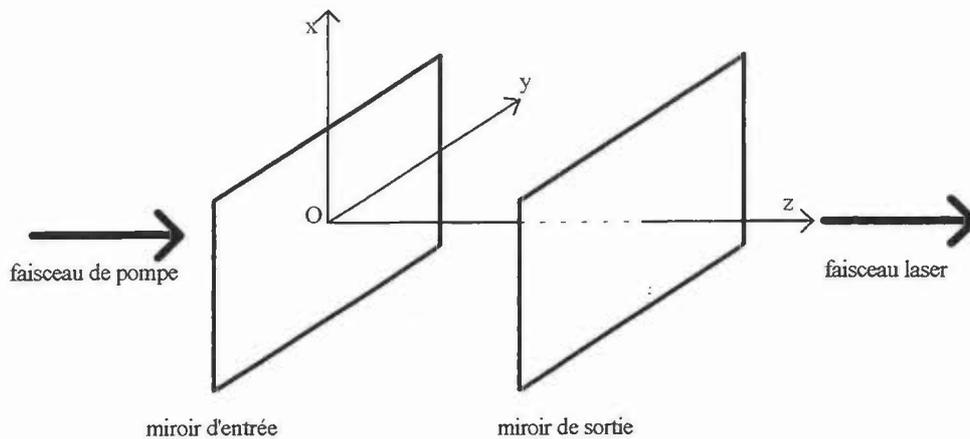


figure 3-2 : Définition des axes de la cavité.

Dans la cavité, le flux total est la somme du flux de photons se propageant dans la direction des z croissants en considérant le miroir d'entrée de la pompe et du flux se propageant dans la direction opposée après réflexion sur le miroir de sortie :

$$\Phi = \Phi^+ + \Phi^- = \frac{c_0}{n} \left(N^+(t)\varphi^+(\vec{r}) + N^-(t)\varphi^-(\vec{r}) \right) .$$

La probabilité $\varphi(\vec{r})$ de présence d'un photon à un endroit donné est naturellement définie par :

$$\iiint_V \varphi(\vec{r}) = 1 .$$

3.4.1 Expression du flux de photons laser $\Phi_1(\vec{r}, t)$.

$\Phi_1(\vec{r}, t)$ est le flux de photons laser en un point et à un instant donné.

Le nombre de photons N_L sera supposé indépendant de la variable longitudinale z (le gain et les pertes sont faibles). $N_L(t) = N_L^+(t) = N_L^-(t)$.

3.4.1.1 Répartition spatiale uniforme.

Si la répartition spatiale est uniforme, on a : $\varphi_1(\vec{r}) = \varphi_1^+(\vec{r}) = \varphi_1^-(\vec{r}) = Cn_a$ et $\iiint_V \varphi_1(\vec{r}) dV = 1$ donc $\varphi_1(\vec{r}) = \frac{n_a}{Sn_a l_a}$ où S est la section droite, l_a la longueur du volume V de la cavité laser et n_a l'indice du matériau.

On obtient donc :

$$\Phi_1(\vec{r}, t) = \frac{c_0}{n} N_L(t) \varphi_1(\vec{r}) = \frac{c_0 N_L(t)}{Sn_a l_a}$$

équation 3-10

où n_a est l'indice optique du matériau actif.

3.4.1.2 Répartition spatiale gaussienne

Si la probabilité de présence d'un photon laser suit une distribution de type gaussienne :

$$\varphi_1(\vec{r}) = \frac{2n(z)}{l_{\text{eff}} \pi w_1^2} e^{-2 \frac{r^2}{w_1^2}}$$

équation 3-11

avec l_{eff} la longueur optique de la cavité et w_1 le rayon à $\frac{1}{e^2}$ de la gaussienne.

Le nombre de photons sortant de la cavité est $\frac{N_L(t)}{\tau_R}$, la puissance laser de sortie est donc $P_l(t) = \frac{hc_0 N_L(t)}{\lambda_e \tau_R}$.

D'où :

$$\Phi_l(\vec{r}, t) = \frac{\lambda_e \tau_R P_l(t)}{nh} \phi_l(\vec{r}) \quad \text{équation 3-12}$$

où h est la constante de Planck, λ_e est la longueur d'onde laser et τ_R est le terme de la durée de vie des photons dans la cavité associé aux pertes introduites par le miroir de sortie (voir paragraphe 3.5).

3.4.2 Expression du flux de photons de pompe $\Phi_p(\vec{r}, t)$.

Si l'on considère que la face de sortie du matériau actif présente un coefficient de réflexion R_p à la longueur d'onde de pompe, on a :

$$\Phi_p(\vec{r}, t) = \Phi_p^+(\vec{r}, t) + \Phi_p^-(\vec{r}, t) = \frac{c_0}{n} [N_p^+(t)\phi_p^+(\vec{r}) + R_p N_p^-(t)\phi_p^-(\vec{r})] \quad \text{équation 3-13}$$

Le nombre de photons de pompe se propageant dans le sens positif est la puissance de pompe divisée par l'énergie d'un photon de pompe : $\frac{P_p(t)}{h\nu_p}$, mais il est aussi égal à l'intégrale sur la surface d'entrée du flux de photons de pompe se propageant dans le sens positif :

$$\frac{P_p(t)}{h\nu_p} = \iint_{\text{Sent}} \Phi_p^+(\vec{r}, t) dS. \quad \text{équation 3-14}$$

De la même façon le nombre de photons absorbés sur le trajet négatif est

$$\frac{P_{\text{res}}(t)}{h\nu_p} = \iint_{S_{\text{sor}}} \Phi_p^-(\vec{r}, t) dS$$

équation 3-15

où P_p est la puissance de pompe incidente, P_{res} est la puissance de pompe restante après absorption sur le trajet positif, S_{ent} est la surface d'entrée du matériau actif et S_{sor} est la surface de sortie.

3.4.2.1 Répartition spatiale uniforme.

On considère une probabilité uniforme de présence d'un photon de pompe à un endroit donné. La répartition est donc homogène sur l'ensemble du matériau.

On a donc $\Phi_p^+(\vec{r}) = \text{cte}$ et $\Phi_p^-(\vec{r}) = 0$.

La puissance déposée dans le matériau ayant un coefficient d'absorption α sur une longueur l_a est :

$$\int P_p e^{-\alpha z} dz = \frac{P_p (1 - e^{-\alpha l_a})}{\alpha}$$

Si l'on répartit de manière homogène cette puissance sur la longueur l_a , on obtient : $\frac{P_p(1-e^{-\alpha l_a})}{\alpha h\nu_p} = \iint_{S_{\text{ent}}} \Phi_p^+(\vec{r}, t) dS = \Phi_p \iint_{S_{\text{ent}}} dS = \Phi_p S$ donc :

$$\Phi_p = \frac{\lambda_p P_p (1 - e^{-\alpha l_a})}{hc_0 S \alpha l_a}$$

équation 3-16

où λ_p est la longueur d'onde de pompe.

3.4.2.2 Répartition spatiale gaussienne

Considérons une probabilité de présence d'un photon de pompe de type gaussienne sur une section droite (x,y) et de type absorption exponentielle suivant l'axe de propagation.

$$\varphi_p^+(\vec{r}) = n(z) \left(e^{-\frac{2r^2}{w_p^2}} e^{-\alpha z} \right) .cte$$

Nous pouvons écrire :

$$\boxed{\varphi_p^+(\vec{r}) = \frac{2\alpha}{\pi w_p^2 (1 - e^{-\alpha l_a})} \left(e^{-\frac{2r^2}{w_p^2}} e^{-\alpha z} \right)}$$

équation 3-17

où w_p est le rayon à $\frac{1}{e^2}$ du faisceau gaussien et l_a est la longueur du matériau actif.

D'après l'équation 3-14, on a :

$$\frac{P_p(t)}{h\nu_p} = \iint_{\text{Sent}} \Phi_p^+(\vec{r}, t) .dS = N_p^+(t) \frac{c_0}{n} \iint_{\text{sent}} \varphi_p^+(\vec{r}) .dS = N_p^+(t) \frac{c_0}{n} \frac{\alpha}{(1 - e^{-\alpha l_a})} .$$

On obtient donc :

$$\boxed{N_p^+(t) = \frac{n(1 - e^{-\alpha l_a}) P_p(t)}{c_0 \alpha h \nu_p}}$$

équation 3-18

$$\varphi_p^-(\vec{r}) = n(z) \left(e^{-\frac{2r^2}{w_p^2}} e^{\alpha(z-l_a)} \right) .cte \Rightarrow$$

$$\Phi_p^-(\vec{r}) = \frac{2\alpha}{\pi w_p^2 (1 - e^{-\alpha l_a})} \left(e^{-\frac{r^2}{w_p^2}} e^{\alpha(z-l_a)} \right).$$

équation 3-19

D'après l'équation 3-15, on a :

$$\begin{aligned} \frac{P_{res}(t)}{h\nu_p} &= \frac{R_p P_p(t) e^{-\alpha l_a}}{h\nu_p} = \iint_{S_{sor}} \Phi_p^-(\vec{r}, t) \cdot dS = N_p^-(t) \frac{c_0}{n} \iint_{S_{sor}} \Phi_p^-(\vec{r}) \cdot dS \\ &= N_p^-(t) \frac{c_0}{n} \frac{\alpha}{(e^{-\alpha l_a} - 1)} \end{aligned}$$

$$N_p^-(t) = \frac{n(1 - e^{-\alpha l_a}) R_p e^{-\alpha l_a} P_p(t)}{c_0 \alpha h \nu_p}.$$

équation 3-20

D'après l'équation 3-13, on a :

$$\Phi_p(\vec{r}, t) = \left(\frac{(1 - e^{-\alpha l_a}) P_p(t)}{\alpha h \nu_p} \Phi_p^+(\vec{r}) + \frac{(1 - e^{-\alpha l_a}) R_p e^{-\alpha l_a} P_p(t)}{\alpha h \nu_p} \Phi_p^-(\vec{r}) \right).$$

équation 3-21

Une représentation graphique de $\Phi_p(r=0, z) = \Phi_p^+(r=0, z) + \Phi_p^-(r=0, z)$ pour une longueur de matériau de 500 μm , une longueur de cavité de 500 μm et un coefficient d'absorption de 27 cm^{-1} est donnée sur la figure 3-3.

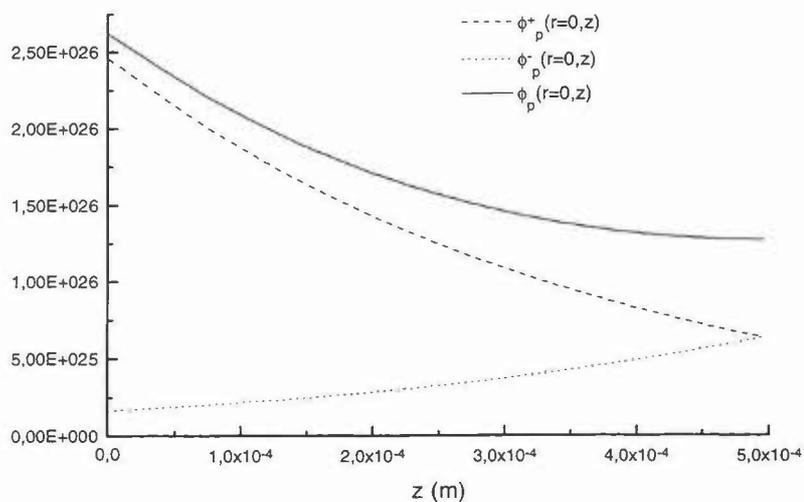


figure 3-3 : Représentation graphique de $\Phi_p^+(r=0,z)$, $\Phi_p^-(r=0,z)$ et de $\Phi_p(r=0,z)$ pour une longueur de matériau de $500 \mu\text{m}$, une longueur de cavité de $500 \mu\text{m}$ et un coefficient d'absorption de 27 cm^{-1} .

Nous avons donc obtenu l'inversion de population ΔN . Maintenant il nous faut dresser un bilan énergétique entre le gain et les pertes subis par le matériau en cavité laser.

3.5 Équation d'évolution de la densité de photons laser

Le nombre de photons créés par émission stimulée grâce à l'inversion de population ΔN dans un volume élémentaire dV est :

$$\sigma_e \Delta N \Phi_1(\vec{r}, t) dV.$$

Le nombre total de photons créés par unité de temps dans un volume V est donc :

$$\iiint_V \sigma_e \Delta N \Phi_1(\vec{r}, t) dV.$$

Si N_L est le nombre de photons laser présents dans la cavité, la variation par rapport au temps de N_L est le nombre de photons créés par émission stimulée par unité de temps moins le nombre de photons perdus par unité de temps.

$$\frac{dN_L}{dt} = -\frac{N_L}{\tau_{cav}} + \iiint_V \sigma_e \Delta N \Phi_1(\vec{r}, t) dV$$

équation 3-22

où τ_{cav} dépend des pertes et de la longueur optique de la cavité :

$$\tau_{cav} = -\frac{T_{ar}}{\ln[P]} = -\frac{2l_{eff}}{\ln[P]c_0}$$

équation 3-23

avec c_0 vitesse de la lumière et l_{eff} longueur optique de la cavité.

Ce paramètre τ_{cav} peut s'apparenter à une pseudo durée de vie des photons dans la cavité car si à $t=0$, il y a N photons présents dans la cavité à $t=\tau_{cav}$ il restera $\frac{N}{e}$ photons dans la cavité.

Ce terme peut être décomposé en deux termes : un terme lié au coefficient de réflexion du miroir de sortie τ_R et un terme τ_p lié aux autres pertes éventuelles (pertes par diffraction ...) τ_p , $\frac{1}{\tau_{cav}} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_R}$, $P = R(1-p)$ où p représente toutes les pertes subies par le faisceau excepté les pertes dus au coefficient de réflexion du miroir de sortie.

$$\tau_R = -\frac{2l_{eff}}{c_0 \ln R}$$

équation 3-24

3.6 Conclusion

Nous avons donc déterminé le gain du matériau en calculant son inversion de population et en faisant intervenir les profils spatiaux des faisceaux de pompe et laser (uniformes ou gaussiens). Nous avons dressé le bilan énergétique de la mise en cavité laser de ce matériau. À partir de ces différentes équations, nous présentons dans le chapitre suivant le fonctionnement de ce laser en régime continu (équations stationnaires) avec des faisceaux à répartition spatiale

uniforme ou gaussienne et en régime déclenché pour des faisceaux à répartition spatiale uniforme.

4. Résolution numérique des équations

4.1 Introduction.

Les modes de fonctionnement possible pour un laser sont au nombre de trois :

- régime continu,
- régime déclenché,
- régime modes bloqués.

Dans ce mémoire nous n'étudions que les deux premiers modes de fonctionnement. Les équations mises en jeu dans ces deux modes de fonctionnement ne sont pas les mêmes et les temps de calcul sont très différents.

En effet la résolution numérique des équations en régime continu avec des faisceaux dont la répartition spatiale est gaussienne est de quelques minutes par point. Alors que la résolution numérique des équations en régime dynamique peut prendre plusieurs dizaines d'heures par point de fonctionnement.

Nous avons donc développé deux modèles numériques :

- un modèle en régime continu mettant en œuvre des faisceaux à répartition spatiale gaussienne (temps de calcul de quelques minutes par points) et à répartition spatiale uniforme (temps de calcul de quelques secondes par points),
- un modèle en régime dynamique n'intégrant pour des raisons évidentes de temps de calcul que des faisceaux de répartition spatiale uniforme.

Ce sont ces deux modèles distincts que nous présentons dans ce chapitre. Les résultats de ce chapitre n'ont pour but que de donner des ordres de grandeur des rendements possibles en régime dynamique et d'évaluer les constantes de temps de « migration » de l'énergie de pompe vers l'énergie laser.

4.2 Régime continu

À partir des données obtenues expérimentalement et présentées au chapitre 2, nous avons considéré les paramètres liés au matériau utilisé :

$$\tau_{21}=8,8 \text{ ms}$$

$$N_{er}=10^{25} \text{ m}^{-3}$$

$$\text{indice du matériau } n=1,5$$

$$k=10^{-21} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$c_0=3.10^8 \text{ ms}^{-1}$$

$$\sigma_e=7.10^{-25} \text{ m}^2$$

$$\tau_{yb}=1 \text{ ms}$$

$$\sigma_p=1,2.10^{-24} \text{ m}^2$$

$$N_{yb}=1,6 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}.$$

Les paramètres de la cavité sont :

$$\text{longueur de matériau } l_a=2 \text{ mm}$$

$$w_p=w_l=100 \text{ } \mu\text{m} \text{ ce qui correspond à une surface de } 1,57.10^{-9} \text{ m}^2$$

$$R=99 \%$$

$P=0 \%$ (pas d'autres pertes dans la cavité que celles liées au miroir de sortie).

4.2.1 Équation du nombre de photons

En régime stationnaire, nous pouvons écrire : $\frac{dN_L}{dt} = 0$. À partir de l'équation 3-22 et de l'expression $\Phi_1(\vec{r}, t) = \frac{c_0}{n_a} N_L(t) \varphi_1(\vec{r})$, on obtient :

$$\boxed{-\frac{1}{\tau_{cav}} + \frac{c_0 \sigma_e}{n_a} \iiint_V \Delta N \varphi_1(\vec{r}) dV = 0.}$$

équation 4-1

4.2.2 Faisceaux uniformes

En prenant un cas simplifié on peut faire tendre vers l'infini la durée de vie des niveaux $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium et $^4I_{13/2}$ de l'erbium : $\tau_{yb} \rightarrow \infty$ et $\tau_{21} \rightarrow \infty$. Dans ce cas les équations se simplifient et deviennent :

$$\sigma_p \Phi_p N^1 - \Delta N \sigma_e \Phi_l = 0.$$

On a donc une puissance de seuil qui tend vers 0 et un rendement $\eta = \frac{P_l}{P_p}$

qui doit tendre vers le rendement quantique $\eta_q = \frac{h\nu_e}{h\nu_p} = \frac{\lambda_p}{\lambda_e} = 63,5\%$.

On trouve $\eta = \eta_q \frac{\tau_{cav}}{\tau_R} (1 - e^{-\alpha l_a})$. Si les seules pertes de la cavité sont dues à la transmission du miroir de sortie $\left(\frac{\tau_{cav}}{\tau_R} = 1\right)$ et si la longueur du matériau est suffisante pour absorber toute la puissance de pompe incidente ($e^{-\alpha l_a} = 0$), on a $\eta = \eta_q$.

Pour une solution plus complète, on utilise les équations 3-9, 3-10 et 3-16 pour résoudre l'équation 4-1 (voir figure 4-1).

4.2.3 Faisceaux gaussiens

À partir de l'équation 3-9, l'équation 3-11, l'équation 3-12, l'équation 3-17, l'équation 3-19 et l'équation 3-21, on peut résoudre l'équation 4-1. Les résultats sont portés sur la figure 4-1.

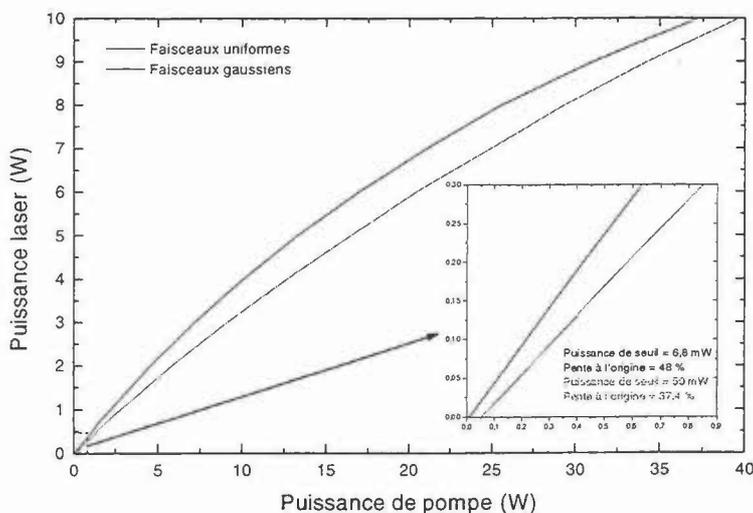


figure 4-1 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe en régime stationnaire pour des faisceaux uniformes et des faisceaux gaussiens.

On peut voir sur cette figure que pour une puissance de pompe inférieure à environ 2 W, le phénomène reste linéaire. Au delà de cette puissance de pompe le rendement diminue au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance de pompe car progressivement le gain du laser se sature. On peut aussi remarquer que les pentes sont assez élevées (>30 %) aussi bien avec des faisceaux à répartition spatiale uniforme que gaussienne.

4.3 Régime dynamique.

On pose $N_2 = n_2 \cdot N_{er}$, $N'_3 = n'_3 \cdot N_{yb}$ et $t = t' \cdot T_{ar}$.

L'équation -13-1 devient :

$$\frac{dn'_3}{dt'} = T_{ar} \sigma_p (1 - n'_3) \Phi_p(\vec{r}, t) - k T_{ar} n'_3 N_{er} (1 - n_2) - T_{ar} \gamma_{yb} n'_3$$

équation 4-2

et l'équation 3-3 s'écrit :

$$\frac{dn_2}{dt'} = \eta_b T_{ar} k N_{yb} n'_3 (1 - n_2) - \gamma_{21} T_{ar} n_2 - (2n_2 - 1) T_{ar} \sigma_e \Phi_1(\bar{r}, t). \quad \text{équation 4-3}$$

Avec des faisceaux uniformes, l'équation 3-22 prend la forme :

$$\frac{dN_L}{dt'} = N_L \left(-\frac{T_{ar}}{\tau_{cav}} + \frac{c_0 \sigma_e T_{ar} \Delta N}{n_a} \right) \quad \text{équation 4-4}$$

$$\Phi_p = \frac{\lambda_p P_p (1 - e^{-\alpha l_a})}{hc_0 S \alpha l_a}, \quad \Phi_1 = \frac{c_0 N_L}{n_a V} \quad \text{et} \quad P_L = \frac{hc_0}{\tau_R \lambda_e} N_L.$$

On résout l'équation 4-2, l'équation 4-3 et l'équation 4-4 par la méthode de Runge-Kutta :

$$n(t + \Delta t) = n(t) + \Delta t \frac{dn}{dt}(t).$$

4.3.1 Évaluation des différentes constantes de temps de « migration » de l'énergie de l'ytterbium vers l'erbium

Il est important de connaître l'évolution temporelle du niveau haut (n'_3) de l'ytterbium. Pour avoir une solution analytique de l'équation 4-2, on considère que la matrice ne contient pas d'ions erbium, c'est à dire $N_{er} = 0$. Cette équation devient donc :

$$\frac{dn'_3}{dt} = \sigma_p (1 - n'_3) \Phi_p - \gamma_{yb} n'_3 \quad \text{dont la solution analytique est :}$$

$$n'_3(t) = \frac{\sigma_p \Phi_p \left(1 - e^{-(\sigma_p \Phi_p + \gamma_{yb})t} \right)}{\sigma_p \Phi_p + \gamma_{yb}}.$$

La valeur asymptotique de cette équation est : $n'_3(t \rightarrow +\infty) = \frac{\sigma_p \Phi_p}{\sigma_p \Phi_p + \gamma_{yb}}$ et la

constante du temps de montée est : $\tau = \frac{1}{\sigma_p \Phi_p + \gamma_{yb}}$

avec $\tau_{yb} = 1 \text{ ms}$, $\sigma_p = 1,375 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ et $\Phi_p = 7 \cdot 10^{25} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui correspond à une puissance de 1 Watt sur une surface équivalente à celle d'une gaussienne ayant un rayon au point de focalisation de $100 \mu\text{m}$ on obtient une valeur asymptotique de 0,088 et un temps de montée à 90% de la valeur asymptotique de 2 ms (voir figure 4-2).

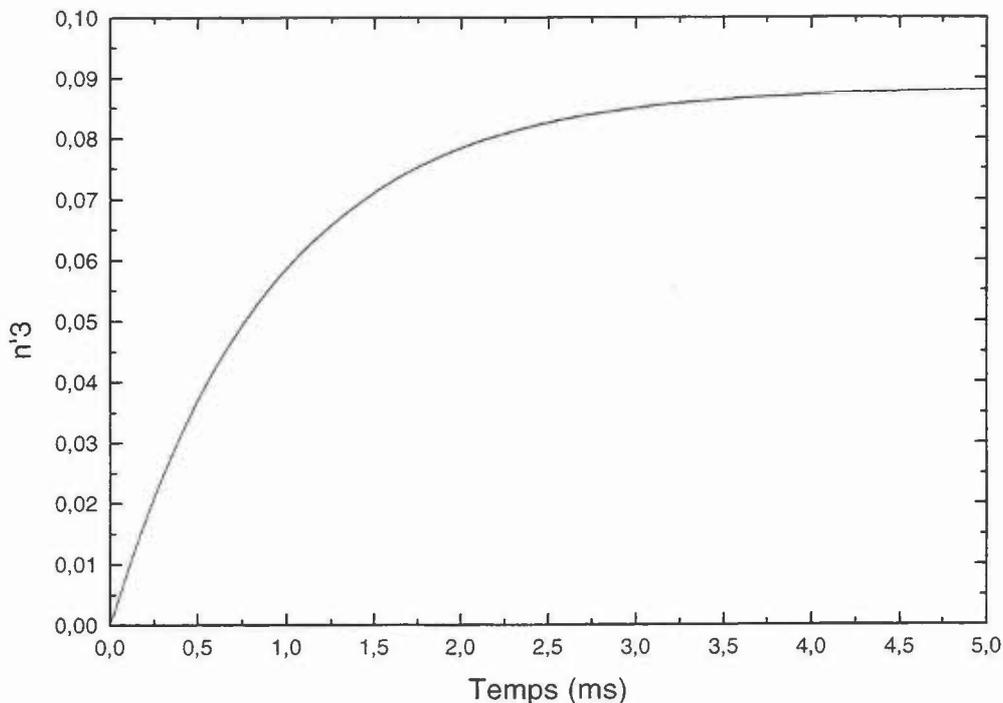


figure 4-2 : Évolution temporelle de la population du niveau supérieur (${}^2F_{5/2}$) de l'ytterbium.

Il est aussi important d'avoir une idée de la vitesse de « remplissage » du niveau métastable de l'ion erbium. Pour ce faire on considère que l'ion ytterbium est un « réservoir » à énergie constante et que le phénomène laser n'existe pas (pas d'émission induite), de cette façon l'équation 4-3 devient :

$$\frac{dn_2}{dt} = \eta_b k N_{yb} n'_3 (1 - n_2) - \gamma_{21} T_{ar} n_2$$

qui a pour solution analytique :

$$n_2(t) = \frac{k N_{yb} n'_3 \left(1 - e^{-(k N_{yb} n'_3 + \gamma_{21})t} \right)}{k N_{yb} n'_3 + \gamma_{21}}$$

dont la valeur asymptotique est :

$$n_2(t \rightarrow +\infty) = \frac{k N_{yb} n'_3}{k N_{yb} n'_3 + \gamma_{21}}$$

et la constante de temps de montée est : $\tau = \frac{1}{k N_{yb} n'_3 + \gamma_{21}}$.

Avec $\tau_{21} = 8$ ms, $N_{yb} = 1,6 \cdot 10^{27}$ m⁻³ et $k = 10^{-21}$ m³ s⁻¹ on obtient les résultats reportés sur la figure 4-3 :

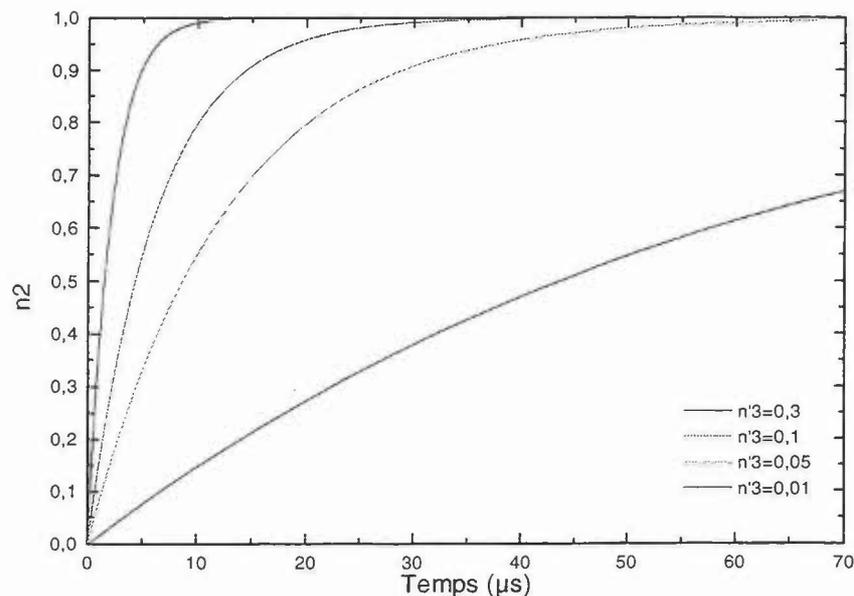


figure 4-3 : Évolution temporelle de la population du niveau métastable ($^4I_{13/2}$) de l'erbium pour différentes populations du niveau supérieur ($^2F_{5/2}$) de l'yterbium.

Le temps de « remplissage » du niveau métastable (voir tableau 4-1) de l'ion erbium peut être très différent (de 4 à 147 μ s) selon le taux de remplissage

du niveau haut de l'ytterbium. Il en résulte une dynamique très différente selon le taux de pompage.

n'_3	0,3	0,1	0,05	0,01
Valeur asymptotique	1	1	1	1
Temps de montée à 90 % (μs)	4	13,6	29	147

tableau 4-1 : Récapitulatif des valeurs asymptotiques et des temps de montée de la population du niveau métastable ($^4I_{13/2}$) de l'erbium.

Les résultats correspondant à la résolution numérique des équations couplées sont présentés sur la figure 4-4. Dans cet exemple on considère que le matériau est excité pendant 8 ms (environ la durée de vie de l'état métastable de l'ion erbium) la cavité étant bloquée puis on ouvre la cavité (en un temps infiniment court) qui reste ensuite dans cet état et on arrête l'excitation du matériau.

La figure 4-4 présente une analyse du fonctionnement sur des échelles de temps différentes.

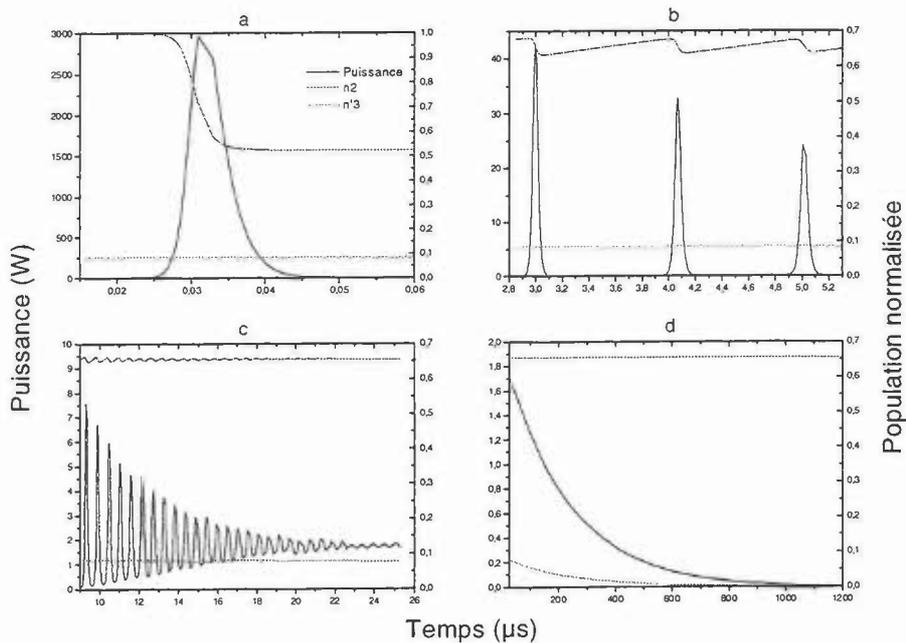


figure 4-4 : Mise en évidence des différents régimes dynamiques du laser.

On observe quatre régimes distincts :

- figure 4-4a : une première impulsion dite de commutation des pertes qui ramène l'inversion de population de l'erbium légèrement en dessous de l'inversion de population au seuil,
- figure 4-4b : la population du niveau haut de l'erbium se remplit grâce au « réservoir » à énergie que forme l'ion ytterbium. La population du niveau haut de l'ytterbium est peu modifiée par le transfert énergétique vers l'erbium car le rapport des populations est de 160. C'est à dire que pour peupler totalement le niveau haut de l'erbium, le niveau haut de l'ytterbium perd 1/160 de sa population. Quand n_2 dépasse le seuil, on obtient une impulsion laser qui dépeuple n_2 jusqu'à une valeur en dessous du seuil. Puis le transfert énergétique de l'ytterbium vers l'erbium remplit de nouveau le niveau haut de celui-ci. On obtient donc une série d'impulsions,
- figure 4-4c : les oscillations s'amortissent et la puissance tend vers une puissance pseudo-continue. Un régime pseudo-stationnaire s'établit entre le transfert énergétique et l'effet laser,
- figure 4-4d : le régime pseudo-stationnaire décroît de la même façon que la population du niveau haut de l'ytterbium.

Pendant la dernière phase (figure 4-4d), la population n_2 reste constante, on a donc :

$$\frac{dn'_3}{dt} = -kn'_3(t)N_{er}(1-n_2) - \gamma_{yb}n'_3(t)$$

dont la solution analytique est :

$$n'_3(t) = Ae^{-[kN_{er}(1-n_2) + \gamma_{yb}]t}$$

équation 4-5

Il est alors possible d'évaluer le coefficient de transfert d'énergie k par l'étude du comportement dynamique du laser.

4.3.2 Influence du temps de commutation des pertes et de la fréquence de répétition

Dans cette partie nous nous plaçons dans un fonctionnement où le temps de commutation des pertes n'est plus infiniment court. De plus nous allons simuler le fonctionnement du laser en cadence :

- le matériau est pompé et la cavité est fermée,
- la cavité s'ouvre avec un temps de commutation non nul,
- après un certain temps la cavité se referme et le matériau est de nouveau pompé,
- et ainsi de suite jusqu'à l'obtention d'un fonctionnement stable.

La fréquence de répétition en commutation des pertes est limitée en haute fréquence car le temps d'excitation du matériau est inversement proportionnel à la fréquence de répétition. Il est difficile d'établir une fréquence limite de manière analytique. Car si à l'instant de la première ouverture de cavité la population du niveau métastable n'est pas supérieure à la population seuil, cette condition pourra être vérifiée à la n ème ouverture de cavité. Les calculs présentés dans ce paragraphe sont effectués avec une puissance de pompe de 1 W.

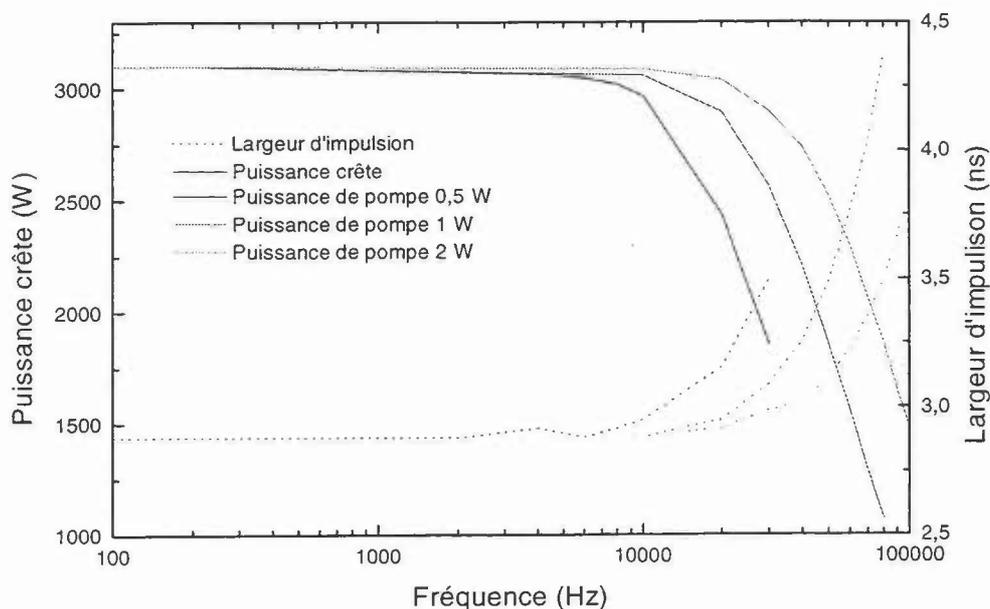


figure 4-5 : Calcul de la puissance crête et de la largeur d'impulsion en fonction de la fréquence de répétition pour des faisceaux uniformes.

La puissance crête et la largeur d'impulsion ont donc été calculées pour plusieurs fréquences de répétition et pour plusieurs puissances de pompe. Les résultats sont reportés sur la figure 4-5. On peut donc voir qu'avec ces conditions de calcul, on obtient une chute d'un facteur deux sur la puissance crête pour une fréquence de répétition qui varie avec la puissance de pompe. En effet, l'ion ytterbium se comporte, vis à vis de l'ion erbium, comme un « réservoir » à énergie. Le dépeuplement du niveau haut de la transition laser due à l'impulsion de commutation des pertes est compensé très rapidement par le transfert énergétique de l'ion ytterbium vers l'ion erbium. Il suffit simplement qu'entre deux impulsions le niveau haut de l'ytterbium ait eu le temps de se repeupler de la quantité transférée à l'ion erbium. Ce temps est d'autant plus court que la puissance de pompe est élevée.

Pour des systèmes de commutation des pertes relativement lents (supérieurs à 60 ns), la puissance crête restituée sera inférieure à celle calculée. Il faut donc prendre en compte le temps de commutation du système. Le temps de commutation est défini figure 4-6.

Avant $t=0$, les pertes sont de 100 %.

À $t=0$, les pertes diminuent linéairement.

Après le temps de commutation, les pertes sont égales aux pertes intrinsèques de la cavité.

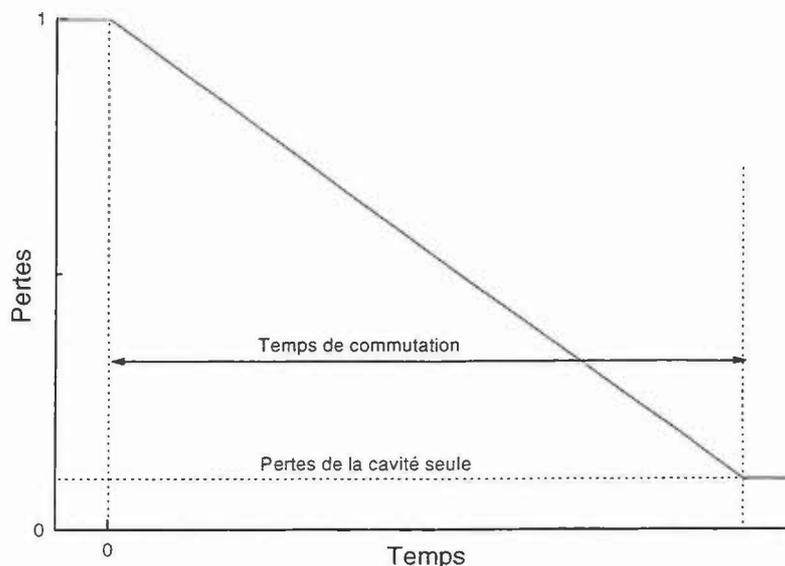


figure 4-6 : Définition du temps de commutation des pertes.

Si le temps de commutation est trop important, l'énergie restituée dans l'impulsion n'est pas maximale. On a donc une diminution de la puissance crête et une augmentation de la largeur d'impulsion (voir figure 4-7). Pour un temps de commutation supérieur à 65 ns, on a une diminution d'un facteur deux de la puissance crête.

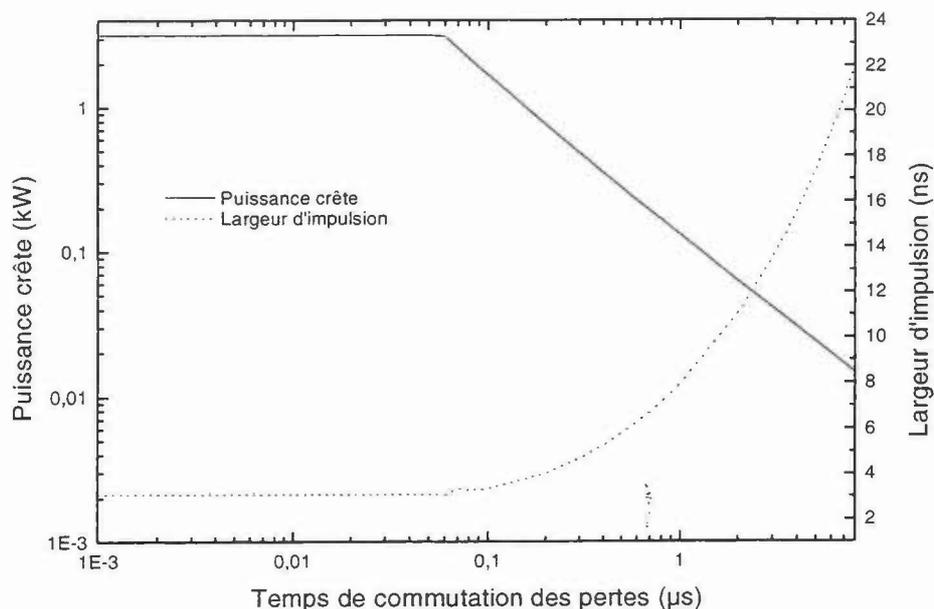


figure 4-7 : Évolution de la puissance crête et de la largeur d'impulsion en fonction du temps de commutation des pertes.

4.4 Conclusion.

Nous avons donc obtenu un ordre de grandeur des puissances de pompe au seuil et des rendements possibles en régime continu. En régime dynamique, les ordres de grandeur des temps de « migration » de l'énergie de l'ion ytterbium vers l'ion erbium ont été calculés. Nous avons trouvé une méthode pour estimer le coefficient de transfert d'énergie. Les ordres de grandeur des temps de commutation et fréquence de répétition maxima pour avoir une énergie restituée maximale ont été estimés.

Dans le chapitre suivant, nous présentons tous nos résultats expérimentaux effectués sur ce laser.

5. Résultats expérimentaux.

5.1 Introduction.

Ce chapitre est consacré à la réalisation d'un laser compact à sécurité oculaire pompé par diodes laser de puissance dont la partie active est une matrice dopée avec des ions erbium

Les résultats présentés dans ce chapitre n'ont pas été effectués sur le même matériau que celui présenté dans le chapitre 2. En effet, si la matrice est la même, les dopages sont différents. Les dopages utilisés dans ce chapitre ne nous ont pas été communiqués pour des raisons de propriété industrielle par la société Kigre Inc.. Toutefois à la lumière des analyses menées au chapitre 2, nous avons pu les estimer à partir des sections efficaces :

- dopage en erbium : $1,4 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$,
- dopage en ytterbium : $1,6 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$.

Trois sources de pompage différentes ont été utilisées :

- un laser à saphir dopé au titane pour valider le fonctionnement du laser,
- une diode laser de puissance fibrée pour réaliser un laser compact,
- une barrette de diodes laser associée à un « entonnoir » optique de manière à augmenter la puissance de pompage optique disponible.

Avec les deux premières sources qui sont des sources continues, deux modes de fonctionnement ont été étudiés :

- le fonctionnement continu
- le fonctionnement déclenché par commutation des pertes à l'aide de systèmes mécaniques.

La troisième source n'est pas une source continue mais une source quasi-continue (voir paragraphe 5.4.1) et seul un mode de fonctionnement en régime relaxé a été étudié.

5.2 Pompage optique par un laser à saphir dopé au titane.

Le schéma de principe de l'expérimentation est présenté sur la figure 5-1.

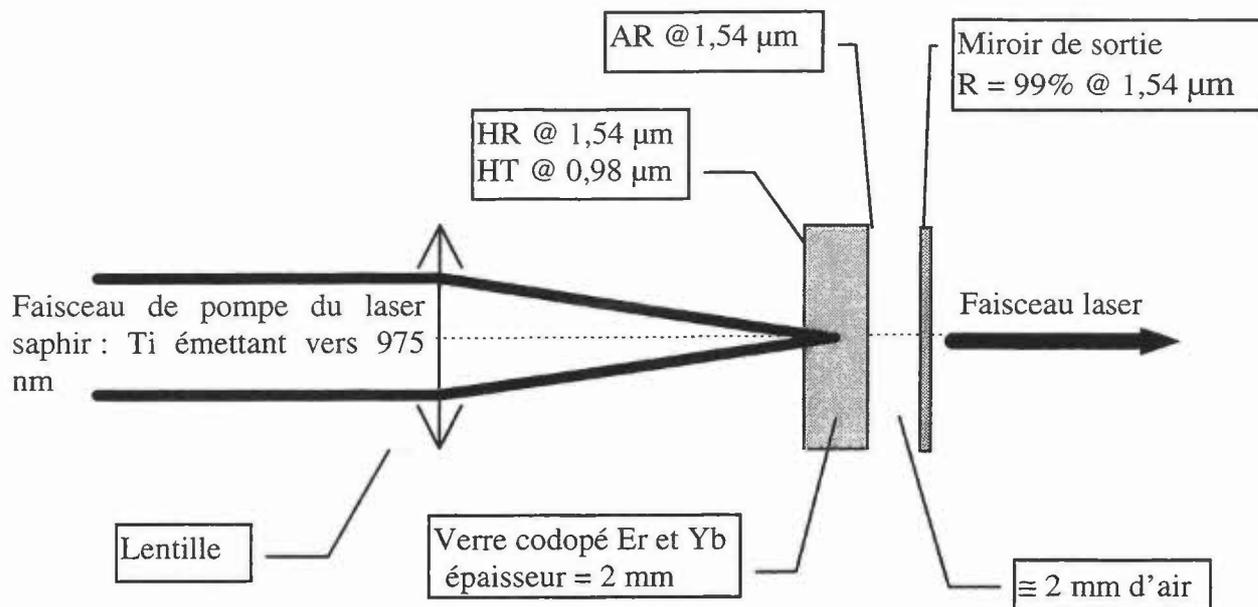


figure 5-1 : Schéma expérimental.

5.2.1 Régime continu.

5.2.1.1 Mesures de puissance.

La longueur d'onde d'émission du laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ est optimisée vers 975 nm. Le point de focalisation du faisceau de pompe est positionné approximativement au milieu du matériau actif.

Plusieurs lentilles de focalisation ont été testées (voir figure 5-2) de manière à optimiser la dimension du point de focalisation du faisceau de pompe. Le tableau 5-1 présente un récapitulatif des puissances de pompe au seuil et des rendements pour les différentes lentilles utilisées.

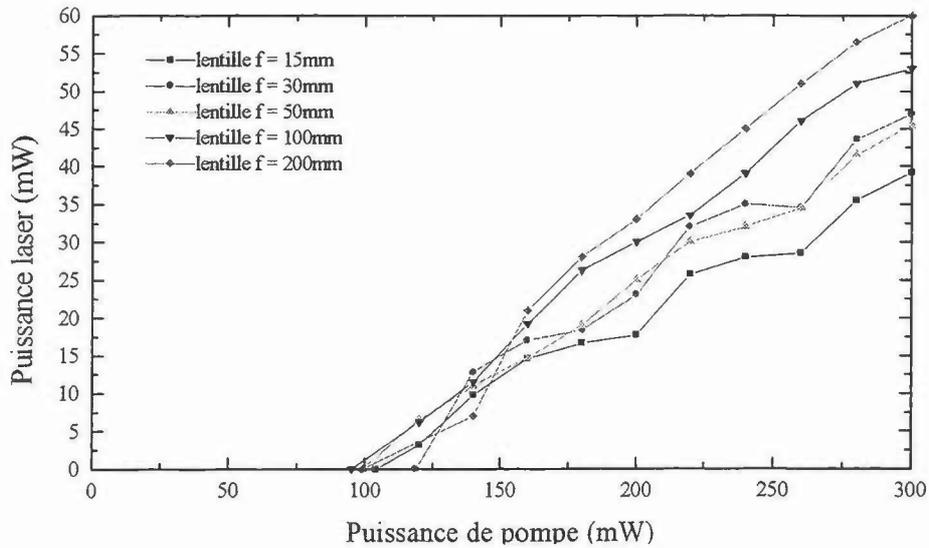


figure 5-2 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différentes lentilles de focalisation

	f = 15 mm	f = 30 mm	f = 50 mm	f = 100 mm	f = 200 mm
Seuil (mW)	104	119	99	95	99
Rendement (%)	19,5	23	22	26,5	30

tableau 5-1 : Récapitulatif des seuils et rendements pour les différentes lentilles de focalisation du faisceau de pompe.

Une lentille de focale 400 mm a aussi été essayée mais aucun effet laser n'a été observé.

Le meilleur rendement est donc obtenu pour une lentille de focalisation de 200 mm, ce qui correspond à un rayon à $\frac{1}{e^2}$ du point de focalisation d'environ 100 μm . Le faisceau issu du laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ est à peu près collimaté sur une distance d'environ 2 mm, on peut donc estimer la dimension du point de focalisation après la lentille par la formule : $w = \frac{\lambda f}{D}$ avec :

λ : longueur d'onde du faisceau

f : focale de la lentille

D : diamètre du faisceau collimaté incident.

Une fois la lentille de focalisation optimale déterminée, on refait une série de mesures (voir figure 5-3).

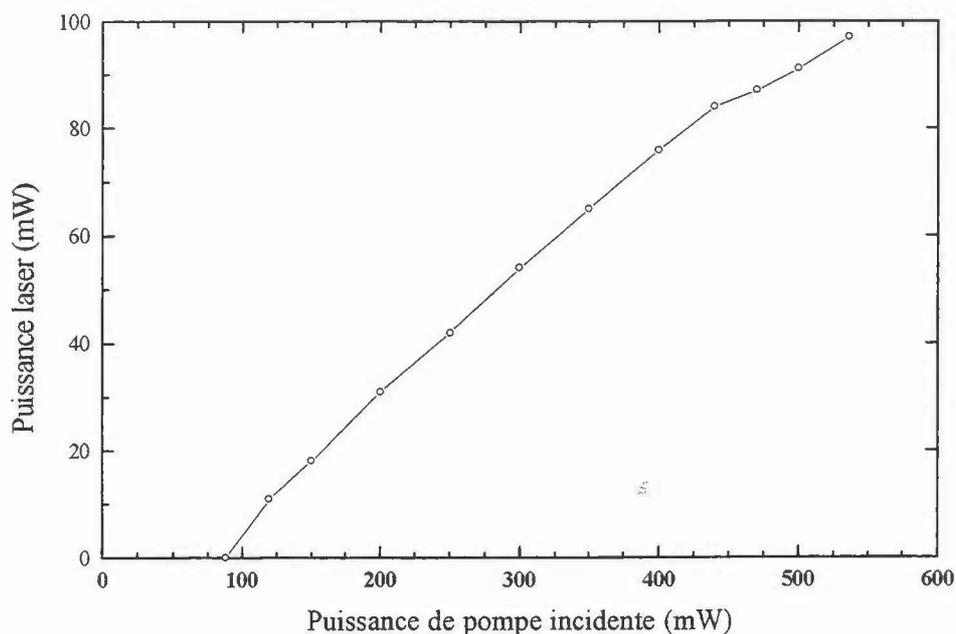


figure 5-3 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour une lentille de focalisation de 200 mm.

On obtient donc un seuil de 88 mW, une pente de 25% et un rendement optique/optique de 18%. Dans cette configuration la cavité du laser de pompe a été légèrement modifiée de manière à obtenir une puissance de pompe plus importante. Cela se traduit certainement par une modification de la qualité de mode de ce faisceau. Cette modification explique en partie les différences de puissance de pompe au seuil et de rendement différentiel externe entre la figure 5-2 et la figure 5-3.

5.2.1.2 Mesure de la divergence du faisceau.

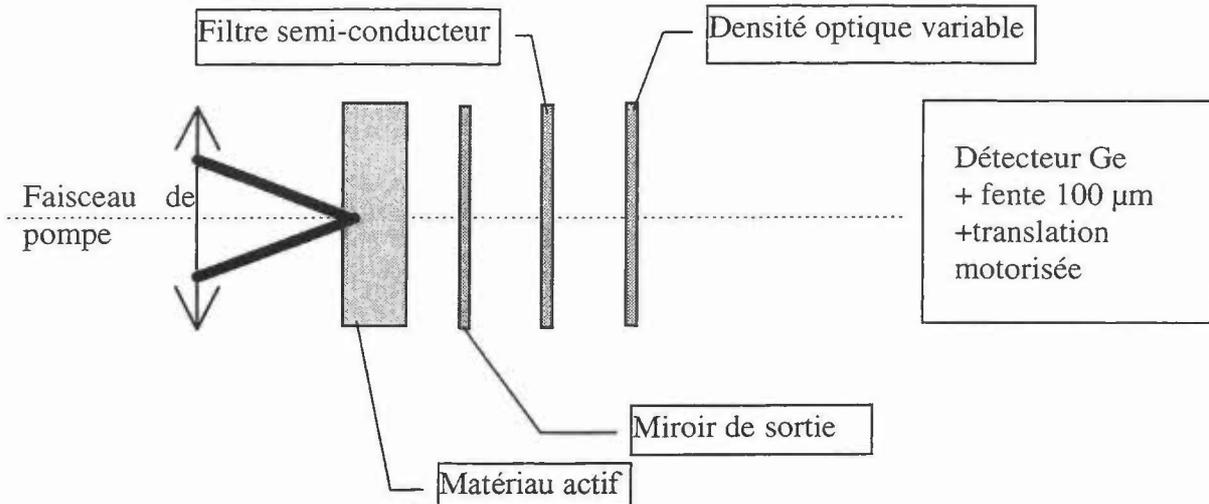


figure 5-4 : Schéma du dispositif permettant de mesurer la divergence du faisceau laser.

Le filtre semi-conducteur absorbe le faisceau de pompe. Le détecteur au germanium monté sur une translation motorisée et muni d'une fente de 100 µm permet d'enregistrer le profil du faisceau selon deux axes perpendiculaires à l'axe de propagation. Le diamètre du faisceau est mesuré à différentes positions sur l'axe de propagation, ce qui permet de calculer la divergence du faisceau selon ces deux axes (voir figure 5-5).

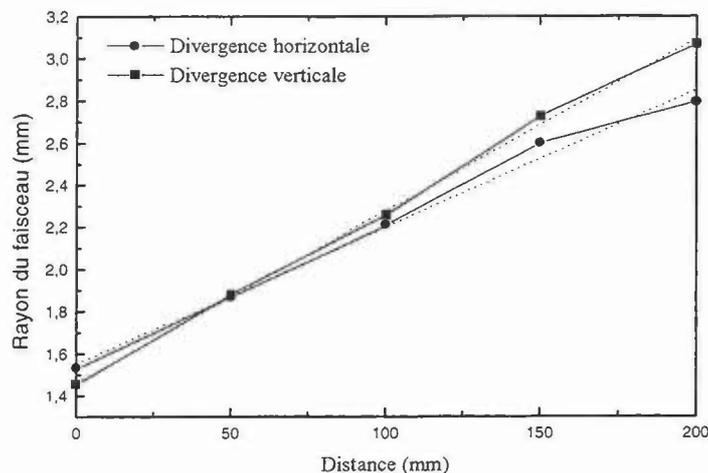


figure 5-5 : Divergence du faisceau laser suivant deux axes perpendiculaires.

En dehors de la zone de Rayleigh, l'accroissement du diamètre du faisceau est proportionnelle à la distance entre la cavité laser et le détecteur : $\frac{w(z + \Delta z)}{w(z)} = \Theta \Delta z$ avec

Θ : divergence du faisceau

w : rayon à $\frac{1}{e^2}$ du faisceau.

On a donc une divergence de 8 mrad suivant l'axe horizontal et 6,5 mrad suivant l'axe vertical.

5.2.1.3 Mesure du facteur de qualité du faisceau.

Le diamètre d'un faisceau gaussien parfait en fonction de la position sur l'axe de propagation est donné par [21] :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{(z - z_0)\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2} \text{ avec :}$$

w_0 : rayon à $\frac{1}{e^2}$ du faisceau au point de focalisation,

z_0 : position sur l'axe de propagation du point de focalisation du faisceau,

z : position sur l'axe de propagation,

λ : longueur d'onde du faisceau.

Le paramètre M d'un faisceau qualifie l'écart de divergence entre un faisceau quelconque et un faisceau unimodal ayant la même taille de mode au point de focalisation :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{(z - z_0)\lambda M}{\pi w_0^2} \right)^2}$$

équation 5-1

Si $M = 1$, alors le faisceau mesuré suit une distribution parfaitement gaussienne. Il est alors limité par la diffraction.

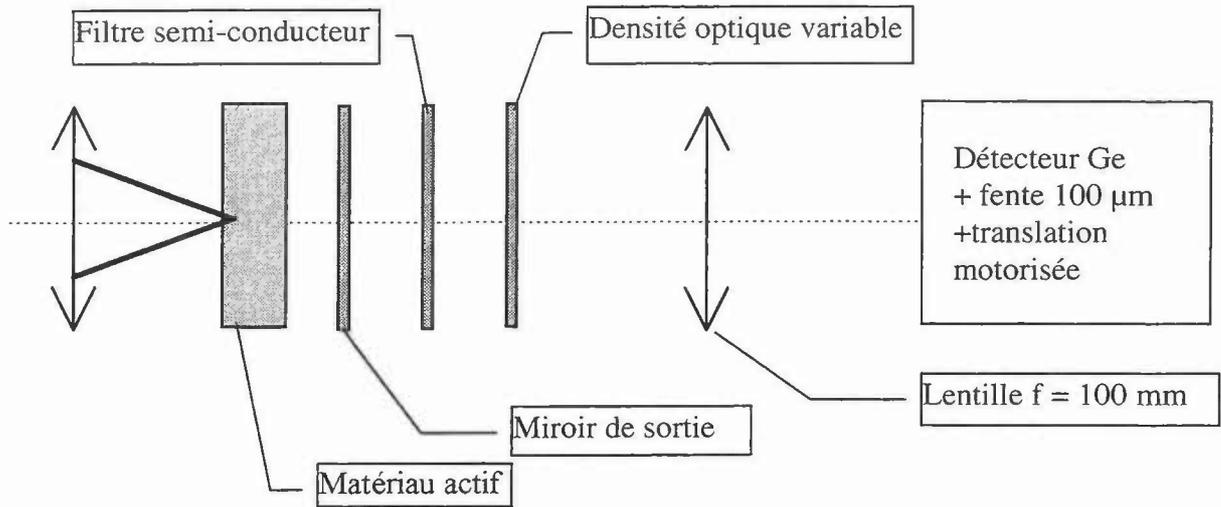


figure 5-6 : Schéma du dispositif permettant de mesurer le paramètre M du faisceau.

En focalisant le faisceau en sortie de cavité et en effectuant différentes mesures de part et d'autres du point de focalisation (voir figure 5-7), il est possible de calculer le paramètre M du faisceau laser en optimisant les paramètres de l'équation 5-1 par la méthode des moindres-carrés de manière à faire correspondre les paramètres de cette équation avec les points de mesures.

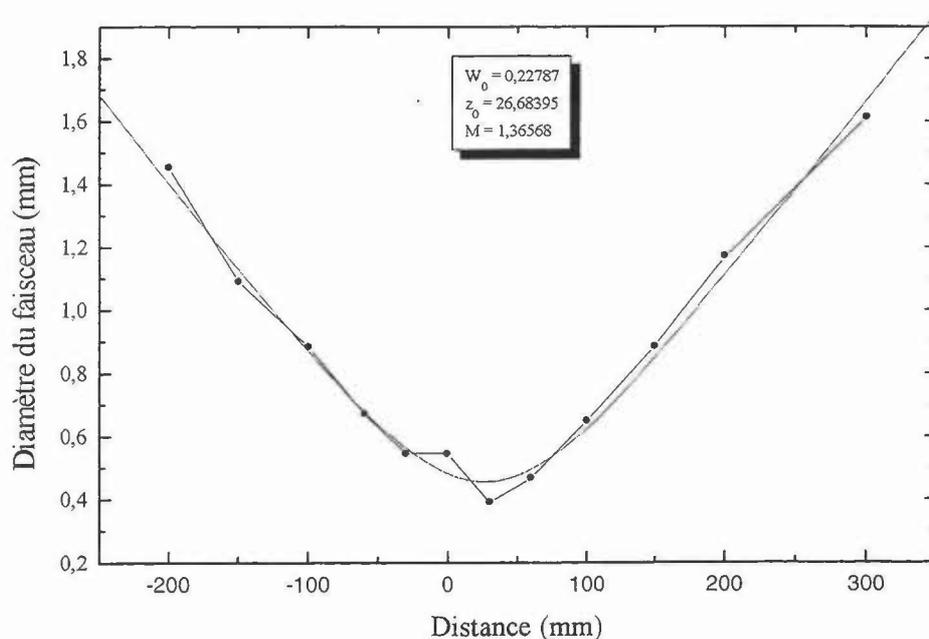


figure 5-7 : Mesure du paramètre M du faisceau.

On obtient donc un paramètre M de 1,3. On peut donc dire que le faisceau est à peu près limité par la diffraction.

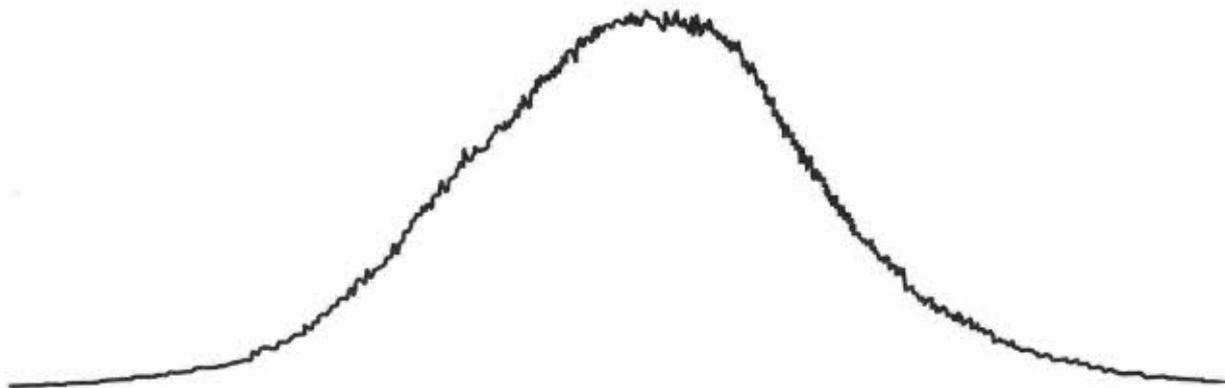


figure 5-8 : Profil spatial du faisceau laser en champ lointain.

On peut aussi voir sur la figure 5-8 que le profil spatial du faisceau, à une asymétrie, près est relativement proche d'une gaussienne. Cette asymétrie peut s'expliquer par une légère asymétrie du faisceau de pompe (voir paragraphe 5.2.1.4). En effet la cavité utilisée est à miroirs plans parallèles, elle est donc stabilisée par le guidage par le gain et l'éventuelle lentille thermique. Ces mécanismes sont engendrés par le faisceau de pompe.

Connaissant la divergence et le paramètre M, il est facile de connaître la dimension du mode intra-cavité. En se plaçant en dehors de la zone de Rayleigh, l'équation 5-1 devient :

$$\Theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

avec :

Θ : divergence du faisceau,

λ : longueur d'onde,

w_0 : dimension du mode au point de focalisation.

On a donc la dimension du mode intra-cavité sur l'axe horizontal ($w_{0h} = 78 \mu\text{m}$) et vertical ($w_{0v} = 97 \mu\text{m}$).

5.2.1.4 Mesure de la dimension du point de focalisation du faisceau de pompe

La dimension du point de focalisation du faisceau de pompe nous est nécessaire pour modéliser le fonctionnement du laser.

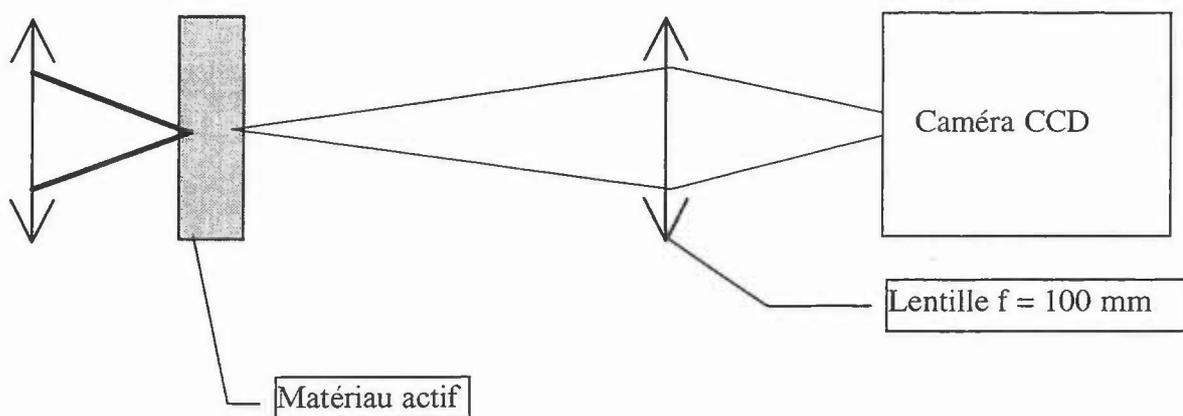


figure 5-9 : Schéma du dispositif de mesure de la dimension du point de focalisation du faisceau de pompe.

À partir du schéma de la figure 5-6, on se place au maximum de puissance de pompe puis on retire le miroir de sortie, les filtres et les densités. On fait l'image de la face de sortie du matériau actif sur une caméra CCD (voir figure 5-9). On déplace légèrement la lentille de focalisation du faisceau de pompe suivant un axe perpendiculaire à l'axe de propagation d'une distance connue et on mesure le déplacement correspondant sur la caméra. Le rapport des deux donne le grandissement : $G=4$. On mesure le profil du faisceau à l'aide d'un système d'analyse de profil (voir figure 5-10). Les rayons mesurés sont ensuite divisés par le grandissement introduit par la lentille d'imagerie. On obtient donc les dimensions horizontales et verticales du point de focalisation du faisceau de pompe qui sont respectivement : $w_{ph} = 96 \mu\text{m}$ et $w_{pv} = 112 \mu\text{m}$.

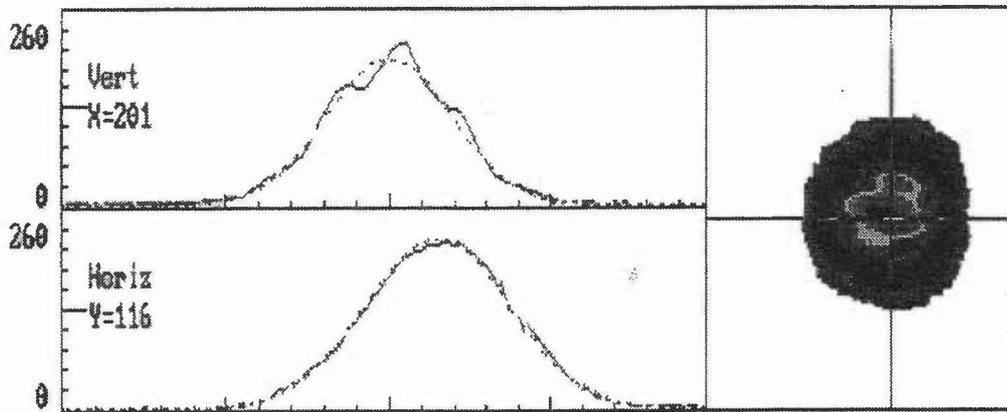


figure 5-10 : Profil spatial du faisceau de pompe au point de focalisation

On a donc le profil du faisceau laser qui suit à peu près le profil du faisceau de pompe mais en étant plus petit. Ceci s'explique par le fait que l'ion erbium est décrit par un système de type 3 niveaux, c'est à dire ayant une absorption non-négligeable à la longueur d'onde laser. Le profil du faisceau de pompe crée donc une zone de gain mais ayant une dimension légèrement plus petite que la zone pompée (voir figure 5-11).

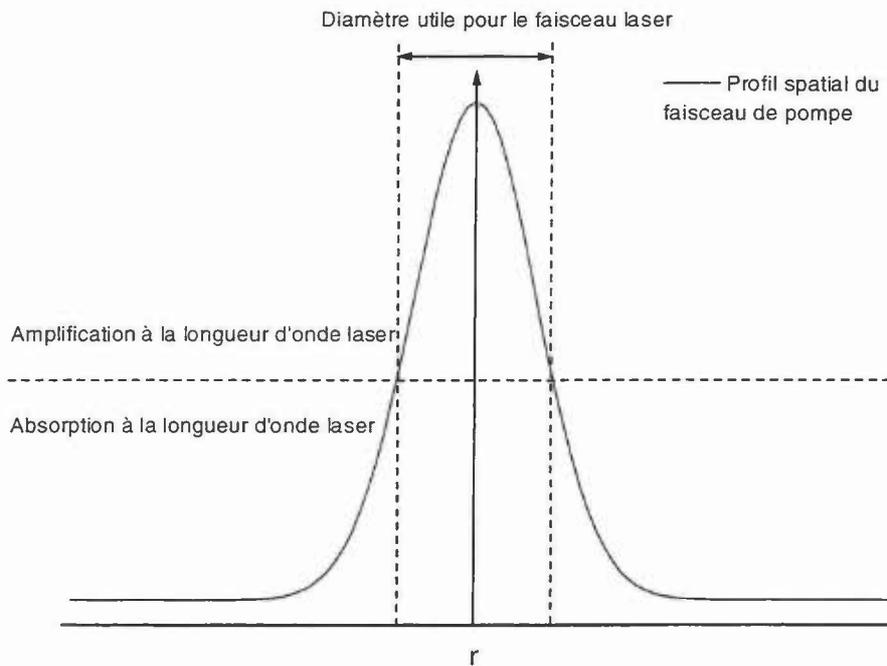


figure 5-11 : Représentation graphique du diamètre utile du faisceau de pompe (il n'est pas tenu compte de la saturation du gain).

Nous allons maintenant présenter ce même laser déclenché par commutation des pertes.

5.2.2 Régime déclenché.

Le dispositif expérimental est le même que celui présenté sur la figure 5-1. Un disque tournant présentant une ouverture de ≈ 1 mm est inséré dans la cavité entre le matériau actif et le miroir de sortie.

On obtient un fonctionnement impulsionnel par commutation des pertes. Le profil temporel de l'impulsion est mesuré à l'aide d'une photodiode InGaAs ayant un temps de réponse de 0,5ns.

Le profil temporel de l'impulsion laser obtenue est présentée figure 5-12. La largeur à mi-hauteur est 48 ns pour une énergie de 8,6 μ J. La puissance crête associée est donc de 180 W.

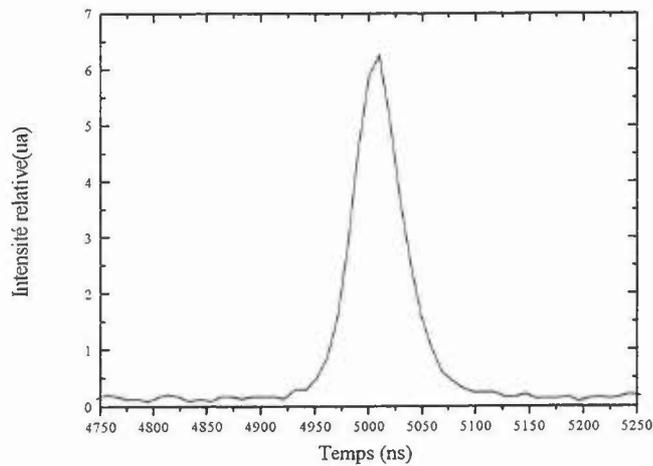


figure 5-12 : Profil temporel de l'impulsion laser.

À la vue des résultats obtenus en pompage par un laser à saphir dopé au titane, nous pouvons remplacer le laser de pompe par une diode laser. La puissance de pompe au seuil devrait être plus importante et le rendement différentiel externe devrait être plus faible du fait des propriétés spectrales et spatiales de la diode laser comparées à celles d'un laser à saphir dopé au titane.

5.3 Pompage optique par diode laser de puissance.

La cavité à miroirs plans parallèles est surtout stabilisée par le guidage par le gain (si les miroirs sont directement en contact avec le matériau actif) car la lentille thermique est divergente ($\frac{dn}{dt} < 0$ selon les données du fabricant). La forme du faisceau laser est donc définie par la forme du faisceau de pompe. L'obtention d'un faisceau monomode transverse étant importante, nous avons décidé de circulariser le mode de pompe de la diode laser par une fibre optique multimodale.

Le schéma du dispositif mis en oeuvre est présenté figure 5-13.

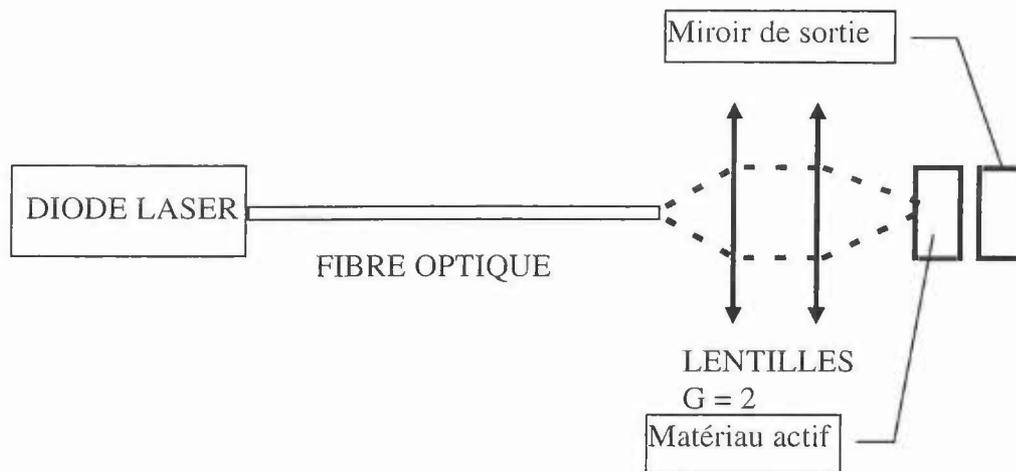


figure 5-13 : Schéma du dispositif de pompage par diode laser de puissance.

La diode laser de puissance est directement couplée dans une fibre optique multimodale de $125\ \mu\text{m}$ de cœur, de $140\ \mu\text{m}$ de gaine et dont l'ouverture numérique est 0,48. La sortie de la fibre optique est imagée avec un grandissement de deux dans le matériau actif par l'intermédiaire de deux lentilles asphériques traitées antireflet à la longueur d'onde d'émission de la diode laser. Le matériau actif et le miroir de sortie sont identiques à ceux représentés sur la figure 5-1.

5.3.1 La diode laser de pompe.

Les diodes laser utilisées dans cette étude sont réalisées au Laboratoire Central de Recherches de Thomson-CSF au sein du Laboratoire Matériaux et Technologies Optoélectroniques.

Ces diodes laser sont ensuite caractérisées en puissance dans notre laboratoire avant d'être fibrées par Thomson-CSF Semi-conducteurs. Elles sont ensuite caractérisées dans leur forme définitive.

5.3.1.1 Caractéristiques de la diode laser seule.

Le schéma de la structure de la diode laser est présentée sur la figure 5-14.

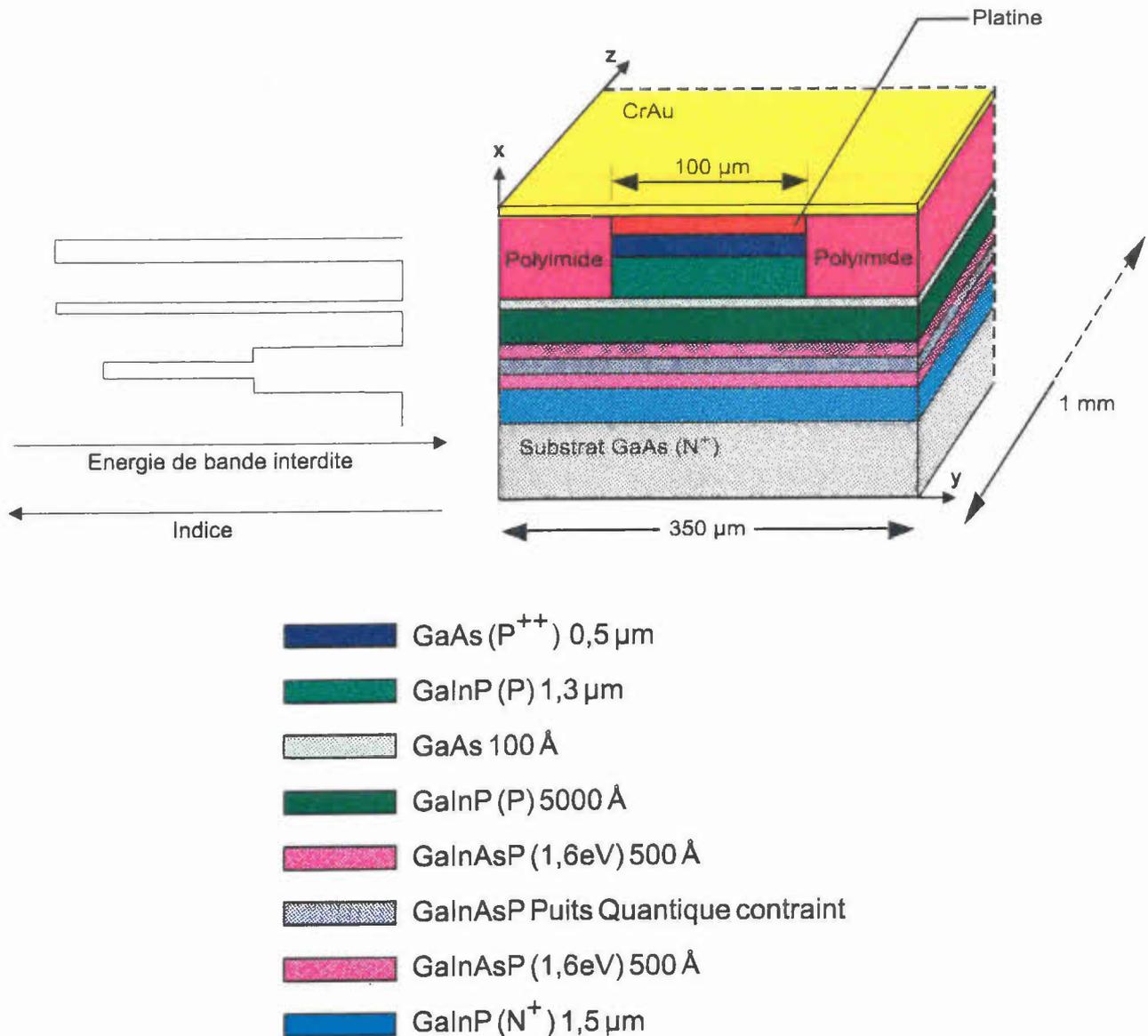


figure 5-14 : Schéma de la structure d'une diode laser de puissance.

La partie active (zone de gain) de la diode (voir figure 5-14) est le puits quantique contraint. La cavité optique est définie par :

- la réflexion de Fresnel de l'interface air/semi-conducteur ou les éventuels miroirs déposés sur les faces (axe z),
- les couches de confinement optique entourant le puits quantique. Leur indice optique plus faible que celui du puits quantique assure un guidage efficace de la lumière (axe x),
- l'électrode de contact électrique localisée au dessus de la zone qui doit émettre assure des lignes de courant à peu près localisées au dessous de cette électrode (axe y). Seule la partie du puits quantique traversée par ces lignes de courant est capable d'émettre de la lumière.

La cavité optique a donc à peu près les dimensions suivantes :

- $z \approx$ de $500 \mu\text{m}$ à 1 mm
- $x \approx 1 \mu\text{m}$
- $y \approx 100 \mu\text{m}$

Le faisceau émis par la diode devrait donc présenter une demi-divergence à $\frac{1}{e}$: $\Theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ où λ est la longueur d'onde émise et w_0 la dimension du mode. On obtient donc :

- $\Theta_x \approx 18^\circ$
- $\Theta_y \approx 0,18^\circ$

Pour comparer ces valeurs avec celles obtenues à partir de la figure 5-16 et de la figure 5-17. Il faut multiplier ces valeurs par $2\ln(2)$ car les valeurs mesurées sont les divergences totales à mi-hauteur :

- $2\ln(2)\Theta_x \approx 26^\circ$ pour 31° mesurés,
- $2\ln(2)\Theta_y \approx 0,26^\circ$ pour 10° mesurés.

La différence existant entre les valeurs théoriques et expérimentales selon l'axe des x provient de la difficulté à connaître a priori la dimension exacte de la zone émissive dans cette direction. Par contre la différence entre les valeurs théoriques et expérimentales de la divergence suivant l'axe des y est due au caractère non gaussien du faisceau dans cette direction. En effet l'équation reliant la divergence à la dimension du mode n'est valable que pour un faisceau de profil spatial gaussien. On caractérise donc la divergence dans cette direction

par son écart à la divergence d'un faisceau gaussien ayant la même dimension de mode : $M^2 = \frac{10}{0,26} \approx 40$. Cet astigmatisme est dû essentiellement au guidage par le gain du faisceau laser suivant l'axe y.

La puissance émise par la diode laser en fonction du courant est présentée figure 5-15.

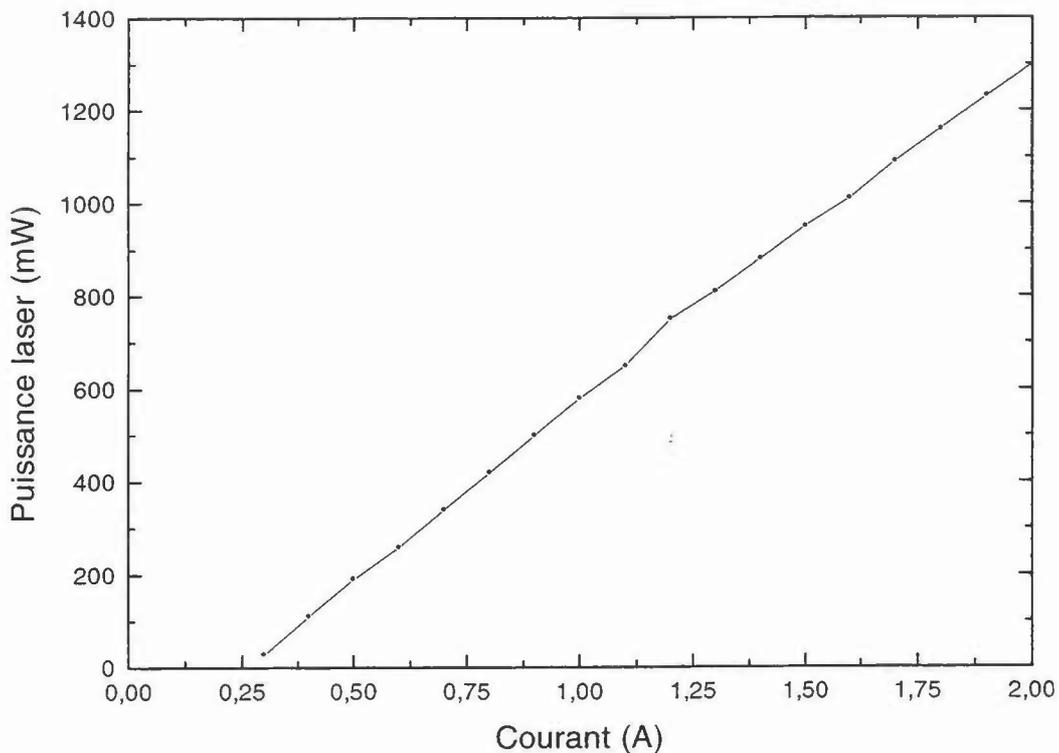


figure 5-15 : Puissance laser émise par une diode à 0,98 µm en fonction du courant.

La diode présente un courant de seuil de l'ordre de 250 mA et un rendement différentiel externe de 0,8 W/A. Elle est capable de délivrer une puissance optique de 1,3 W sans présenter de vieillissement sur plusieurs centaines d'heures de fonctionnement.

Les diagrammes de rayonnement en champ lointain dans les plans perpendiculaires et parallèles à la jonction sont présentés figure 5-16 et figure 5-17.

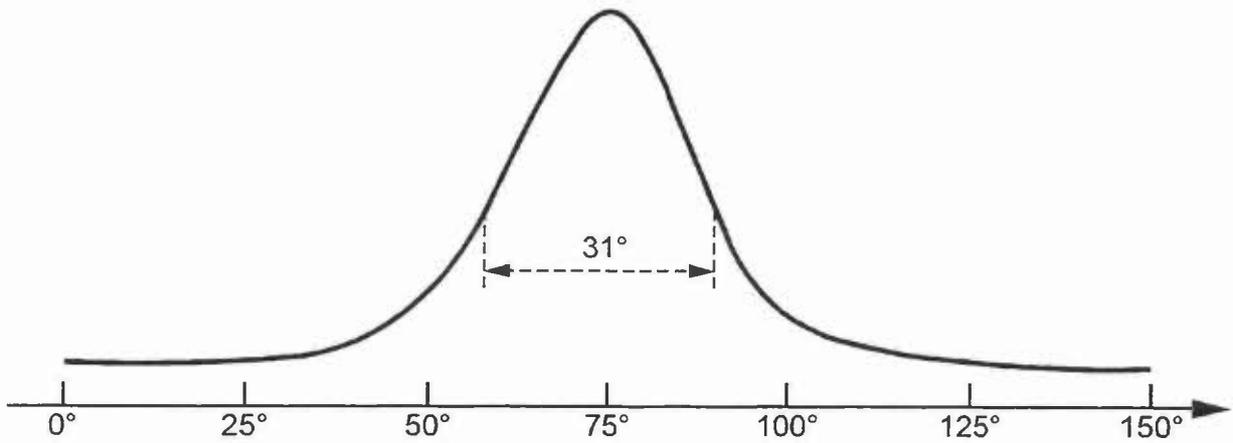


figure 5-16 : Diagramme de rayonnement de la diode laser dans le plan perpendiculaire à la jonction.

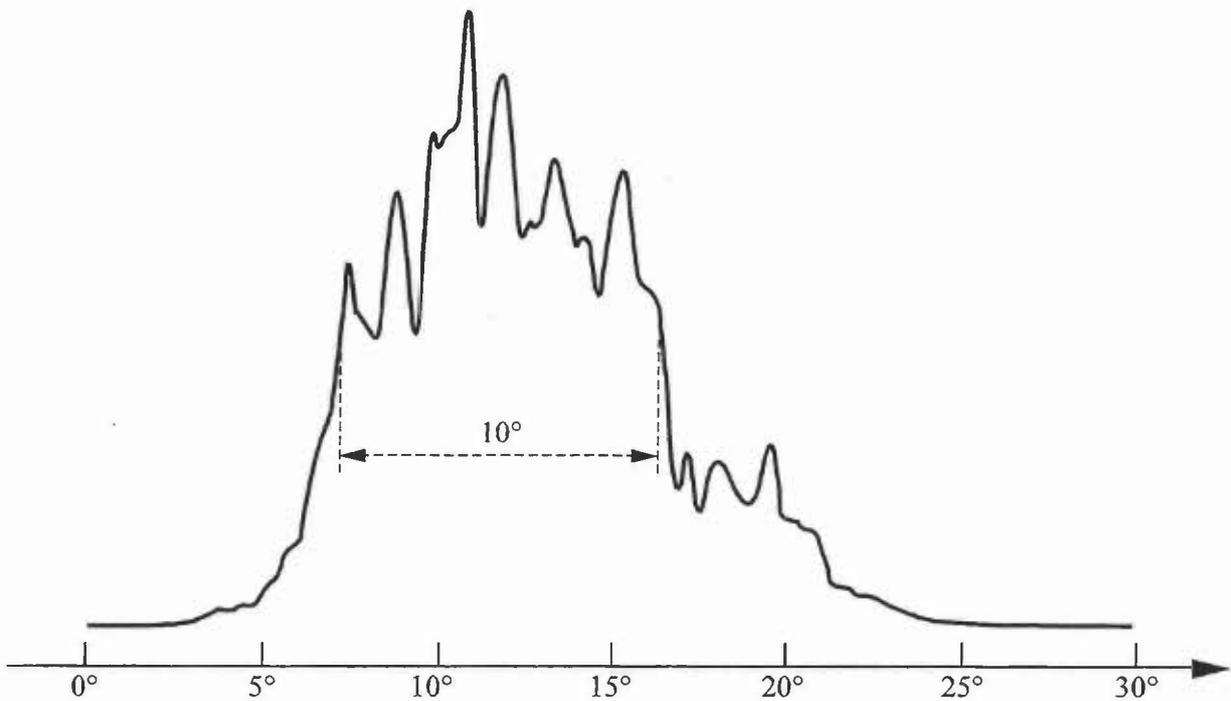


figure 5-17 : Diagramme de rayonnement de la diode laser dans le plan parallèle à la jonction.

Le faisceau est issu d'une surface de $100 \times 1 \mu\text{m}^2$, la divergence dans le plan parallèle à la jonction est $\Theta_{//}=10^\circ$ et dans le plan perpendiculaire à la jonction est $\Theta_{\perp}=31^\circ$.

5.3.1.2 Calcul théorique du coefficient de couplage de la diode laser dans une fibre optique multimodale.

Pour coupler efficacement le faisceau issu de la diode laser dans une fibre optique multimodale sans avoir recours à une optique de couplage, il faut utiliser une fibre dont le diamètre du coeur couvre la surface émissive de la diode laser ($\approx 100 \mu\text{m}$) et dont l'ouverture numérique est suffisante pour obtenir un couplage correct. La fibre optique utilisée est une fibre silice/polymère dont le diamètre de coeur est $125 \mu\text{m}$, le diamètre de gaine est $140 \mu\text{m}$ et l'ouverture numérique est $ON = 0,37$.

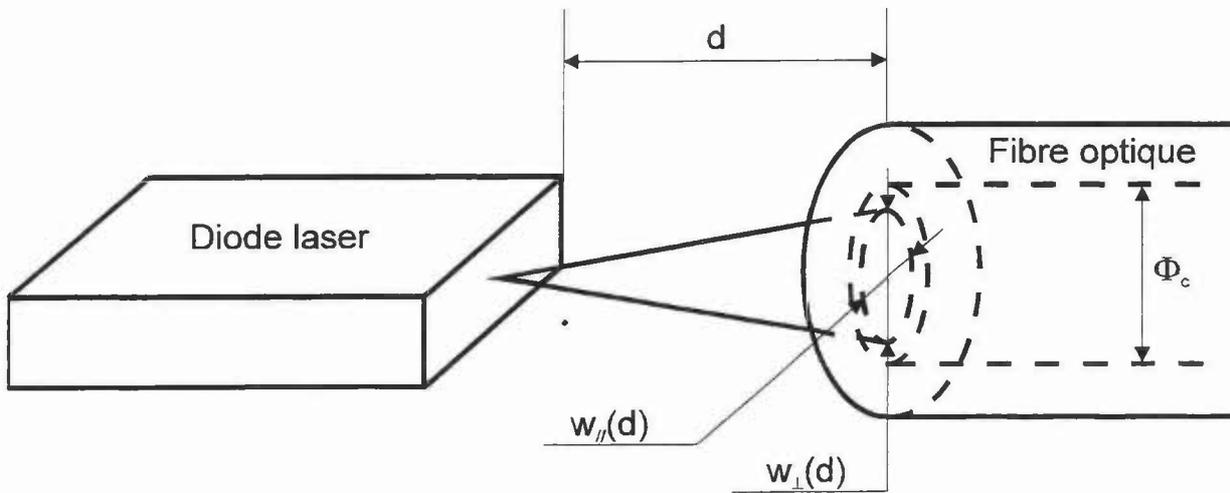


figure 5-18 : Schéma de principe du couplage d'une diode laser dans une fibre optique multimodale

On considère que la fibre optique est suffisamment proche de la diode pour que tous les rayons lumineux émis avec une incidence inférieure à $\Theta_{\text{max}} = \arcsin(ON)$ (ON : ouverture numérique de la fibre) pénètrent dans le coeur de la fibre. Pour que cette condition soit vérifiée la distance d entre la fibre et la diode doit être inférieure à d_{max} .

$$\text{On obtient } d_{\text{max}} = \min\left(\frac{\Phi_c}{2 \tan(\Theta_{\text{max}})}, \frac{\Phi_c - L_D}{2 \tan(\Theta_{\text{||}})}\right) \text{ avec } L_D = 100 \mu\text{m} : \text{ largeur du}$$

ruban d'émission de la diode. Pour une fibre optique ayant un diamètre de coeur de $125 \mu\text{m}$ et une ouverture numérique de $0,37$, on obtient $d_{\text{max}} = 140 \mu\text{m}$. En pratique la distance entre la fibre et la diode peut être inférieure à cette valeur assurant ainsi la validité de cette hypothèse.

Le caractère multimodal du rayonnement émis par la diode n'est pas pris en compte. L'onde sera supposée à distribution gaussienne TEM₀₀. À une distance d de la diode, l'intensité I(r,Φ,d) émise par la diode est donnée par :

$$I = \frac{P \ln(2)}{\pi w_{\perp}(d) w_{//}(d)} e^{-\left(\frac{\ln(2)r^2 \cos^2(\Phi)}{w_{\perp}^2(d)}\right)} e^{-\left(\frac{\ln(2)r^2 \sin^2(\Phi)}{w_{//}^2(d)}\right)}$$

w_⊥ et w_{//} sont les rayons des faisceaux à mi-hauteur, Θ_⊥ et Θ_{//} sont les demi-divergences à mi-hauteur, avec w_{//}(d)=d tan(Θ_{//}), w_⊥(d)=d tan(Θ_⊥) et P : puissance émise par la diode.

La puissance couplée dans la fibre est :

$$P_c = \int_0^{w_{\max}(d)} \int_0^{2\pi} I \cdot r \cdot dr \cdot d\Phi = \frac{P \ln(2)}{\pi w_{\perp}(d) w_{//}(d)} \int_0^{w_{\max}(d)} \int_0^{2\pi} e^{-\left(\frac{\ln(2)r^2 \cos^2(\Phi)}{w_{\perp}^2}\right)} e^{-\left(\frac{\ln(2)r^2 \sin^2(\Phi)}{w_{//}^2}\right)} \cdot r \cdot dr \cdot d\Phi$$

avec w_{max}(d)=d tan(arcsin(ON)).

Ce calcul ne tient pas compte des pertes par réflexion à l'entrée et à la sortie de la fibre. Pour les modéliser de façon rigoureuse, il faudrait décomposer l'onde émise par la diode en ondes planes et utiliser les formules classiques d'électromagnétisme donnant la transmission en fonction de l'angle d'incidence. Pour des angles d'incidence inférieurs à 30°, ce calcul n'est pas nécessaire car les coefficients de transmission varient peu par rapport à leur valeur en incidence normale (soit pour une fibre ayant un coeur en silice d'indice 1,45, une transmission de 0,96). Le coefficient de couplage total est donc :

$$\eta = 0,96^2 \frac{P_c}{P} = \frac{2 \cdot 0,96^2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1 - e^{-\ln(2) \tan^2(\Theta_{\max})} \left[\left(\frac{\cos(\Phi)}{\tan(\Theta_{//})} \right)^2 + \left(\frac{\sin(\Phi)}{\tan(\Theta_{\perp})} \right)^2 \right]}{\frac{\tan(\Theta_{\perp})}{\tan(\Theta_{//})} \cos^2(\Phi) + \frac{\tan(\Theta_{//})}{\tan(\Theta_{\perp})} \sin^2(\Phi)} d\Phi.$$

Cette intégrale est calculée numériquement. Pour une diode laser ayant une largeur de zone émissive de 100 μm , une divergence parallèlement et perpendiculairement à la jonction valant respectivement Θ_{//}=10° et Θ_⊥=31° couplée dans une fibre optique ayant un diamètre de coeur de 125 μm et une ouverture numérique de 0,37, on trouve un couplage théorique de 78%.

5.3.1.3 Caractéristiques de la diode laser fibrée

La fibre est positionnée en optimisant le couplage puis le support de fibre est soudé sur le support de diode à l'aide d'un laser YAG (voir figure 5-19).

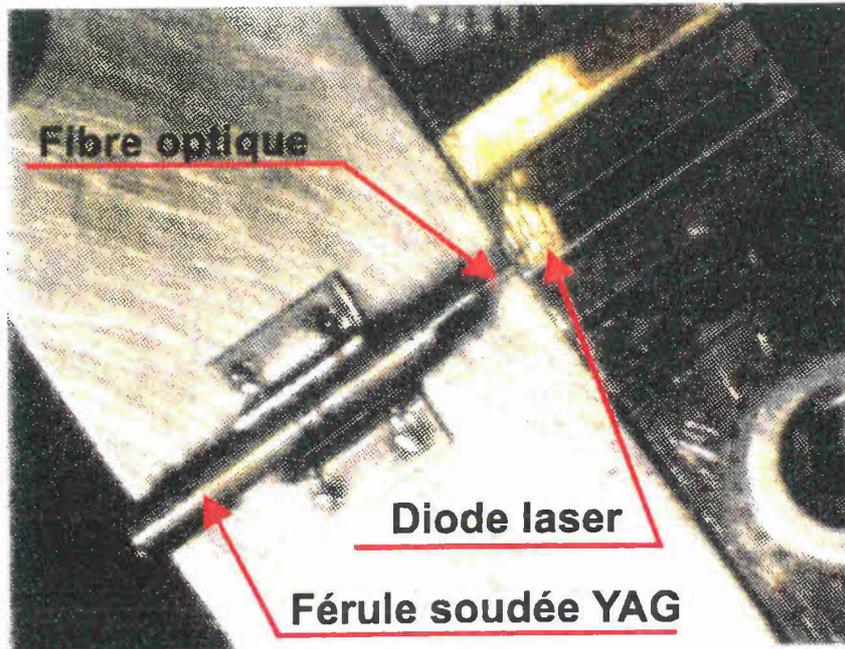


figure 5-19 : Diode laser fibrée

La puissance émise par la diode avant fibrage ainsi que la puissance disponible en sortie de fibre après fibrage en fonction du courant sont présentées figure 5-20. On peut donc ainsi évaluer le couplage pour chaque point de mesure. Les caractéristiques spatiales du faisceau issu de la diode varient en fonction du courant injecté ce qui explique les légères variations du coefficient de couplage en fonction du courant.

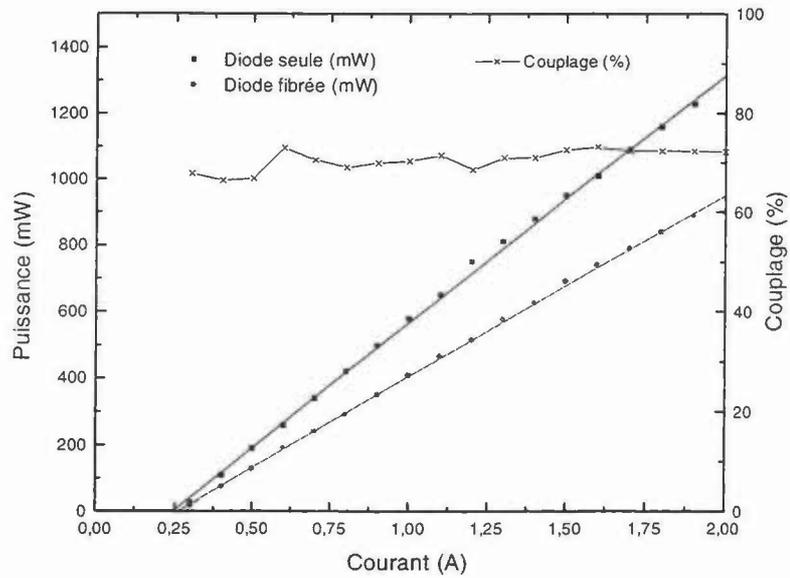


figure 5-20 : Puissance laser en entrée et en sortie de fibre et couplage en fonction du courant de diode.

On trouve un couplage moyen de 73 % pour un couplage théorique de 78 %. La puissance maximale en sortie de fibre est d'environ 0,9 W pour un courant d'injection de 2 A.

Le spectre d'émission de la diode laser fibrée est présenté figure 5-21.

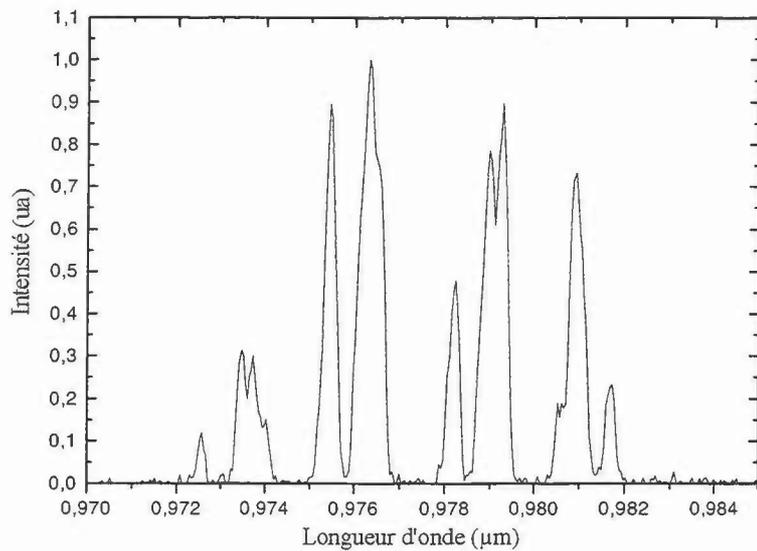


figure 5-21 : Spectre de la diode fibrée à T=26,6 °C (résolution 0,1 nm)

Sa largeur à mi-hauteur est de : 8 nm. Cette largeur spectrale est plus importante que celle observée habituellement pour les diodes laser (≈ 3 nm). De plus le spectre d'une diode laser est normalement continu et non une succession de pics comme sur la figure 5-21. Le spectre de la diode laser seule présente les mêmes caractéristiques, la forme du spectre de la diode laser fibrée n'est donc pas due à la présence de la fibre optique. La largeur du spectre de la diode étant supérieur à la largeur à mi-hauteur du spectre d'absorption du matériau (6 nm) l'efficacité du laser pompé avec cette diode risque de ne pas être optimale.

Nous allons maintenant présenter les deux modes de fonctionnement que nous avons expérimentés avec cette diode laser fibrée comme source de pompage optique :

- le régime continu,
- le déclenchement par commutation des pertes.

5.3.2 Régime continu.

5.3.2.1 Mesures de puissance.

Le schéma de principe de l'expérimentation est présenté figure 5-13.

La puissance laser émise à $1,5 \mu\text{m}$ ainsi que le coefficient d'absorption en fonction de la puissance de pompe sont présentés figure 5-22.

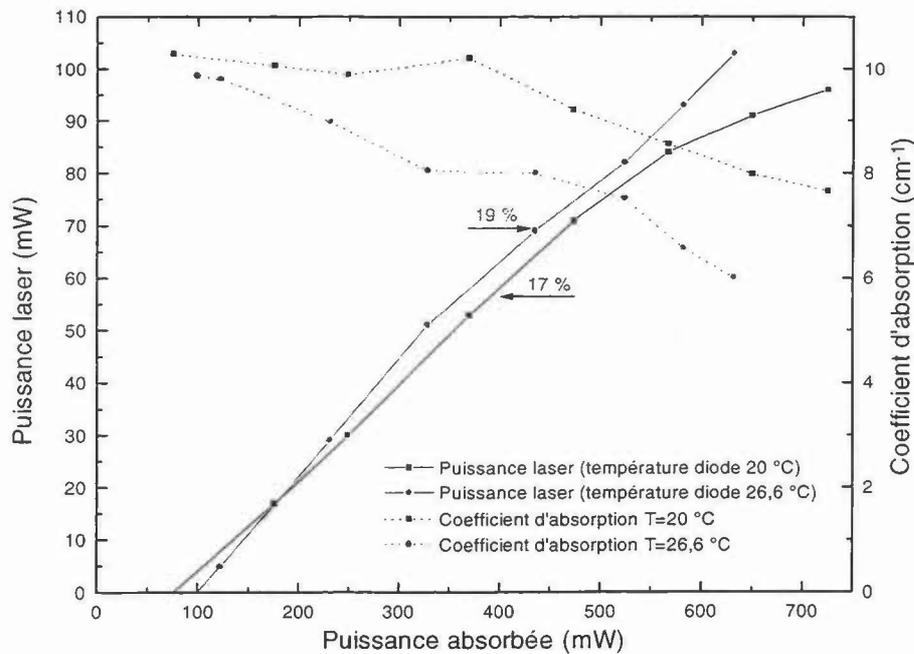


figure 5-22 : Puissance laser et coefficient d'absorption en fonction de la puissance absorbée par le milieu laser pour deux températures de diode différentes.

Les coefficients d'absorption représentés sur la figure ci-dessus sont des coefficients d'absorption moyens, c'est à dire les rapports entre la puissance incidente et la puissance transmise rapportés à la longueur du matériau actif. Ils ne tiennent pas compte des coefficients de réflexion des différentes interfaces. Les coefficients d'absorption diminuent quand le courant de diode augmente. Ce phénomène est dû à l'augmentation de la longueur d'onde d'émission de la diode et à son élargissement spectral résultant de l'augmentation de la température de jonction de la diode. Le spectre d'émission se décale par rapport au spectre d'absorption du matériau entraînant ainsi une absorption moins importante. Pour s'affranchir de ce problème, il faudrait maintenir une température constante au niveau de la jonction et avoir un système thermique capable d'évacuer toute la quantité de chaleur produite par la diode quelque soit son courant de fonctionnement.

Le spectre du faisceau laser émis autour de $1,53 \mu\text{m}$ pour un point de fonctionnement particulier est représenté figure 5-23.

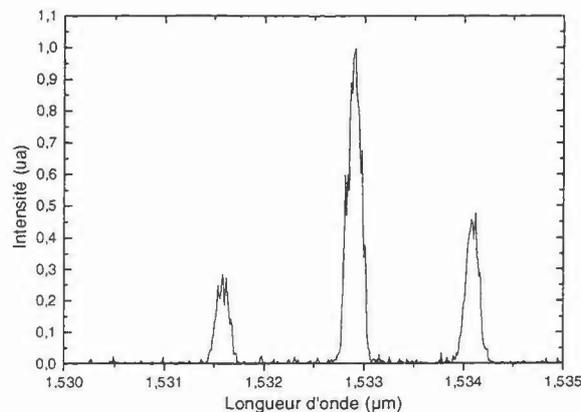


figure 5-23 : Spectre du faisceau laser à 1,533 μm pour un courant $I=2A$ et une température $T=26,6$ °C de la diode laser.

Il y a moins de modes longitudinaux que ce qui est prévu par la théorie. En effet, le nombre de modes longitudinaux est relié à la longueur de cavité et à la largeur de la courbe de fluorescence (voir paragraphe 6) par :

$$N = \frac{\Delta\lambda_c}{\Delta\lambda_g} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda_g L_{\text{eff}}} = 13$$

avec $\Delta\lambda_g$: largeur à 90 % (voir paragraphe 6) du spectre de fluorescence, $L_{\text{eff}} = 5$ mm : longueur optique de la cavité et λ : longueur d'onde. Il est possible que le nombre de modes présents dans la cavité soit réduit par le phénomène de « brûlage de trous » (« hole burning ») spatial.

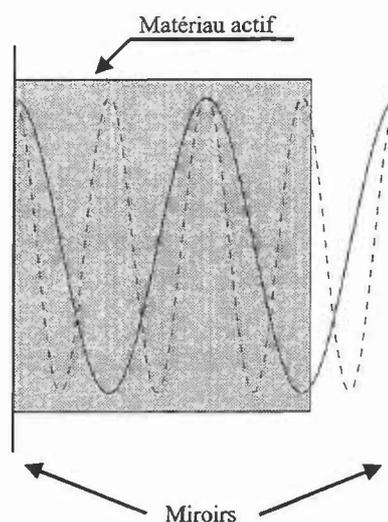


figure 5-24 : Schéma explicatif du « brûlage de trous » spatial dans une cavité à onde stationnaire. On a tracé la répartition spatiale de l'intensité pour deux modes de la cavité.

Quand une onde stationnaire s'établit elle est composée de noeuds (champ nul) et de ventres (champ maximal) (voir figure 5-24). A l'endroit du matériau amplificateur où il y a un noeud l'amplification n'est pas affectée puisqu'il n'existe pas à cet endroit de champ à amplifier. Par contre aux endroits présentant un ventre, le champ à amplifier est maximal et donc sature le gain à cet endroit. On se retrouve donc avec une modulation longitudinale du gain. Si une autre onde stationnaire ayant des ventres proches de l'onde précédente veut prendre naissance, elle « verra » à ces endroits un coefficient de gain « appauvri » qui compensera moins ou pas du tout les pertes de la cavité. Ce processus se rencontre dans les cavités à onde stationnaire (ici cavité linéaire) de petite dimension (peu de modes longitudinaux). Il est d'autant plus important que la transition d'émission du matériau est homogène. Dans notre cas la transition est totalement inhomogène, ce qui devrait rendre ce mécanisme négligeable.

5.3.2.2 Mesure de la divergence du faisceau.

On peut voir sur la figure 5-25 que le profil spatial du faisceau au point de focalisation est très proche d'une gaussienne parfaite.

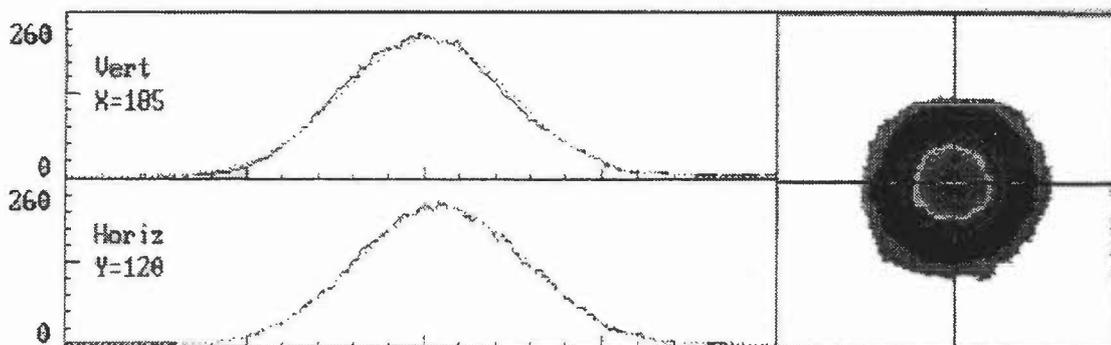


figure 5-25 : Profil spatial du faisceau laser au point de focalisation

Le schéma expérimental est le même qu'au paragraphe 5.2.1.2.

L'évolution du rayon du faisceau à $\frac{1}{e^2}$ en fonction de la position relative des points de mesure est représentée figure 5-26.

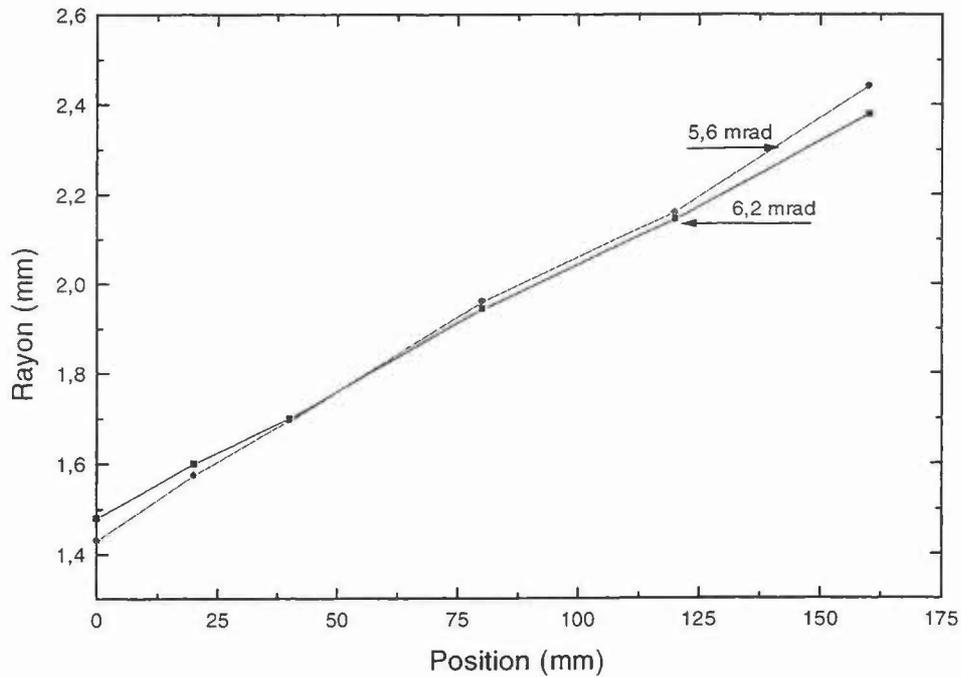


figure 5-26 : Évolution du rayon du faisceau à $\frac{1}{e^2}$ selon deux directions perpendiculaires en pompage par diode laser.

À partir de cette mesure, il est possible de la même manière qu'au paragraphe 5.2.1.2 de calculer la divergence du faisceau. On obtient une divergence d'environ 6 mrad quelque soit la direction.

5.3.2.3 Mesure du facteur de qualité du faisceau.

Le schéma expérimental est le même qu'au paragraphe 5.2.1.3.

L'évolution du diamètre du faisceau à $\frac{1}{e^2}$ après une lentille de focalisation en fonction de la position relative des points de mesure est représentée figure 5-27.

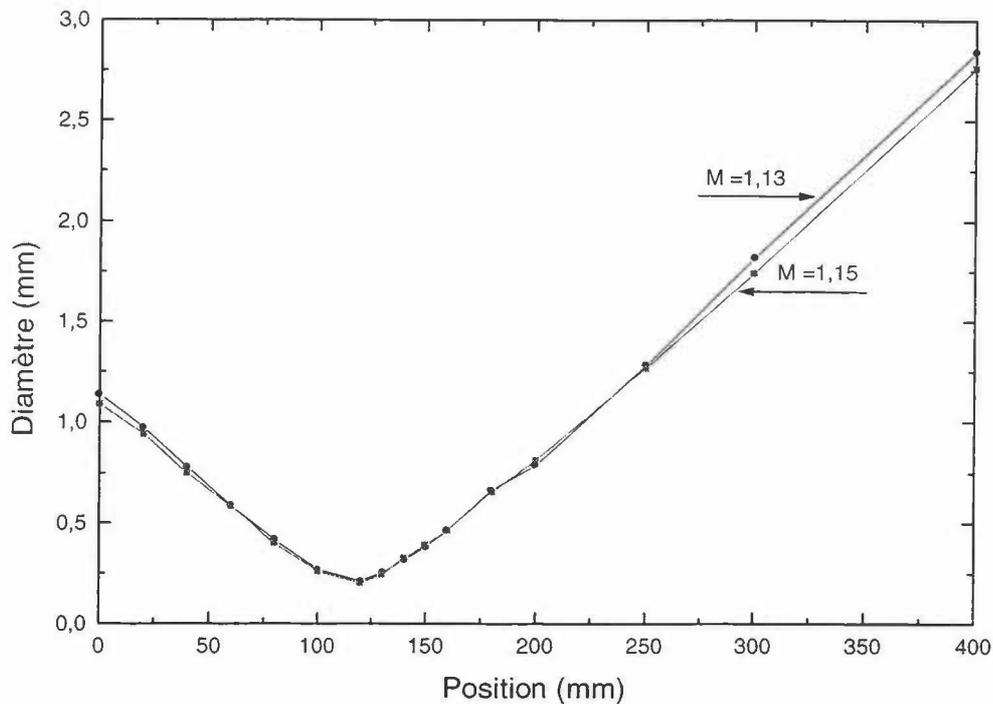


figure 5-27 : Évolution du diamètre du faisceau à $\frac{1}{e^2}$ après une lentille de focalisation selon deux directions perpendiculaires en pompage par diode laser.

À l'aide de l'équation 5-1 et de la figure 5-27, on calcule un paramètre M moyen d'environ 1,15. Le faisceau est donc à peu près limité de diffraction.

À partir de la divergence et du coefficient de qualité du faisceau il est possible de calculer le rayon du faisceau au point de focalisation :

$$\Theta = M \frac{\lambda}{\pi w_0} \text{ avec :}$$

Θ : divergence du faisceau,

λ : longueur d'onde,

w_0 : dimension du mode au point de focalisation.

On a donc $w_0 \approx 80 \mu\text{m}$.

Dans le paragraphe suivant nous allons nous intéresser aux contraintes thermiques introduites par le faisceau de pompe au niveau du matériau laser.

5.3.2.4 Mise en évidence des effets thermiques

La cavité utilisée dans toutes les expériences est une cavité à miroirs plans parallèles. Cette cavité est naturellement instable, néanmoins cette cavité peut être stabilisée soit par le guidage par le gain soit par une lentille thermique. Dans notre cas, la lentille thermique introduite par l'élévation de température due au pompage optique du matériau laser est une lentille divergente ($\frac{dn}{dT} < 0$ [22]). Cette lentille thermique a donc pour effet de rendre instable la cavité laser. A forte densité de puissance de pompe, ces effets peuvent dégrader notablement l'efficacité du laser. En fait, un effet de balance existe entre le guidage par le gain et la lentille thermique. À faible puissance de pompe, le guidage par le gain est plus important que la lentille thermique on obtient donc une cavité stable. Par contre à forte puissance de pompe la lentille thermique devient plus importante que le guidage par le gain et la cavité tend à devenir instable.

Au début de ce travail de thèse, nous avons utilisé un autre verre codopé erbium et ytterbium (QE7S) fabriqué par Kigre Inc. dont les caractéristiques thermiques étaient moins intéressantes que celles du QX/ER [23].

Les différents coefficients thermiques de ces deux matériaux sont présentés dans le tableau 5-2.

	$\frac{dn}{dT}$ ($10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)	Coefficient d'expansion thermique ($10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)	conductivité thermique (W/m $^\circ$ K)
QX/ER	-10	82	0,85
QE7S	-63	114	0,82

tableau 5-2 : Récapitulatif des coefficients thermiques des deux matériaux.

Pour mettre en évidence ces problèmes thermiques nous avons utilisé un laser He/Ne émettant à 632,8 nm de manière à visualiser sur une caméra les franges d'interférences dues à un défaut de parallélisme des faces du matériau. Le matériau a ensuite été pompé optiquement par une diode laser (voir paragraphe 5.3.1).

Le matériau QX/ER a été pompé avec une puissance de pompe de 650 mW. Le diamètre du faisceau de pompe au point de focalisation est 200 μm . Nous avons vu défilé douze anneaux d'interférence « sortants » (voir figure 5-28).

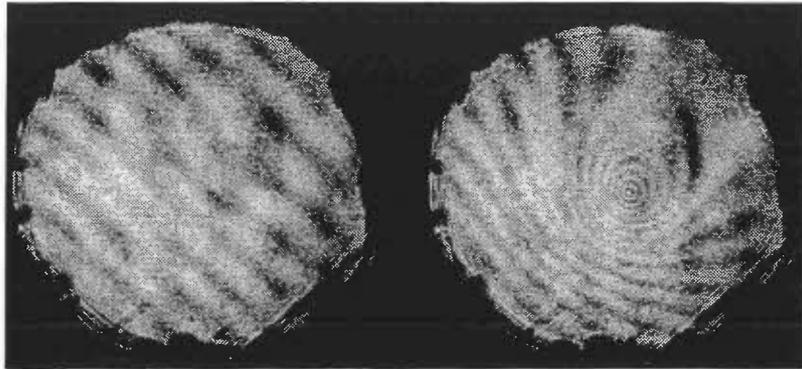


figure 5-28 : Franges d'interférences visualisées sur le matériau sans et avec pompage optique pour le QX/ER.

Le matériau QE7S a été pompé avec une puissance de pompe de 340 mW. La dimension du point de focalisation du faisceau de pompe dans le matériau n'est pas connu. Nous avons vu défilé neuf anneaux d'interférence « sortants » (voir figure 5-29).

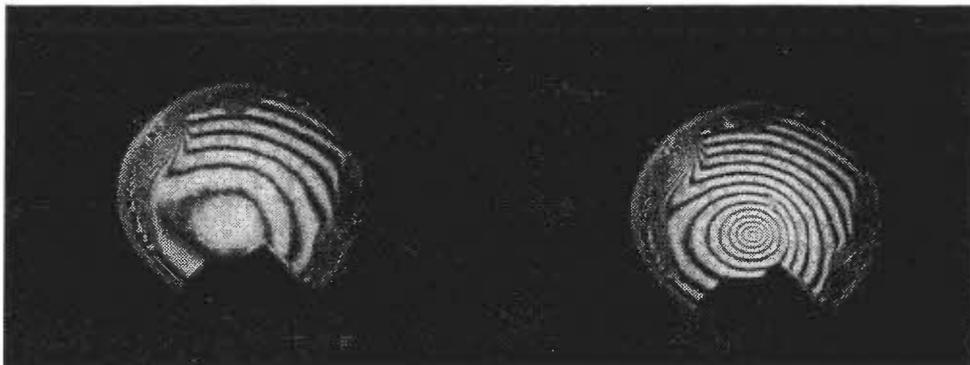


figure 5-29 : Franges d'interférences visualisées sur le matériau sans et avec pompage optique pour le QE7S.

Le matériau QE7S a aussi été essayé avec les mêmes caractéristiques du faisceau de pompe que pour le matériau QX/ER mais le matériau s'est brisé au point de pompage sous l'effet de la puissance de pompe.

Le phénomène que nous visualisons à l'aide de ces franges d'interférence correspond à une modification de la longueur optique du matériau :

$L_{opt} = n.l$ où n est l'indice et l la longueur du matériau. Nous avons donc :

$$\frac{dL_{opt}}{dT} = n \cdot \frac{dl}{dT} + l \cdot \frac{dn}{dT}.$$

$\frac{dl}{dT}$ et $\frac{dn}{dT}$ étant de signe opposé (voir tableau 5-2) il est difficile de mettre en évidence l'effet de l'une ou de l'autre des deux composantes de la variation de la longueur optique en fonction de la température puisque ces deux effets se compensent.

Les deux matériaux ont été essayé en cavité laser dans la même configuration de pompe. Seule leur épaisseur diffère : le matériau QX/ER a une épaisseur de 2 mm alors que le matériau QE7S a lui une épaisseur de 1,2 mm. Ces résultats sont présentés figure 5-30.

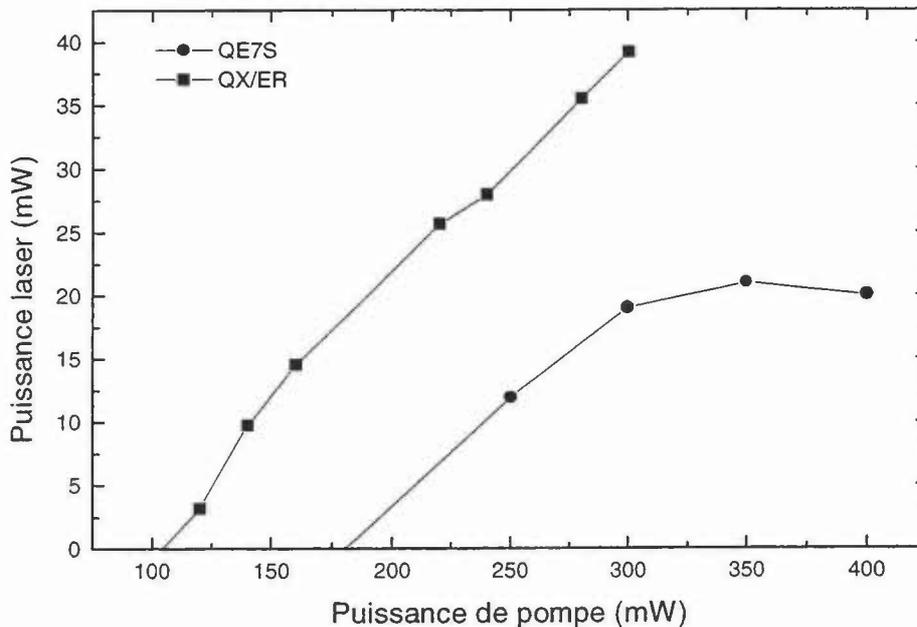


figure 5-30 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les deux matériaux présentés. Les conditions expérimentales sont identiques dans les deux cas.

Pour le QE7S, nous voyons une limitation thermique de l'effet laser à partir d'une puissance de pompe de 300 mW alors que pour le QX/ER nous n'avons pas réussi à mettre en évidence des limitations thermiques.

Il est certain que ces effets thermiques vont dégrader l'effet laser quand nous essaierons d'utiliser des sources de pompage optique de puissance plus importante.

Nous allons maintenant présenter ce même laser déclenché par commutation des pertes.

5.3.3 Régime déclenché

Les systèmes étudiés dans cette partie sont des systèmes de déclenchement par commutation des pertes. Le matériau actif est pompé en mode continu. Ce système se décompose en deux étapes (voir figure 5-31) :

- les pertes de la cavité sont infinies ou très élevées (par rapport au gain), le système ne peut pas fonctionner en laser. Le gain augmente sous l'effet du pompage.
- les pertes de la cavité diminuent tendant vers les pertes intrinsèques. Puis le gain devient supérieur aux pertes, il y a donc développement d'une impulsion laser. Cette impulsion va donc diminuer le gain. Quand le gain redevient inférieur aux pertes, l'impulsion laser décroît.

Pour obtenir une impulsion courte et de puissance crête élevée, il faut que la commutation des pertes se fasse dans un temps très bref.

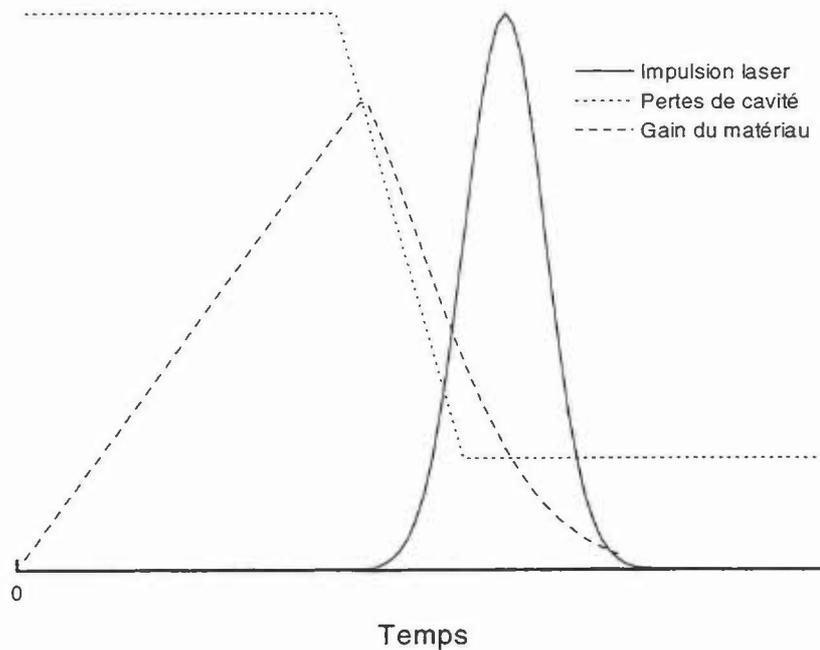


figure 5-31 : Représentation schématique de l'évolution théorique du gain, de l'intensité laser et des pertes en fonction du temps pour un déclenchement par commutation des pertes.

Il existe de nombreux moyens de déclencher un laser par commutation des pertes, mais ils peuvent se répertorier en deux catégories :

- les systèmes actifs
- les systèmes passifs.

Les systèmes actifs sont caractérisés par la modification d'une propriété physique du système inséré dans la cavité grâce à une commande extérieure (effet acousto-optique, effet électro-optique ...). Cette modification entraîne une variation des pertes due à l'insertion du système dans la cavité.

Les systèmes passifs exploitent principalement les mécanismes d'absorption saturable. Dans ce cas, c'est l'effet laser lui-même qui modifie les propriétés du système inséré dans la cavité. (voir plus loin)

Pour déclencher notre laser, nous avons choisi deux composants actifs mécaniques et rudimentaires :

- un disque présentant un certain nombre de fentes qui tourne dans la cavité

un diapason inséré dans la cavité qui alternativement coupe ou laisse passer le faisceau laser.

5.3.3.1 Déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité

Le dispositif expérimental est le même que celui présenté sur la figure 5-13. Un disque tournant présentant trois ouvertures de $\approx 0,5$ mm (voir figure 5-34) est inséré dans la cavité entre le matériau actif et le miroir de sortie [24].

Dans ce régime, deux impulsions sont obtenues (voir figure 5-32) car le temps pendant lequel la cavité reste ouverte est assez long pour qu'une deuxième impulsion prenne naissance.

La largeur à mi-hauteur de la première impulsion est $\tau=35$ ns.

Pour une puissance de pompe de 700 mW, l'énergie totale émise est mesurée à l'aide d'un joulemètre et d'un amplificateur. On mesure $E=6$ μ J. L'énergie contenue dans la première impulsion est $E'=3,5$ μ J.

La puissance crête est donc : $P_c \approx \frac{E'}{\tau} = 120$ W

La cadence de répétition est d'environ 400 Hz.

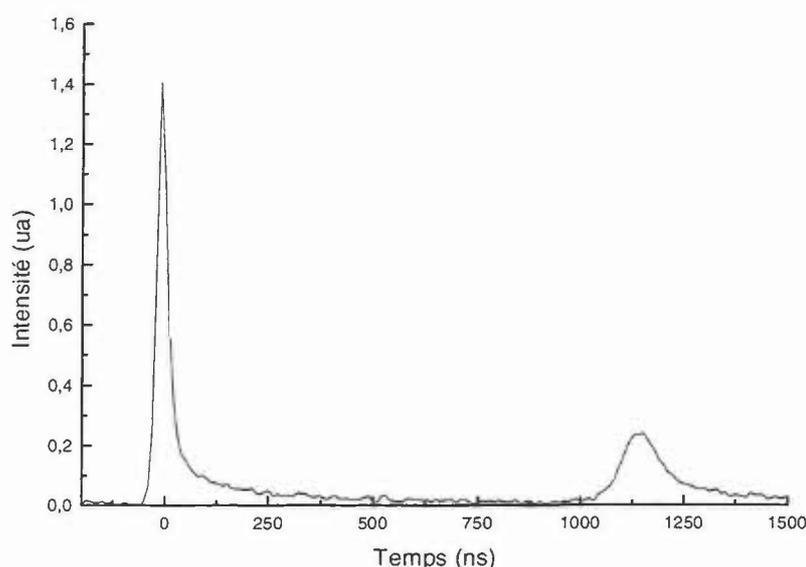


figure 5-32 : Évolution de l'intensité laser en fonction du temps.

5.3.3.2 Déclenchement par insertion d'un diapason dans la cavité

Le dispositif expérimental est le même que celui présenté sur la figure 5-13. Un diapason de 1 mm d'ouverture maximale et de fréquence de résonance 800 Hz est inséré dans la cavité entre le matériau actif et le miroir de sortie.

Dans ce régime, cinq ou six impulsions sont obtenues (voir figure 5-33) car le temps pendant lequel la cavité reste ouverte est plus long que dans le cas du disque tournant.

La largeur à mi-hauteur de la première impulsion est $\tau=60$ ns.

Pour une puissance de pompe de 700 mW, l'énergie totale émise est mesurée à l'aide d'un joulemètre et d'un amplificateur. On mesure $E=6 \mu\text{J}$. L'énergie contenue dans la première impulsion est $E'=3 \mu\text{J}$.

La puissance crête est donc : $P_c = \frac{E'}{\tau} = 50 \text{ W}$

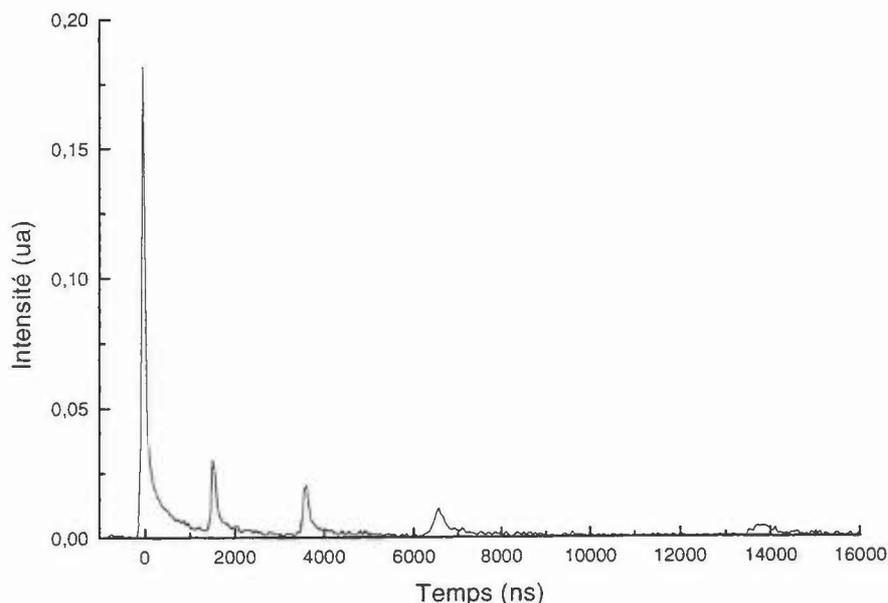


figure 5-33 : Évolution de l'intensité laser en fonction du temps.

5.3.3.3 Analyse des résultats

Le but de ce paragraphe est d'estimer les temps de commutation et les temps pendant lesquels la cavité reste ouverte pour les deux systèmes présentés précédemment.

Les temps de commutation de ces deux systèmes sont relativement lents. L'énergie restituée n'est donc pas maximale.

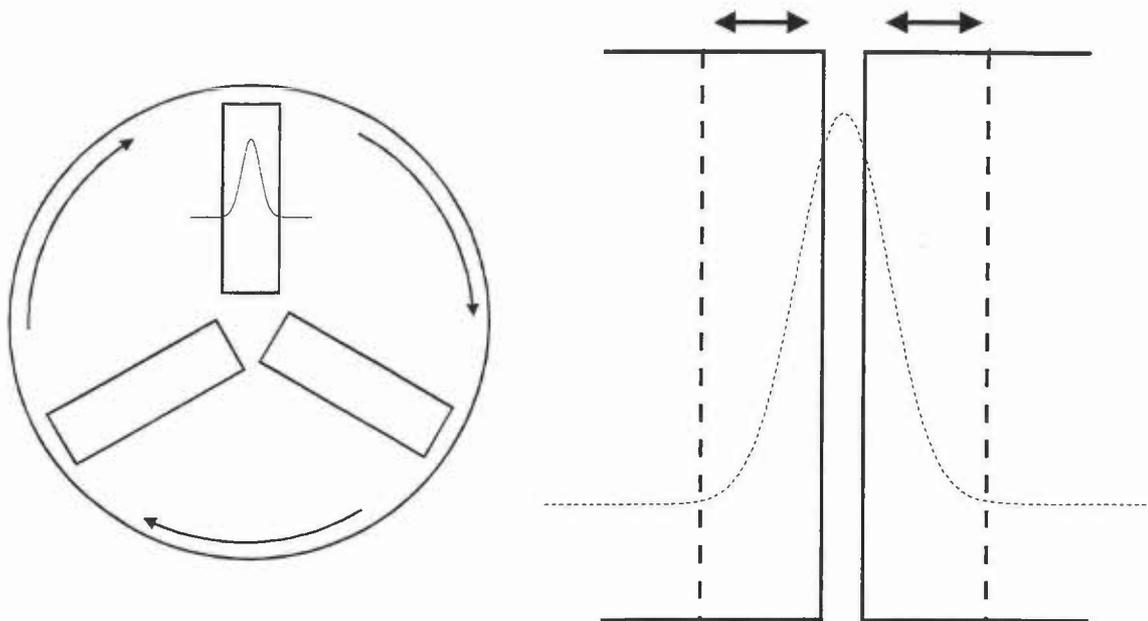


figure 5-34 : Schéma de principe du fonctionnement du diapason et du disque tournant.

Nous allons exprimer l'évolution temporelle des pertes introduites par ces deux systèmes. Ces systèmes coupent alternativement un faisceau de répartition spatiale gaussienne.

Les pertes introduites dans la cavité par ces systèmes sont fonction de l'intégrale de recouvrement entre la position du disque ou du diapason et le faisceau gaussien intra-cavité rapportée à l'intégrale du faisceau gaussien. Ces équations garantissent des pertes comprises entre 0 et 100 %.

- Pour le disque tournant :

$$\text{pertes} = 1 - \frac{\int_{-\infty}^x e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr} + \frac{\int_{-\infty}^{x-e} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr} = 1 - \frac{\int_0^x e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr} + \frac{\int_0^{x-e} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr} = 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{x\sqrt{2}}{w}\right) + \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{(x-e)\sqrt{2}}{w}\right)$$

avec w : rayon du faisceau laser au niveau du disque, e : la largeur de la fente et $x = vt$ où v est la vitesse linéaire du disque au point où se trouve le faisceau. $v = r\omega = 2\pi rf$ avec r : distance entre le centre du disque et le faisceau laser et f : la fréquence de rotation du disque.

$$\text{pertes} = 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{2\sqrt{2}\pi rft}{w}\right) + \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(2\pi rft - e)}{w}\right)$$

$$f = 133 \text{ Hz,}$$

$$r = 6 \text{ cm,}$$

$$e = 500 \text{ }\mu\text{m.}$$

- Pour le diapason :

$$\text{pertes} = 1 - \frac{\int_0^x e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr}{\int_0^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} dr} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x\sqrt{2}}{w}\right) \text{ où } x \text{ est la position instantanée d'un des}$$

« doigts » du diapason.

$x = \frac{c}{4}(1 + \cos(2\pi ft))$ où c est le débattement total des « doigts » et f , la fréquence de résonance du diapason.

$$\text{pertes} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{c\sqrt{2}(1 + \cos(2\pi ft))}{4w}\right)$$

$$c = 1 \text{ mm,}$$

$$f = 800 \text{ Hz.}$$

Dans les deux cas, $w = 100\mu\text{m}$.

Les variations temporelles des pertes pour les deux systèmes sont représentées sur la figure 5-35.

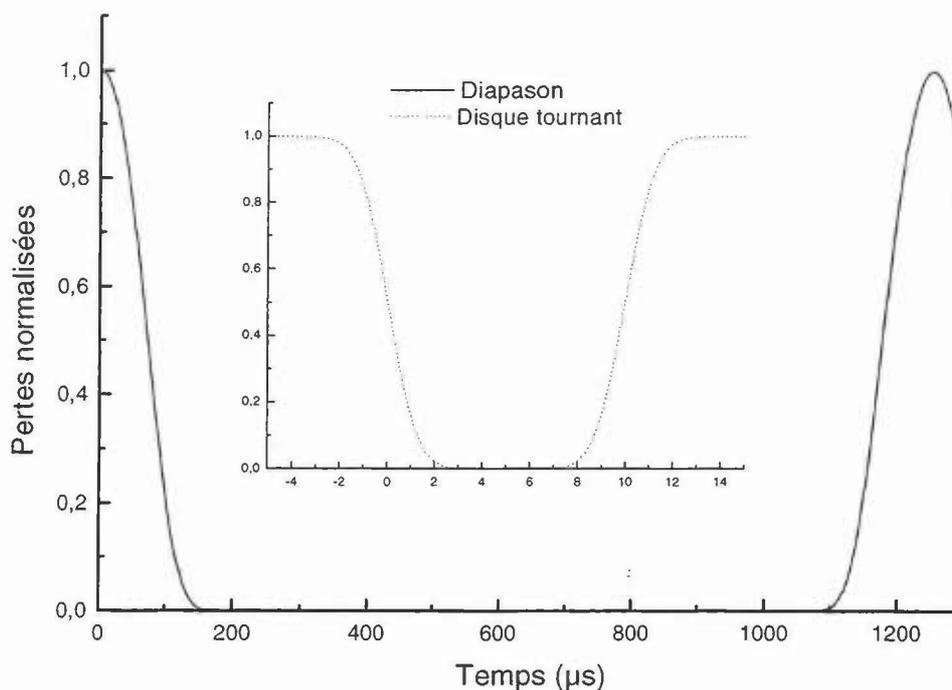


figure 5-35 : Représentation graphique de l'évolution des pertes introduites par le diapason et le disque tournant en fonction du temps.

Les temps de commutation et les temps d'ouverture sont très différents d'un système à l'autre.

	Temps de commutation (10%-90%)	Temps d'ouverture (inférieur à 1%)
Diapason	85 μs	960 μs
Disque tournant	2,6 μs	5,4 μs

tableau 5-3 : Récapitulatif des temps de commutation et d'ouverture pour le diapason et le disque tournant

On peut voir notamment que le temps de descente des pertes introduites par le disque tournant est environ 40 fois plus rapide que pour le diapason. On a donc une meilleure restitution de l'énergie emmagasinée dans le cas du disque tournant que dans le cas du diapason. De plus, le temps pendant lequel l'effet laser existe est presque 200 fois plus important pour le diapason que pour le disque tournant. On a donc beaucoup plus d'oscillations de relaxation possibles dans le cas du diapason ce qui détériore encore le fonctionnement en commutation des pertes.

Dans ces expériences où la source de pompage était une diode laser fibrée, nous avons été limité par la puissance maximale délivrée par la diode ($\approx 0,9$ W). Il nous apparut intéressant d'augmenter cette puissance disponible soit pour augmenter le rendement optique/optique du laser soit pour mettre en évidence des problèmes thermiques du matériau laser utilisé. C'est dans cette optique que nous avons utilisé une barrette de diodes laser associée à un « entonnoir » optique.

5.4 Pompage optique par sources multi-laser.

5.4.1 La source de pompage

Les composants multi-laser sont en fait la juxtaposition sur un même substrat d'un certain nombre de lasers élémentaires dont les alimentations électriques sont connectées les unes avec les autres (voir figure 5-36). Le composant utilisé est une « barrette » d'environ 70 diodes élémentaires. Les miroirs définissant la cavité optique sont obtenus par dépôts multicouches de diélectrique :

- une face présente une réflexion maximale à $0,98 \mu\text{m}$,
- l'autre face un coefficient de réflexion d'environ 30% (configuration continue) ou une réflexion minimale (configuration quasi-continue) à cette longueur d'onde.

Le régime quasi-continu est un fonctionnement impulsionnel dont la largeur d'impulsion est de l'ordre de grandeur de la durée de vie de l'ion actif du matériau laser à pomper (dans notre cas environ 10 ms) et dont le rapport cyclique est imposé par les contraintes d'évacuation thermique (dans notre cas 2%).

Dans la configuration quasi-continue le courant de seuil est plus élevé (pertes plus importantes) et le rendement différentiel externe plus important (coefficient de transmission de la cavité plus important) que dans la configuration continue. En augmentant le courant de fonctionnement, on a donc une puissance optique plus importante que dans la configuration continue sans pour autant être limité par les effets thermiques.

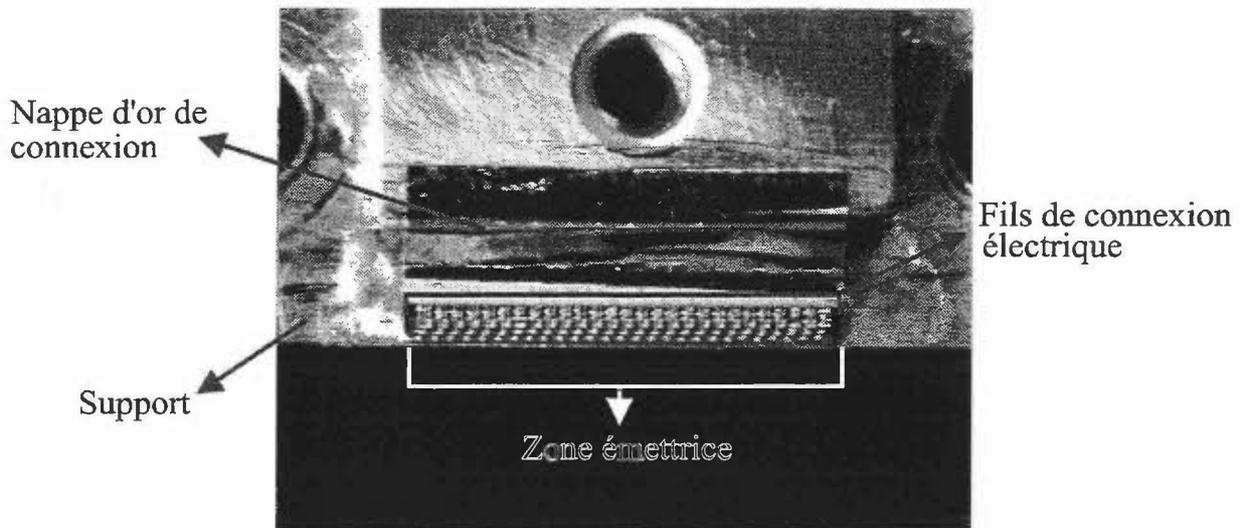


figure 5-36 : Barrette de diodes laser

La puissance émise en fonction du courant de fonctionnement pour la barrette continue et la barrette quasi-continue sont représentées figure 5-37.

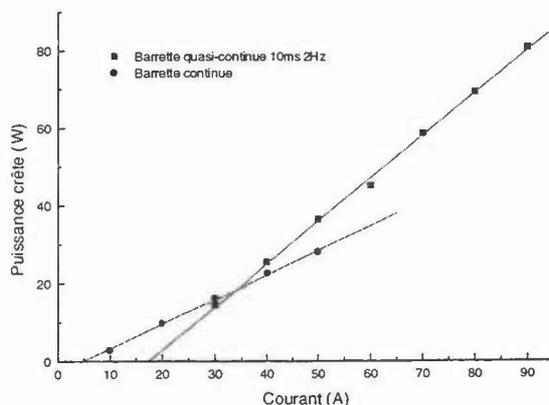


figure 5-37 : Puissance en fonction du courant de fonctionnement pour une barrette continue et une barrette quasi-continue.

Les valeurs de courant de seuil et de rendement différentiel externe pour la barrette continue et la barrette quasi-continue sont présentées dans le tableau 5-4.

	Barrette continue	Barrette quasi-continue
Courant de seuil (A)	4,8	17
Rendement différentiel externe (W/A)	0,63	1,1

tableau 5-4 : Courant de seuil et rendement différentiel externe pour la barrette continue et la barrette quasi-continue.

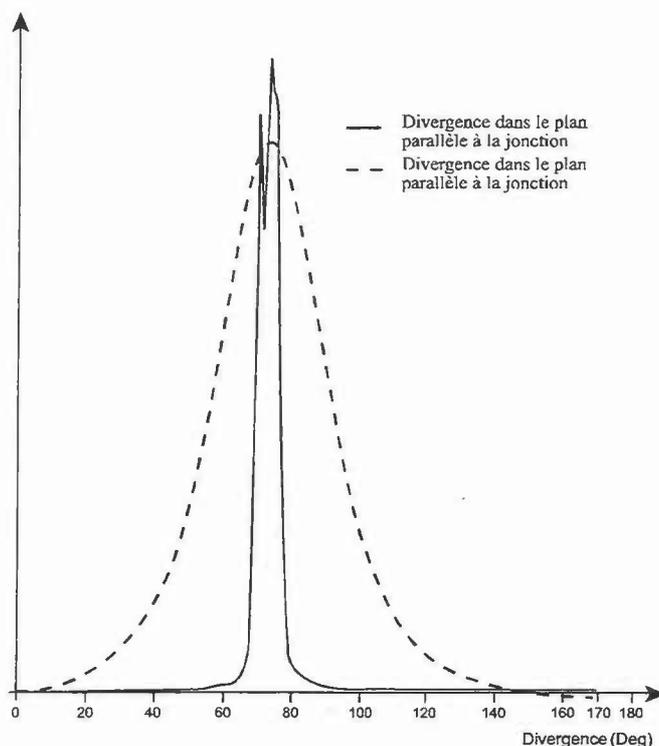


figure 5-38 : Divergence du faisceau émis par la barrette dans les plans perpendiculaire et parallèle à la jonction.

Le faisceau émis par la barrette présente une divergence à mi-hauteur de $37,5^\circ$ dans le plan perpendiculaire à la jonction et de 7° dans le plan parallèle à la jonction (voir figure 5-38).

Les barrettes de diodes laser sont des sources très étendues dans une direction (≈ 1 cm) et de très faible dimension dans l'autre (≈ 1 μm). Il est donc difficile avec ces sources d'obtenir un bon recouvrement des modes spatiaux du faisceau de pompe et du mode TEM_{00} d'une cavité laser. Le faisceau issu des barrettes nécessite donc une remise en forme pour pomper longitudinalement un laser solide. Il existe plusieurs méthodes pour symétriser le faisceau d'une barrette de diodes :

- association de micro-lentilles [25],
- fibrage des diodes élémentaires [26][27],
- concentrateur ou « entonnoir » optique [28].

C'est cette dernière méthode que nous avons étudiée au sein du laboratoire. Ce système fut d'abord développé pour des barrettes de diodes émettant à 808 nm pour pomper des matrices dopées Néodyme [4][28].

Le système de l'entonnoir optique est fondé sur la réflexion totale du faisceau sur une interface verre/air. L'effet « entonnoir » n'agit que dans une seule direction où l'on passe de 11 mm à 1,5 mm. L'autre direction présente une épaisseur constante de 1,5 mm. La surface d'entrée est une lentille cylindrique de rayon de courbure de 9,8 mm. La barrette présentant une divergence de 7° dans le plan parallèle à la jonction, on a donc une divergence de $7^\circ \frac{11\text{mm}}{1,5\text{mm}} \approx 51^\circ$ en sortie d'« entonnoir » alors que dans le plan perpendiculaire à la jonction la divergence reste de 37° .

Un tracé de rayons a été effectué (voir figure 5-39) pour confirmer ce calcul et pour prévoir le coefficient de couplage de la barrette dans l'« entonnoir ».

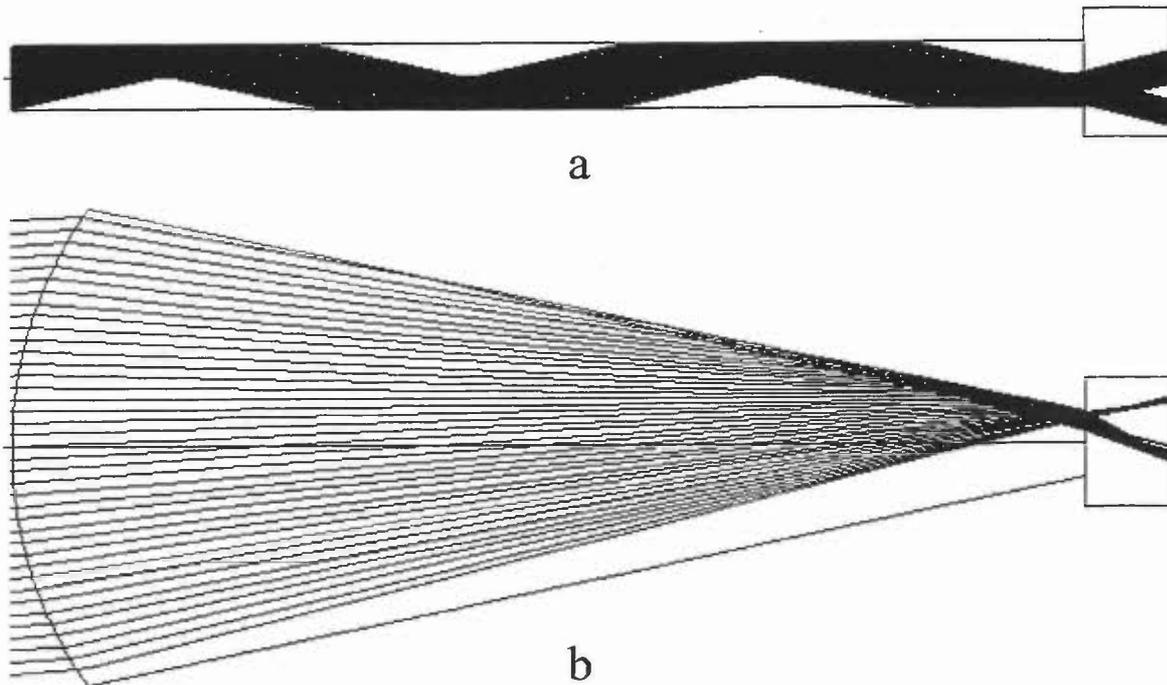


figure 5-39 : Tracé des rayons à l'intérieur de l'« entonnoir » optique dans le plan perpendiculaire à la jonction (a) et dans le plan parallèle à la jonction (b).

On trouve un couplage théorique de 87 % dans le cas où les faces d'entrée et de sortie de l'« entonnoir » ne sont pas traitées antireflet à 980 nm et de 92 %

dans le cas où celles-ci présentent un traitement antireflet parfait. Le couplage mesuré est de l'ordre de 90 % aussi bien avec la barrette continue qu'avec la barrette quasi-continue.

L'association de la barrette et de l'« entonnoir » optique est représenté figure 5-40.

Nous ne présentons pas dans ce mémoire de résultats concernant le pompage optique par la barrette continue car lors d'un essai préliminaire le matériau laser s'est mis à fondre pour une puissance en sortie d'« entonnoir » de l'ordre de 5 W.

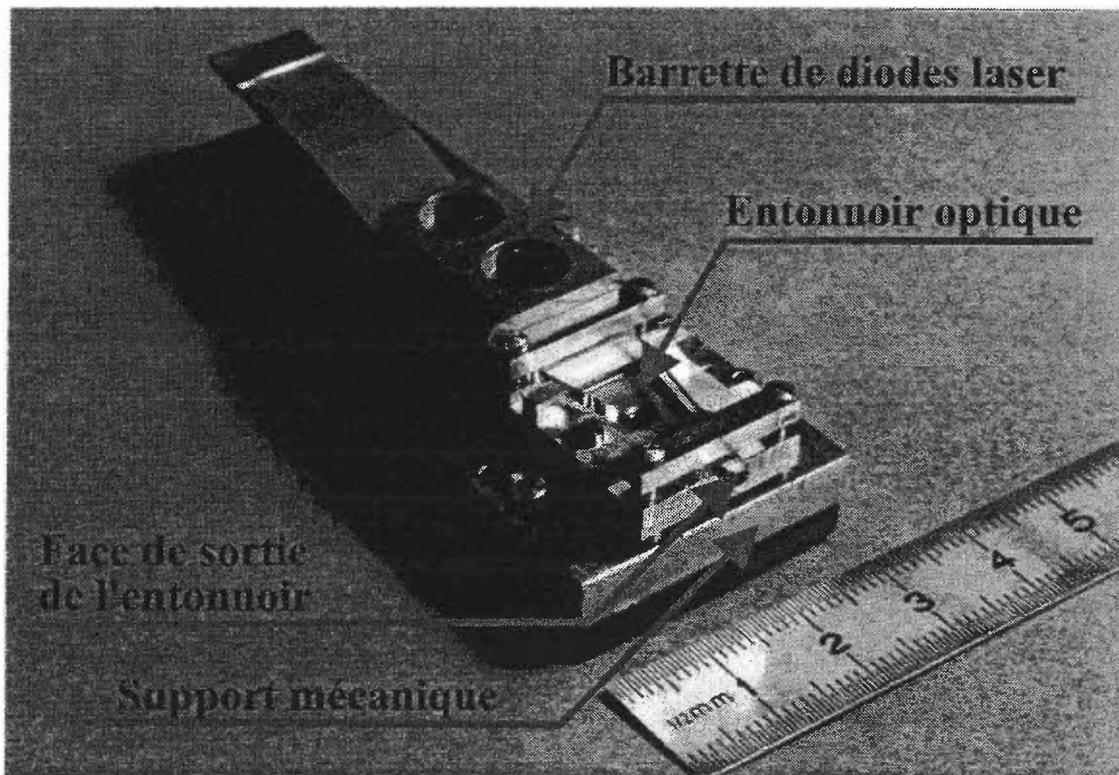


figure 5-40 : Barrette de diodes laser et entonnoir optique

5.4.2 Essais de pompage

Le schéma de l'expérience est présenté figure 5-41.

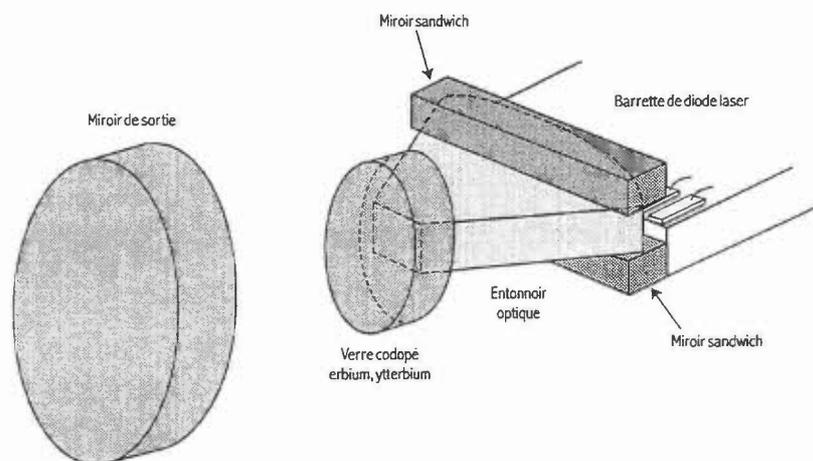


figure 5-41 : Schéma de la cavité

Les performances du laser ainsi obtenues sont présentées figure 5-42. Le miroir de sortie présente une réflectivité de 99% à la longueur d'onde laser. Le matériau actif a une longueur de 2mm. Une face présente une réflectivité maximale à $1,54 \mu\text{m}$ ainsi qu'une bonne transmission ($>98\%$) à la longueur d'onde de pompe quelque soit l'angle d'incidence ($0 < \theta < 50^\circ$). L'autre face présente une bonne transmission ($>99,9\%$) à la longueur d'onde laser. La longueur totale de la cavité est d'environ 2 cm.

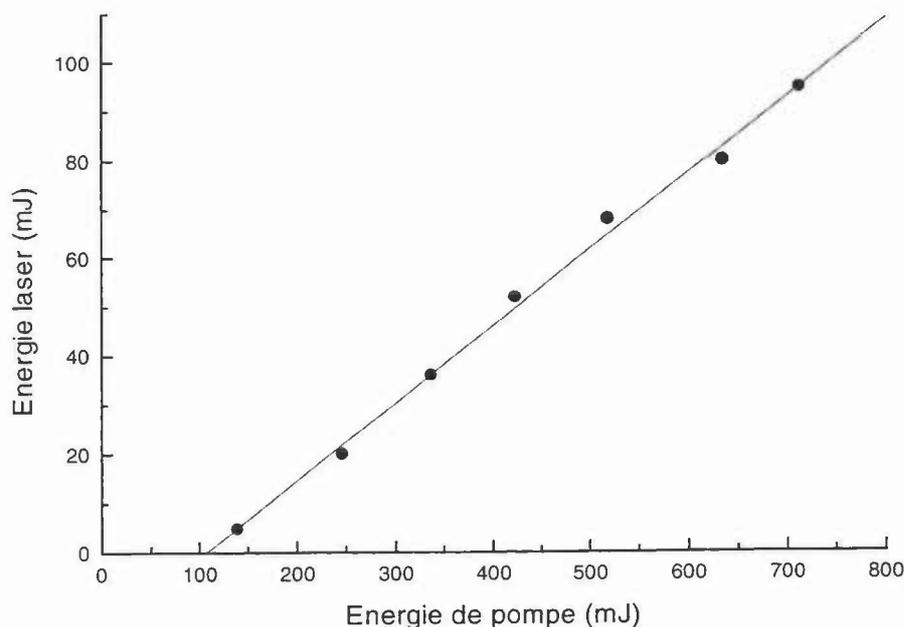


figure 5-42 : Énergie laser en fonction de l'énergie de pompe

Le laser ainsi réalisé a une énergie de pompe au seuil de 105 mJ et un rendement différentiel externe de 15,8 %. Le mode obtenu n'est pas TEM₀₀ car la répartition spatiale de l'énergie est proche d'un carré.

Nous avons vu au paragraphe 4.3 qu'il était possible d'estimer le coefficient de transfert d'énergie de l'ion ytterbium vers l'ion erbium (k) grâce à l'équation 4-5 de la page 60 dont le temps de décroissance est :

$$\tau = \frac{1}{kN_{er}(1 - n_{2seuil}) + \gamma_{yb}}$$
. Les seuls paramètres inconnus dans ce terme sont k et n_{2seuil}, il paraît donc possible d'évaluer n_{2seuil} pour calculer k.

Le temps de décroissance de l'impulsion laser est mesuré sur la figure 5-43. On trouve $\tau \approx 400 \mu s$. Nous avons estimé que n_{2seuil} était compris entre 0,6 et 0,8. Cette estimation sera vérifiée lors des calculs avec notre modèle mathématique.

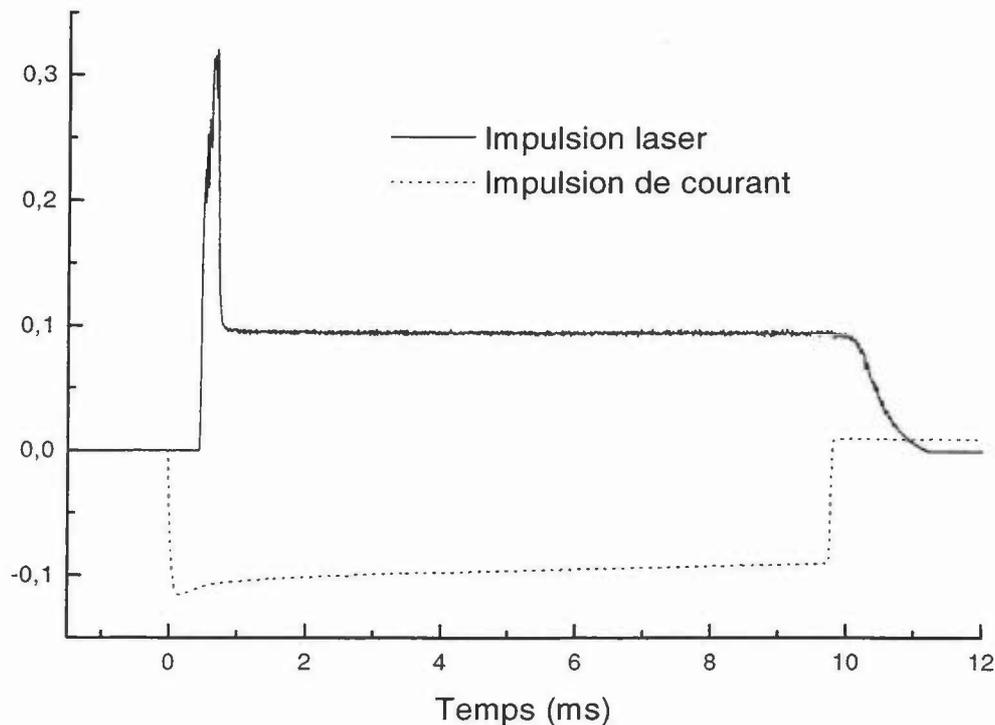


figure 5-43 : Profils temporels de l'impulsion laser et de l'impulsion de courant pour un courant de diode de 90 A

$$\text{On a donc : } k = \frac{\frac{1}{\tau} - \gamma_{yb}}{N_{er}(1 - n2_{seuil})}. \text{ On trouve } 3,1 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} < k < 6,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}.$$

5.4.3 Mise en évidence des effets de biréfringence thermique dans le matériau laser.

L'intensité de pompe engendrée par l'association de la barrette de diodes laser et de l'« entonnoir » optique est très importante. Les effets thermiques sur le matériau actif doivent être importants. C'est pourquoi nous avons décidé de nous intéresser à la biréfringence thermique. Les pertes introduites pourraient limiter considérablement l'emploi de systèmes de commutation des pertes habituellement utilisés.

Le faisceau d'un laser HeNe polarisé et collimaté éclaire la zone du matériau actif pompée par la barrette associée à l'« entonnoir » optique (voir figure 5-44). Le diamètre du faisceau du laser HeNe est inférieur à la dimension de la zone excitée du matériau actif. La réflexion du laser sonde sur les deux faces du matériau est collectée par un détecteur par l'intermédiaire d'un polariseur. La surface du détecteur est plus importante que la surface du faisceau de retour, et sa bande passante est suffisante pour visualiser les effets recherchés.

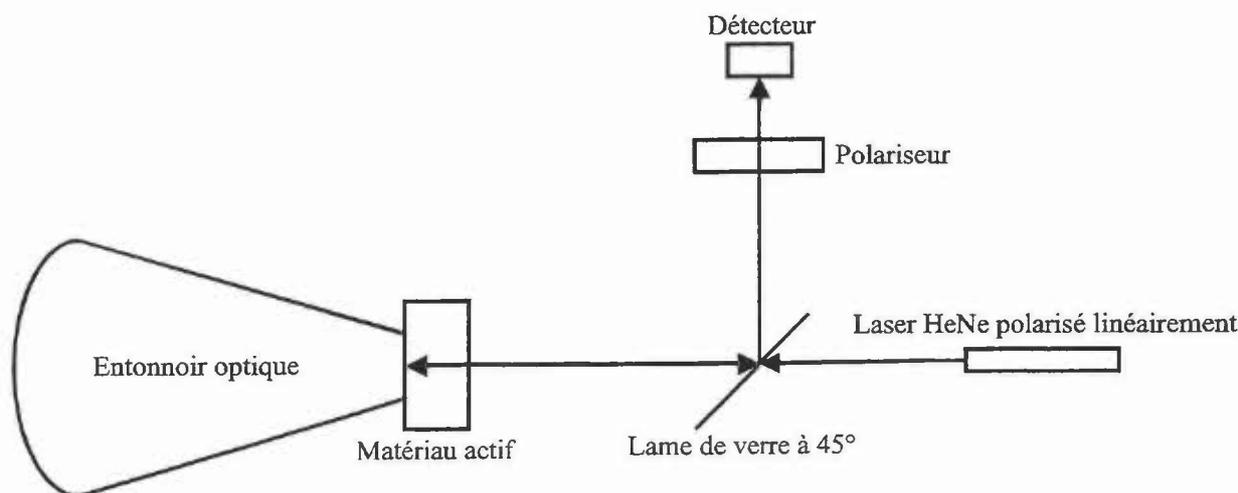


figure 5-44 : Schéma de l'expérience

Les oscillogrammes du signal de retour et de l'impulsion de courant sont présentés sur la figure 5-45.

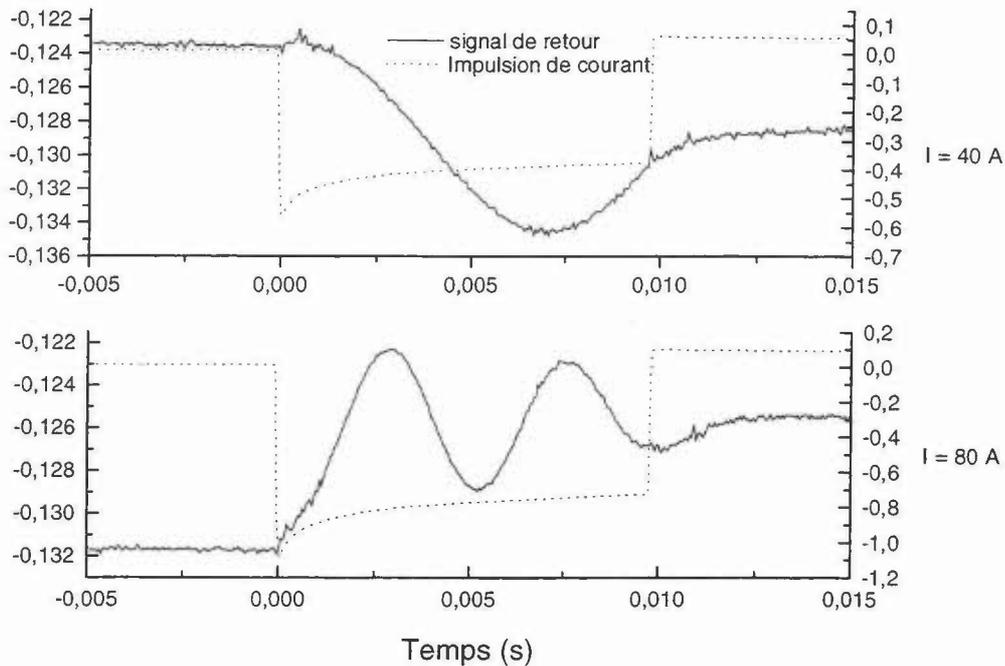


figure 5-45 : Oscillogrammes du signal de retour pour deux valeurs différentes de l'intensité du courant de diode (40 et 80 A)

Le signal de retour à travers le polariseur varie en fonction du temps, on a donc une rotation de la polarisation durant l'impulsion de pompe. La période et l'amplitude de ces oscillations varient avec l'énergie déposée par la pompe. En faisant varier rapidement l'énergie déposée d'une valeur à une autre les oscillations mettent quelques secondes à se stabiliser. La rotation de la polarisation est donc due au faisceau de pompe.

Les pertes introduites par cette biréfringence thermique sont de l'ordre de grandeur du gain de notre laser. Il n'est donc pas possible d'introduire dans cette cavité un élément sélectionnant la polarisation.

Ces pertes limitent considérablement l'emploi des méthodes actives de commutation des pertes habituellement utilisées dans les lasers solides (effet acousto-optique et effet électro-optique) du fait de leur influence sur la polarisation du laser. Il apparaît donc très intéressant d'exploiter les mécanismes d'absorption saturable pour déclencher ce type de laser.

5.5 Conclusion

Les mesures des dimensions des modes laser et des modes de pompe, des divergences et des coefficients de qualité des faisceaux, l'estimation du coefficient de transfert d'énergie ainsi que les différentes courbes de puissance laser en fonction de la puissance de pompe effectués dans cette partie vont nous permettre dans la partie suivante de valider notre modèle mathématique aussi bien en fonctionnement continu que déclenché.

6. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques

Les paramètres spectroscopiques (sections efficaces d'absorption et d'émission, durée de vie du niveau laser, ...) du matériau ont été mesurés à l'exception des paramètres jugés négligeables et du coefficient de transfert énergétique de l'ion ytterbium vers l'ion erbium mal connu.

Les paramètres de la cavité laser ont été mesurés (dimension du faisceau de pompe, dimension du faisceau laser, divergence du faisceau de pompe,...) ou sont connus (coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde laser, coefficient de transmission du miroir de fond de cavité à la longueur d'onde de pompe, ...) à l'exception des pertes intra-cavité.

Il reste donc deux paramètres mal connus que l'on a fait varier de manière à obtenir un accord satisfaisant entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Les résultats théoriques présentés dans ce chapitre sont ceux pour lesquels ces paramètres ont été optimisés.

6.1 Fonctionnement continu du laser

6.1.1 Pompage par laser à saphir dopé au titane

La raie d'émission du laser à saphir dopé au titane est très fine (<1 nm), le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde de pompe est donc maximale.

Les valeurs des paramètres utilisés dans cette modélisation sont données dans le tableau 6-1.

σ_p (m ²)	σ_e (m ²)	w_p (μm)	w_l (μm)	Ner (m ⁻³)	Nyb (m ⁻³)
$1,3 \cdot 10^{-24}$	$7 \cdot 10^{-25}$	104	88	$1,4 \cdot 10^{25}$	$1,6 \cdot 10^{27}$

$k \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)}$	R (%)	p (%)	$l_a \text{ (m)}$	$l_{\text{air}} \text{ (m)}$
$7,14 \cdot 10^{-22}$	99	0,5	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

tableau 6-1 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du laser pompé par laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$.

La figure 6-1 présente les courbes de puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les résultats expérimentaux et ceux issus de la modélisation.

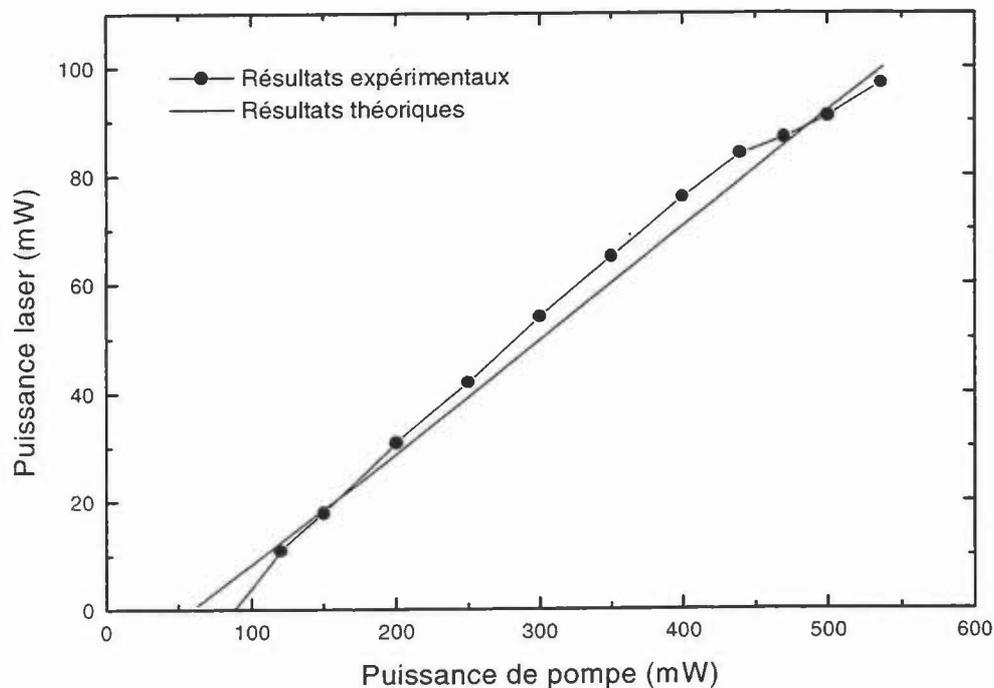


figure 6-1 : Courbes expérimentales et théoriques de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe du laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$.

	Seuil (mW)	Pente (%)
Résultats expérimentaux	88	21,6
Résultats théoriques	63	20,9

tableau 6-2 : Comparaison des puissances de seuil et des rendements différentiels externes théoriques et expérimentaux pour le laser pompé par laser Ti:Al₂O₃.

Les résultats issus du modèle sont relativement proches des résultats expérimentaux (tableau 6-2).

6.1.2 Pompage par diode laser fibrée

La largeur spectrale d'émission de la diode laser est plus importante et son accordabilité est plus difficile à obtenir que celle du laser à saphir dopé au titane. Le coefficient moyen d'absorption du matériau à la longueur d'onde de pompe n'est pas maximal (voir figure 5-22). Nous avons donc utilisé une section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe deux fois plus faible que dans le cas du pompage optique par le laser à saphir dopé au titane.

Les valeurs des paramètres utilisés dans cette modélisation sont données dans le tableau 6-3.

σ_p (m ²)	σ_e (m ²)	w_p (μm)	Θ (°)	w_l (μm)	Ner (m ⁻³)	Nyb (m ⁻³)
6.10^{-25}	7.10^{-25}	110	16	80	$1,4.10^{25}$	$1,6.10^{27}$

k (m ³ s ⁻¹)	R (%)	p (%)	l_a (m)	l_{air} (m)
$7,14.10^{-22}$	99	0,5	2.10^{-3}	2.10^{-3}

tableau 6-3 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du laser pompé par diode laser fibrée.

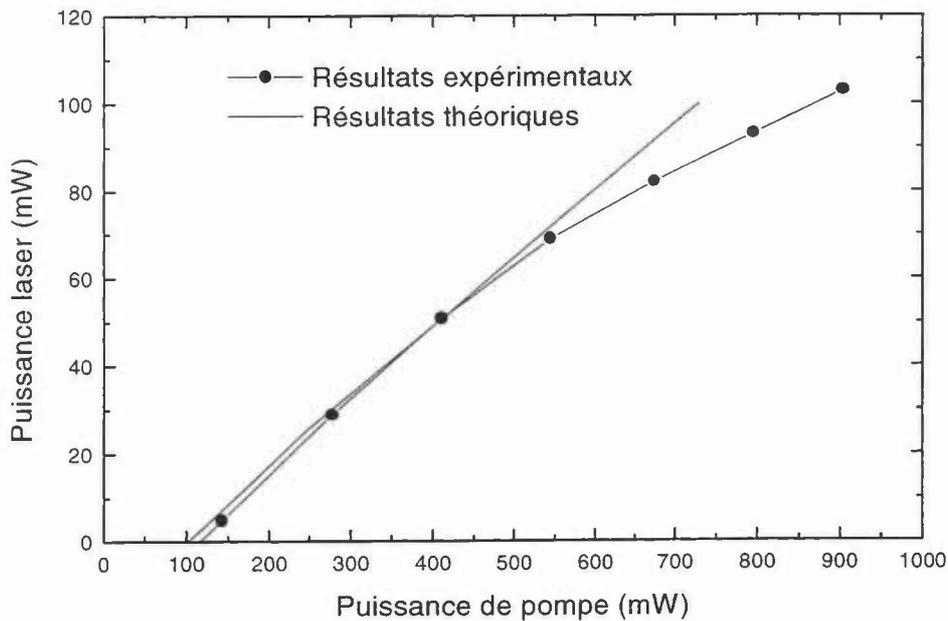


figure 6-2 : Courbes expérimentales et théoriques de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe de la diode laser fibrée.

La figure 6-2 présente les courbes de puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les résultats expérimentaux et ceux issus de la modélisation.

	Seuil (mW)	Pente (%)
Résultats expérimentaux	115	17,3
Résultats théoriques	101	15,8

tableau 6-4 : Comparaison des puissances de seuil et des rendements différentiels externes théoriques et expérimentaux pour le laser pompé par diode laser fibrée.

A puissance de pompe élevée (>500 mW), la courbe expérimentale ne reste pas linéaire. Sur la figure 5-22, on peut voir que le coefficient d'absorption diminue quand la puissance de pompe augmente. Soit la longueur d'onde centrale d'émission de la diode dérive malgré la régulation en température de celle-ci, soit on observe une saturation de l'absorption du matériau due au

dépeuplement du niveau fondamental de l'ytterbium. Il est fort probable que l'on observe en fait la superposition de ces deux phénomènes qui diminue l'efficacité du laser quand la puissance de pompe augmente. Par contre nous obtenons un bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques pour des puissances de pompe inférieures à 500 mW (voir tableau 6-4)

6.1.3 Pompage par barrette de diodes laser associée à un « entonnoir » optique en fonctionnement quasi-continu

Le calcul numérique du fonctionnement du laser pendant un temps suffisant pour atteindre le régime stationnaire nous est apparu très « lourd » à mettre en oeuvre (plusieurs jours de calcul). Nous avons donc décidé de considérer ce fonctionnement comme un fonctionnement continu et de mettre en oeuvre une modélisation continue beaucoup plus rapide. La partie de l'impulsion en régime transitoire ne représente qu'environ 5 % (voir figure 5-43) de la durée totale de l'impulsion.

Le faisceau de pompe a été modélisé par un faisceau de section carrée dont la divergence est différente suivant deux directions perpendiculaires. Cette approximation se justifie pour la direction parallèle à la jonction mais est inexacte dans la direction perpendiculaire à la jonction où la répartition spatiale est gaussienne (voir figure 5-38).

Nous n'avons pas pu mesurer les caractéristiques spatiales du faisceau laser. Mais cette cavité étant largement stabilisée par la distribution spatiale du gain, nous avons modélisé la distribution spatiale du faisceau laser par une distribution de section carrée constante (divergence nulle) sur la longueur de la cavité.

Les valeurs des paramètres utilisés dans cette modélisation sont données dans le tableau 6-5.

σ_p (m ²)	σ_e (m ²)	w_p (μm)	Θ_{\perp} (°)	$\Theta_{//}$ (°)	w_l (μm)	Ner (m ⁻³)	Nyb (m ⁻³)
$6 \cdot 10^{-25}$	$7 \cdot 10^{-25}$	750	37	51	750	$1,4 \cdot 10^{25}$	$1,6 \cdot 10^{27}$

$k \text{ (m}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	R (%)	p (%)	$l_a \text{ (m)}$	$l_{\text{air}} \text{ (m)}$
$7,14 \cdot 10^{-22}$	99	0,5	$2 \cdot 10^{-3}$	0

tableau 6-5 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du laser pompé par une barrette de diodes laser associée à un « entonnoir » optique.

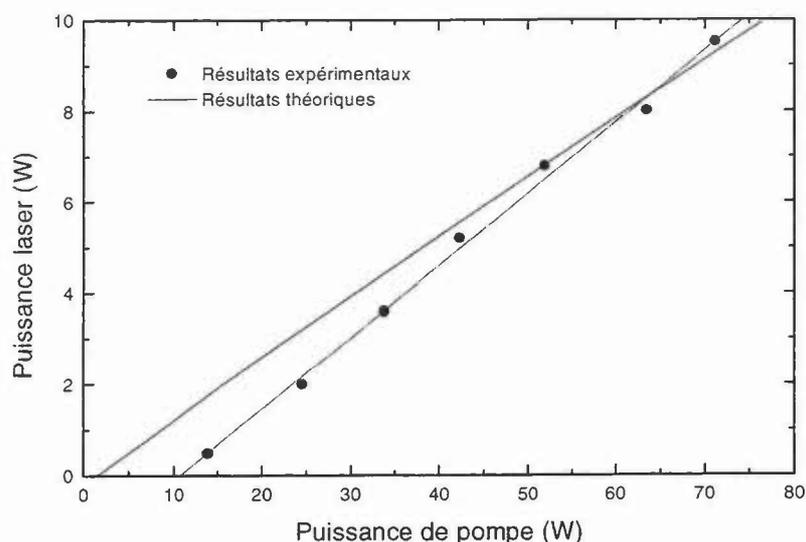


figure 6-3 : Courbes expérimentales et théoriques de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe issue de la barrette de diodes laser.

La figure 6-3 présente les courbes de puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les résultats expérimentaux et ceux issus de la modélisation.

	Seuil (W)	Pente (%)
Résultats expérimentaux	10,5	15,8
Résultats théoriques	1,36	13,3

tableau 6-6 : Comparaison des puissances de seuil et des rendements différentiels externes théoriques et expérimentaux pour le laser pompé par barrette de diodes laser associée à un « entonnoir » optique

L'erreur commise sur le calcul de la puissance de pompe au seuil est énorme ($> 600\%$) alors que l'accord entre la pente calculée (voir tableau 6-6) et la pente expérimentale est relativement bon (16 %) compte tenu des erreurs de mesure et des approximations de calcul. L'erreur très importante sur la puissance de pompe au seuil est certainement due aux approximations faites sur la répartition spatiale des faisceaux laser et de pompe. En effet nous avons remarqué que dans notre modèle la répartition spatiale des faisceaux avait une incidence très importante sur le calcul des puissances de pompe au seuil alors que cette incidence est nettement plus faible sur le calcul du rendement différentiel externe.

6.2 Fonctionnement déclenché du laser

Dans cette partie nous ne traiterons que le laser pompé par diode laser fibrée déclenché par insertion d'un disque tournant dans la cavité. En effet nous ne présenterons pas dans cette partie la modélisation du laser déclenché par insertion d'un diapason dans la cavité car le temps de calcul de ce système pour arriver à un résultat stable était beaucoup trop important. La modélisation des variations des pertes introduites par le disque tournant en fonction du temps est présentée au paragraphe 5.3.3.3 de la page 100.

6.2.1 Déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité

Les valeurs des paramètres utilisés dans cette modélisation sont données dans le tableau 6-7

σ_p (m ²)	σ_e (m ²)	w_p (μm)	Θ (°)	w_l (μm)	Ner (m ⁻³)	Nyb (m ⁻³)
$6 \cdot 10^{-25}$	$7 \cdot 10^{-25}$	110	16	80	$1,4 \cdot 10^{25}$	$1,6 \cdot 10^{27}$

$k \text{ (m}^3 \text{s}^{-1}\text{)}$	R (%)	p (%)	$l_a \text{ (m)}$	$l_{air} \text{ (m)}$	Puissance de pompe (W)	Temps de pompage (ms)
$7,14 \cdot 10^{-22}$	99	1	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	1	2,5

tableau 6-7 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du laser pompé par diode laser fibrée déclenché par insertion d'un disque tournant dans la cavité.

Les profils temporels des impulsions expérimentales et théoriques sont présentés sur la figure 6-4.

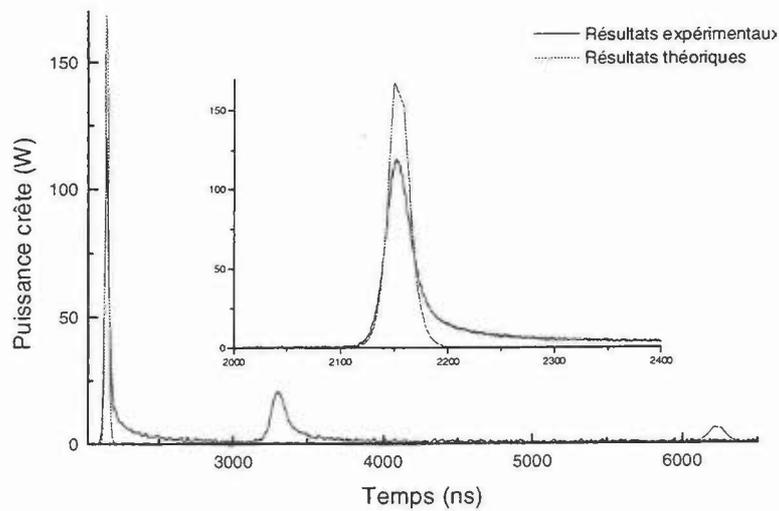


figure 6-4 : Profils temporels des impulsions expérimentales et théoriques.

	Puissance crête (W)	Largeur d'impulsion (ns)	Énergie (μJ)
Résultats expérimentaux	120	35	4,2
Résultats théoriques	170	25	4,25

tableau 6-8 : Comparaison des puissances crête et des largeurs d'impulsion théoriques et expérimentaux pour le laser pompé par une diode laser fibrée déclenché par insertion d'un disque tournant dans la cavité

Dans le calcul théorique, l'énergie restituée est très proche de celle trouvée expérimentalement (voir tableau 6-8). Par contre, la largeur de l'impulsion ainsi que la puissance crête sont relativement différentes ($\approx 30\%$). Le modèle donne un bon ordre de grandeur pour la puissance crête et la largeur d'impulsion. Nous pensons que cette différence est due à la difficulté de modéliser de manière précise l'évolution temporelle des pertes introduites par le disque tournant. En effet, nous pouvons observer sur la figure 6-4 que le temps de création de la deuxième impulsion est très différent entre les résultats expérimentaux et théoriques.

6.3 Conclusion

Pour des raisons que nous avons déjà évoquées dans ce chapitre notre modèle du fonctionnement déclenché du laser ne donne que des ordres de grandeur. Par contre nous avons validé notre modèle continu. Nous avons retrouvé par le calcul grâce au modèle développé au chapitre 3, aux approximations de calcul et aux erreurs de mesure près, les résultats expérimentaux présentés au chapitre 5. Nous pouvons donc conclure que si nous connaissions tous les paramètres du laser, ce modèle serait relativement fiable. Il peut donc être employé non plus pour retrouver a posteriori des résultats obtenus mais bien pour concevoir un laser. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le chapitre suivant pour concevoir un laser monolithique et monofréquence.

7. Optimisation des dopages en vue de l'obtention d'une cavité monolithique et monofréquence

Il nous est apparu intéressant pour des applications de vélocimétrie (effet Doppler) de concevoir un laser monofréquence et monolithique. L'objet du chapitre suivant est de calculer, à partir de notre modèle, les dopages optimaux en ions erbium et ytterbium pour réaliser un tel laser.

Une cavité monolithique et monofréquence est une cavité où tous les miroirs sont déposés sur le matériau actif et dont la longueur de cavité assure l'oscillation d'un unique mode (voir figure 7-1).

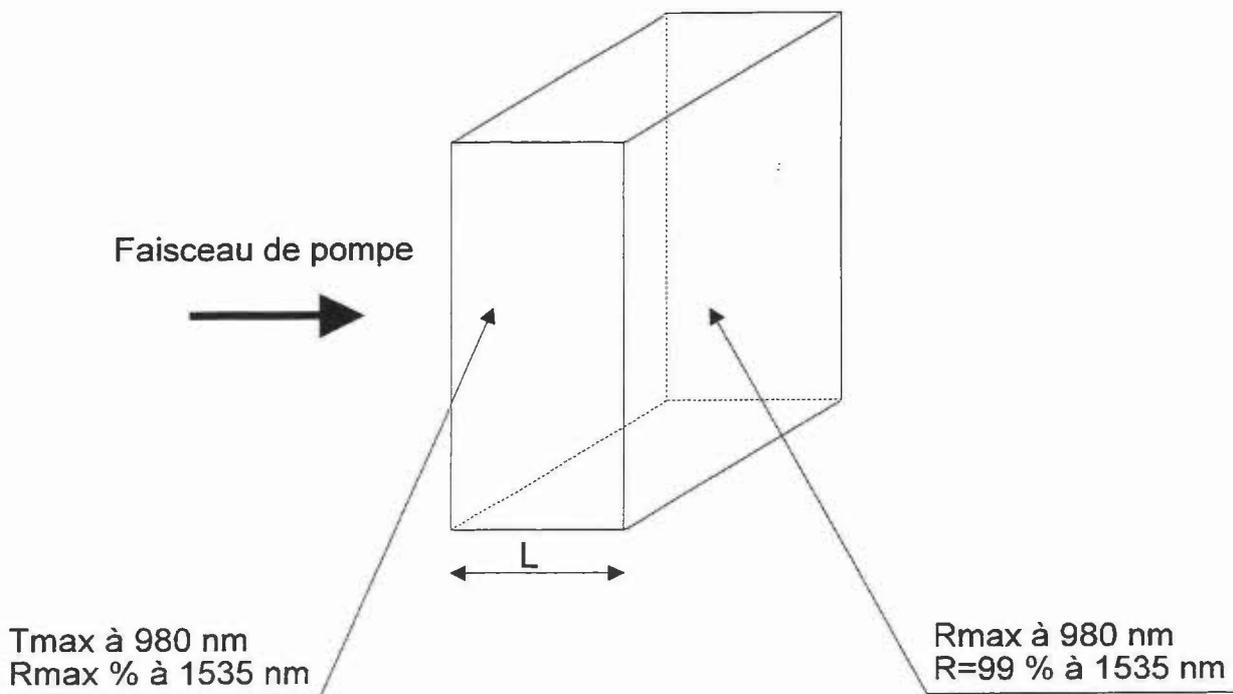


figure 7-1 : Schéma de principe d'une cavité laser monolithique.

Pour obtenir un fonctionnement monofréquence d'un laser monolithique 4 niveaux, il suffit que l'espacement en longueur d'onde ($\Delta\lambda_c$) entre les modes de la cavité laser soit supérieur à la largeur à mi-hauteur ($\Delta\lambda_g$) du profil de gain (voir figure 7-2). En effet, dans un laser type 4 niveaux le gain étant très important, il faut une différence très importante entre 2 modes pour qu'ils n'oscillent pas tous les deux simultanément. En revanche, dans un laser type 3

niveaux, du fait de l'absorption importante à la longueur d'onde laser, le gain potentiel est très faible comparé à celui d'un laser type 4 niveaux. Il faut donc appliquer un critère moins contraignant. Nous avons choisi une différence de gain de 10 % par rapport au gain maximal. Pour un laser type 3 niveaux, $\Delta\lambda_g$ est donc la largeur à 90 % de la courbe de fluorescence.

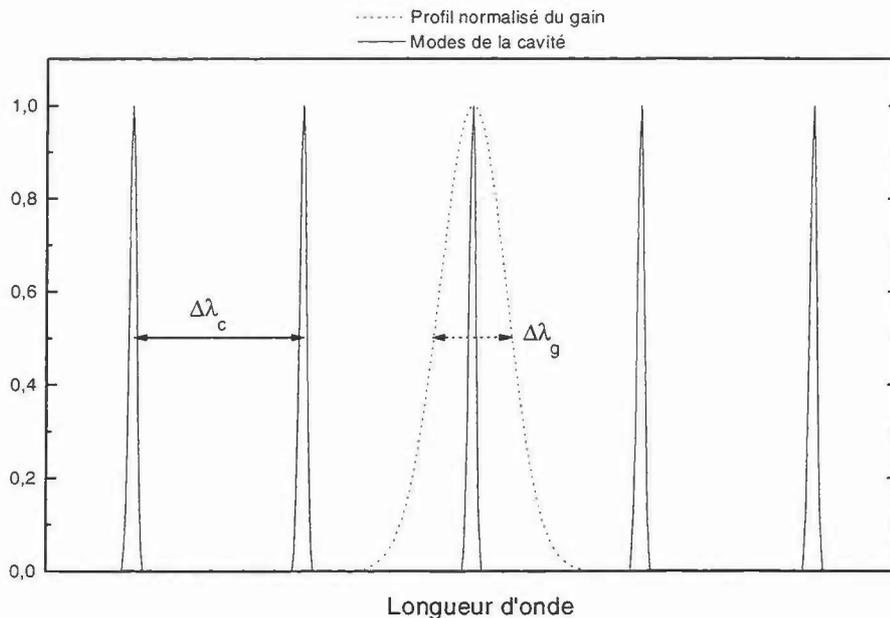


figure 7-2 : Profil de gain et modes de la cavité laser en fonction de la longueur d'onde.

Pour le matériau que nous utilisons $\Delta\lambda_g \approx 3$ nm (voir paragraphe 2.6.1). $\Delta\lambda_c$ est relié à la longueur de la cavité par l'expression : $\Delta\lambda_c = \frac{\lambda^2}{2nL}$ où λ est la longueur d'onde du faisceau résonnant dans la cavité, n l'indice du matériau composant la cavité et L la longueur de la cavité. On a donc :

$$L = \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda_g} = 255 \mu\text{m}$$

avec $\lambda = 1,53 \mu\text{m}$, $n = 1,53$ et $\Delta\lambda_g = 3$ nm. Nous avons donc choisi $L = 200 \mu\text{m}$.

On a donc une longueur d'absorption (L_{abs}) d'environ $400 \mu\text{m}$. Pour obtenir une absorption de 90 % à 975 nm, le matériau doit présenter un coefficient d'absorption de $\alpha_p = -\frac{\ln(0,1)}{L_{\text{abs}}} = 57 \text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond à un dopage en

ytterbium $N_{yb} = \frac{\alpha_p}{\sigma_p} = 4,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Le dopage maximal réalisable dans cette matrice est $N_{yb} + N_{er} = 2,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [29]. Il apparaît donc nécessaire de simuler le fonctionnement du laser en vue de l'optimisation des différents dopages. Nous avons donc simulé le fonctionnement du laser pour différents dopages avec $N_{er} + N_{yb} = 2,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et $R_p = 1$ (voir figure 7-3). Les puissances de pompe au seuil ainsi que les rendements différentiels externes pour les différents dopages simulés sont présentés dans le tableau 7-1.

	Ner=0.05 Nyb=2,45	Ner=0.1 Nyb=2,4	Ner=0.2 Nyb=2,3	Ner=0.4 Nyb=2,1	Ner=0.5 Nyb=2
Seuil (mW)	158	26	34	59	73,5
Pente (%)	14,3	27	27,8	24,5	22,7

tableau 7-1 : Récapitulatif des seuils et pentes pour différents dopages (10^{21} cm^{-3}) en erbium et ytterbium.

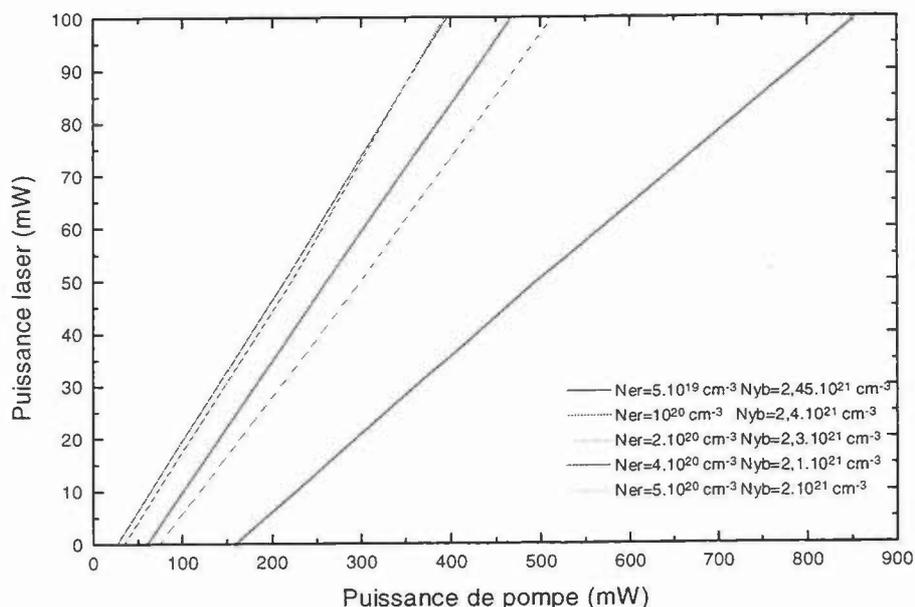


figure 7-3 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différents dopages en erbium et ytterbium.

Nous avons donc choisi de prendre $N_{er}=0,2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et $N_{yb}=2,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Un paramètre important du fonctionnement du laser est le coefficient de réflexion du faisceau de pompe par le miroir de sortie. La variation de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différentes valeurs de ce coefficient est représentée figure 7-4.

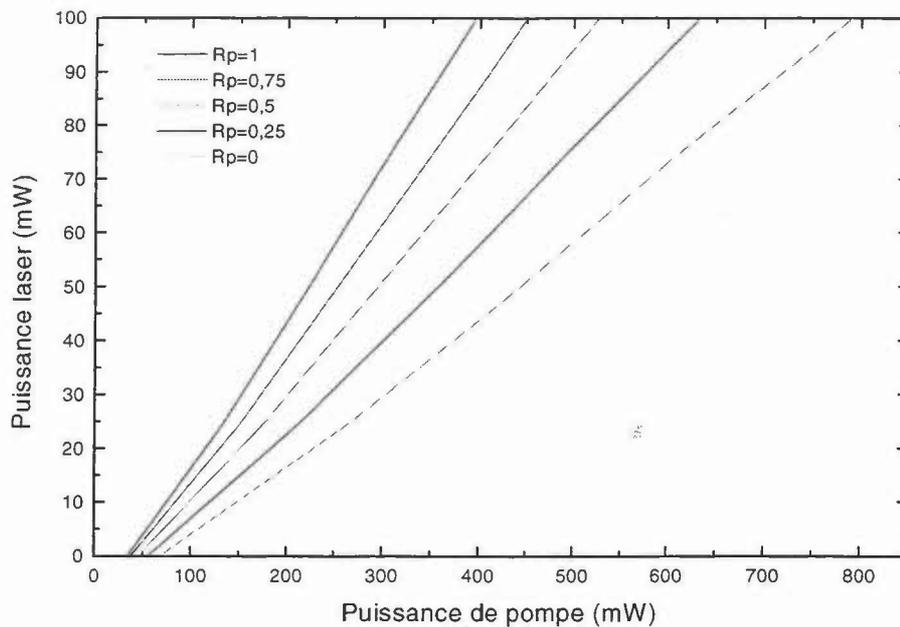


figure 7-4 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coefficients de réflexion du faisceau de pompe sur le miroir de sortie pour les dopages choisis.

	$R_p=1$	$R_p=0,75$	$R_p=0,5$	$R_p=0,25$	$R_p=0$
Seuil (mW)	33,5	38	45	54	67
Pente (%)	27,8	24,4	21	17,4	14

tableau 7-2 : Puissance de pompe au seuil et pente en fonction du coefficient de réflexion du faisceau de pompe sur le miroir de sortie pour les dopages choisis.

En passant de $R_p=1$ à $R_p=0$, le seuil est multiplié par 2 et la pente est divisée par 2. Il apparaît donc très important pour le fonctionnement de ce laser que ce coefficient soit le plus élevé possible.

Les caractéristiques du laser pour obtenir une cavité monolithique et monofréquence de rendement de conversion maximal sont présentées .

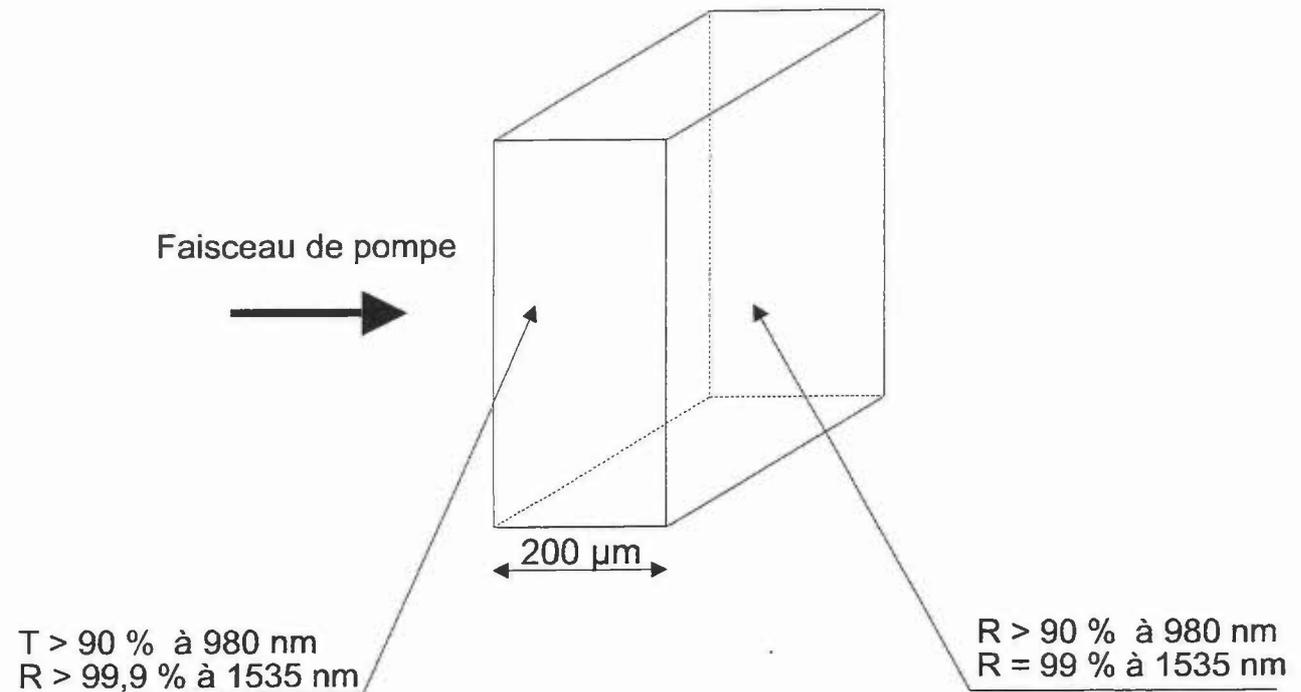


figure 7-5 : Schéma du laser monolithique et monofréquence

Nous avons donc réussi à l'aide du modèle mathématique présenté au chapitre 3 à « dimensionner » un laser monolithique et monofréquence (« microchip »). Nous avons demandé à la société Kigre Inc. de nous fabriquer le matériau avec les dopages voulus. Ce matériau est celui présenté dans l'analyse spectroscopique du chapitre 2. Nous n'avons pas eu le temps de faire polir et traiter ce matériau de façon à l'essayer en cavité laser. Mais le groupe laser du LETI de Grenoble a réalisé un laser similaire (a priori les dopages sont peu différents de ceux que nous avons calculé) dont les résultats sont présentés en référence [30]. En revanche, nous avons réalisé des lasers de ce type avec un matériau dont les propriétés thermiques étaient très mauvaises mais dont les dopages en ions erbium et ytterbium étaient élevés ($N_{er} = 5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ $N_{yb} = 4.10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Nous avons réalisé avec ce matériau deux lasers monolithiques dont les épaisseurs étaient respectivement 260 et 460 µm. Les courbes de puissance laser de sortie en fonction de la puissance de pompe issue d'un laser à saphir dopé au titane sont présentées sur la figure 7-3.

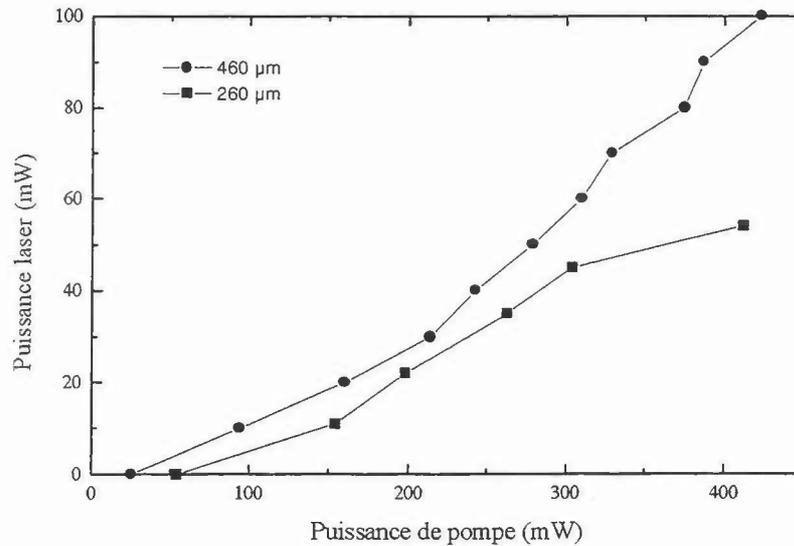


figure 7-6 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour deux lasers monolithiques.

Nous avons observé une émission monofréquence en employant l'échantillon de 260 μm d'épaisseur et pour une puissance de pompe inférieure à 150 mW. Au delà de cette puissance de pompe le laser devient multimode transverse et longitudinal. La longueur d'onde centrale de ce mode n'est pas stable et varie avec les effets thermiques. Nous n'avons pas obtenu de fonctionnement monofréquence avec le laser de 460 μm de longueur de cavité. Ce laser est multimode transverse pour une puissance de pompe supérieure à 200 mW. Par contre nous avons obtenu une puissances laser maximale de 100 mW, ce qui est relativement élevé compte tenu de l'épaisseur du matériau actif.

Il est aussi possible de réaliser un laser monolithique déclenché par commutation des pertes grâce à l'utilisation d'un absorbant saturable. Les matériaux solides pouvant être utilisés comme absorbant saturable à 1,53 μm ne sont étudiés que de manière très récente. Dans le chapitre suivant nous nous proposons de recenser quelques matériaux potentiels pour cette utilisation.

8. Absorbants saturables pour le déclenchement passif du laser verre codopé erbium et ytterbium.

8.1 Introduction

Le déclenchement d'un laser par insertion d'un absorbant saturable dans la cavité présente de nombreux avantages :

- possibilité d'obtenir des impulsions courtes (quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes),
- déclenchement du laser sans apport d'énergie extérieure,
- possibilité d'intégration importante du laser.

Il nous est donc apparu intéressant de faire apparaître dans ce mémoire une partie expliquant succinctement le fonctionnement du déclenchement d'un laser par un absorbant saturable et donnant un bref aperçu des matériaux potentiels pouvant être utilisés pour déclencher un laser solide émettant vers 1,53 μm .

Les absorbants saturables sont des absorbants résonnants non linéaires dont le coefficient d'absorption peut varier de façon réversible sous l'effet d'un flux lumineux suffisamment intense de fréquence déterminée.

Ce matériau contient des molécules (atomes) qui absorbent par résonance le rayonnement à la fréquence de la transition utilisée dans un laser donné.

Le fonctionnement d'un absorbant saturable repose sur l'effet optique non linéaire de transparence induite par voie optique : un milieu opaque à l'état initial devient transparent lorsque le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. Le YAG:Cr⁴⁺ est un absorbant saturable très utilisé pour déclencher passivement les lasers YAG:Nd³⁺ émettant à 1064 nm [31].

Pour déclencher un laser par absorbant saturable, le matériau doit présenter une absorption à la longueur d'onde émise par le laser. Dans notre cas les matériaux doivent présenter une absorption vers 1,53 μm et leur coefficient d'absorption à cette longueur d'onde doit diminuer sous l'effet d'un rayonnement suffisamment intense à cette longueur d'onde.

Plusieurs centres actifs ont été identifiés :

- l'ion Er^{3+} inséré dans différentes matrices,
- l'ion U^{2+} inséré dans différentes matrices,
- l'ion Co^{2+} inséré dans différentes matrices.

Mais il est aussi possible d'utiliser des matériaux semi-conducteurs de type (InGaAsP) mis sous forme de puits quantiques [32].

8.2 Conditions de démarrage de l'oscillation laser dans une cavité contenant un absorbant saturable

Le milieu saturable inséré dans la cavité laser se modifie grâce à l'intensité du faisceau laser engendré qui lui-même dépend des pertes totales de la cavité et donc de l'absorbant saturable. Il semble donc évident que la cavité laser complète (absorbant saturable « opaque » compris) doit présenter des pertes légèrement inférieures au gain de manière à ce que l'effet laser puisse démarrer.

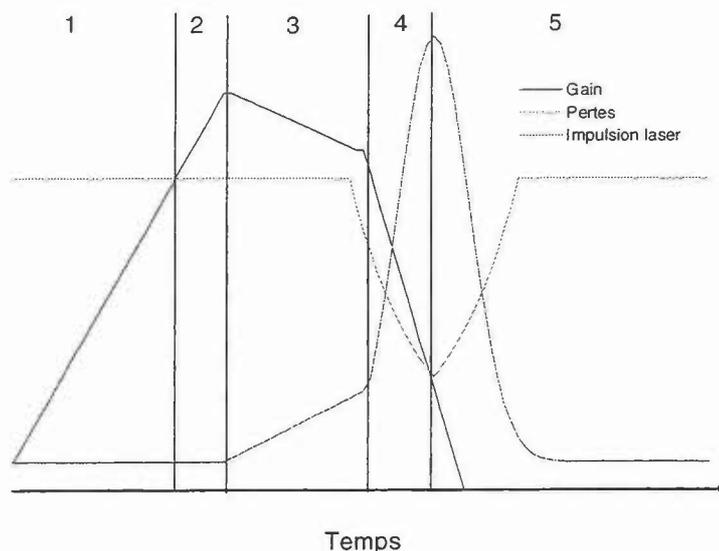


figure 8-1 : Évolution temporelle du gain, des pertes et de l'impulsion laser.

La figure 8-1 présente l'évolution temporelle de l'impulsion laser:

- Partie 1 de la figure 8-1 : le gain augmente sous l'effet du pompage optique jusqu'à une valeur légèrement supérieure aux pertes.
- Partie 2 de la figure 8-1 : le gain est supérieur aux pertes mais l'impulsion laser n'est pas encore formée. C'est le temps de création de l'impulsion.
- Partie 3 de la figure 8-1 : il y a donc création d'une impulsion laser. Le gain diminue légèrement mais reste supérieur aux pertes. L'absorbant saturable commence à se saturer.
- Partie 4 de la figure 8-1 : sous l'effet de ce début d'effet laser les pertes de la cavité diminuent grâce à la saturation de l'absorption. Il en résulte un gain très nettement supérieur aux pertes et donc création d'une impulsion laser très importante. Le gain diminue très rapidement jusqu'à devenir égal aux pertes à ce moment là l'impulsion diminue..
- Partie 5 de la figure 8-1 : l'impulsion laser diminue et le milieu saturable retrouve son opacité.
- Le système reprend à partir de la partie 1 de la figure 8-1.

Pour que le système fonctionne de manière optimale, il faut que la saturation et le « retour à l'opacité » de l'absorbant saturable soient très rapide. Il faut donc que le matériau présente une section efficace d'absorption importante à la longueur d'onde considérée ainsi qu'une durée de vie du niveau supérieur de la transition considérée relativement « courte ».

Nous avons donc identifié quelques matériaux potentiels en fonction des articles parus sur ce sujet dans les revues scientifiques (voir tableau 8-1).

Matériau	FAP:Er	SVAP :Er	Ca ₅ (PO ₄) ₃ F:Er	SrF ₂ :U ⁴⁺	CaF ₂ :U ²⁺	YSGG:Co ²⁺
Références	[33]	[34]	[35]	[36]	[37][38]	[38]

tableau 8-1 : Récapitulatif des matériaux identifiés comme absorbant saturables vers 1,53 μm et les références associées.

Dans notre cas si la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ du verre codopé erbium et ytterbium présente une inversion de population normalisée de 1, le gain maximal sur un aller et retour dans la cavité est : $G_{\text{max}} = e^{2l_a \sigma_c N_{\text{Er}}} - 1$ où l_a est la longueur de matériau actif (2 mm dans notre cas). On obtient donc $G_{\text{max}} = 4\%$. Les pertes totales sur un aller et retour sont de l'ordre de 1,5% (voir paragraphe 6.1.2 page 118). Il faudrait donc une absorption initiale inférieure à 2,5% sur un aller et retour soit une absorption due à l'absorbant saturable inférieure à 1,25%.

8.3 conclusion

Il paraît donc extrêmement difficile de réaliser un absorbant saturable pour ce laser dans cette configuration. Par contre, il semble possible de réaliser un laser présentant un gain plus important notamment en utilisant les dopages optimisés au paragraphe 7 de manière à pouvoir utiliser un absorbant saturable pour le déclenchement.

9. Applications

9.1 Télémètre laser compact à sécurité oculaire.

9.1.1 Introduction.

Un laser impulsionnel à sécurité oculaire (émettant dans la fenêtre spectrale proche de $1,5 \mu\text{m}$) compact et peu onéreux peut être utilisé en télémétrie. Il existe de nombreuses solutions envisageables pour produire une émission laser à cette longueur d'onde qui sont représentées par :

- les diodes laser de puissance. À l'heure actuelle, la puissance de sortie est limitée au Watt en continu et à quelques dizaines de Watt en régime impulsionnel. La qualité du faisceau est mauvaise ($M \gg 50$: la divergence est une cinquantaine de fois au dessus de la limite de diffraction),
- les oscillateurs paramétriques optiques, dont la puissance crête dépend des caractéristiques du laser de pompe,
- les lasers solides dopés erbium pompés par diode laser.

L'emploi d'un laser verre codopé erbium et ytterbium pompé par une diode laser de puissance semble être une solution adaptée pour certaines applications relevant de la télémétrie courte portée. Il faut néanmoins que le système de commutation des pertes soit rustique afin de satisfaire le critère de bas coût.

Les systèmes mécaniques simples ne présentent pas les mêmes rendements potentiels que les systèmes habituellement utilisés (acousto-optique, électro-optique, ...). Mais ces derniers sont inadaptés à la configuration que nous avons adoptée. En effet la géométrie utilisée est une cavité à miroirs plans parallèles de quelques millimètres de long. Cette cavité est stabilisée par le guidage par le gain et les éventuelles lentilles thermiques se créant dans le matériau. Avec une longueur de cavité supérieure à 2 ou 3 cm (encombrement d'un système de déclenchement standard), le laser ne fonctionne plus ou devient très multimode transverse. De plus le gain maximal possible dans le matériau étant d'environ 3% pour un aller et retour dans la cavité, il faudrait que les pertes dues à l'insertion d'un déclencheur dans la cavité soient inférieures à 1% sur un aller et retour dans la cavité laser.

9.1.2 Dispositif expérimental.

La sortie de la fibre optique est imagée avec un grandissement d'environ 2 dans le matériau actif. Le verre : Er : Yb a une épaisseur de 2 mm dont une face est traitée R_{\max} à $1,54\mu\text{m}$ et T_{\max} à 980nm et l'autre face antireflet à $1,54\mu\text{m}$. Le miroir de sortie a une réflexion de 99% à $1,54\mu\text{m}$. La distance entre la pastille de verre et le miroir de sortie permettant l'insertion du diapason dans la cavité est de 2 ou 3 mm (voir figure 9-1).

En sortie de cavité laser, le faisceau est collimaté par une lentille de 50 mm de focale.

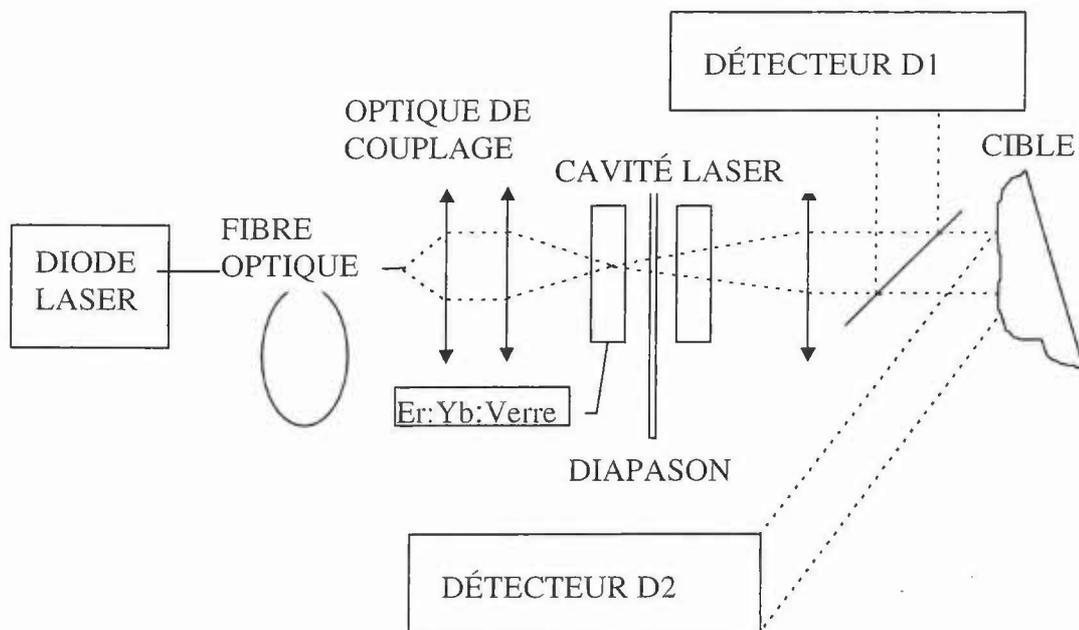


figure 9-1 : Schéma de principe du télémètre.

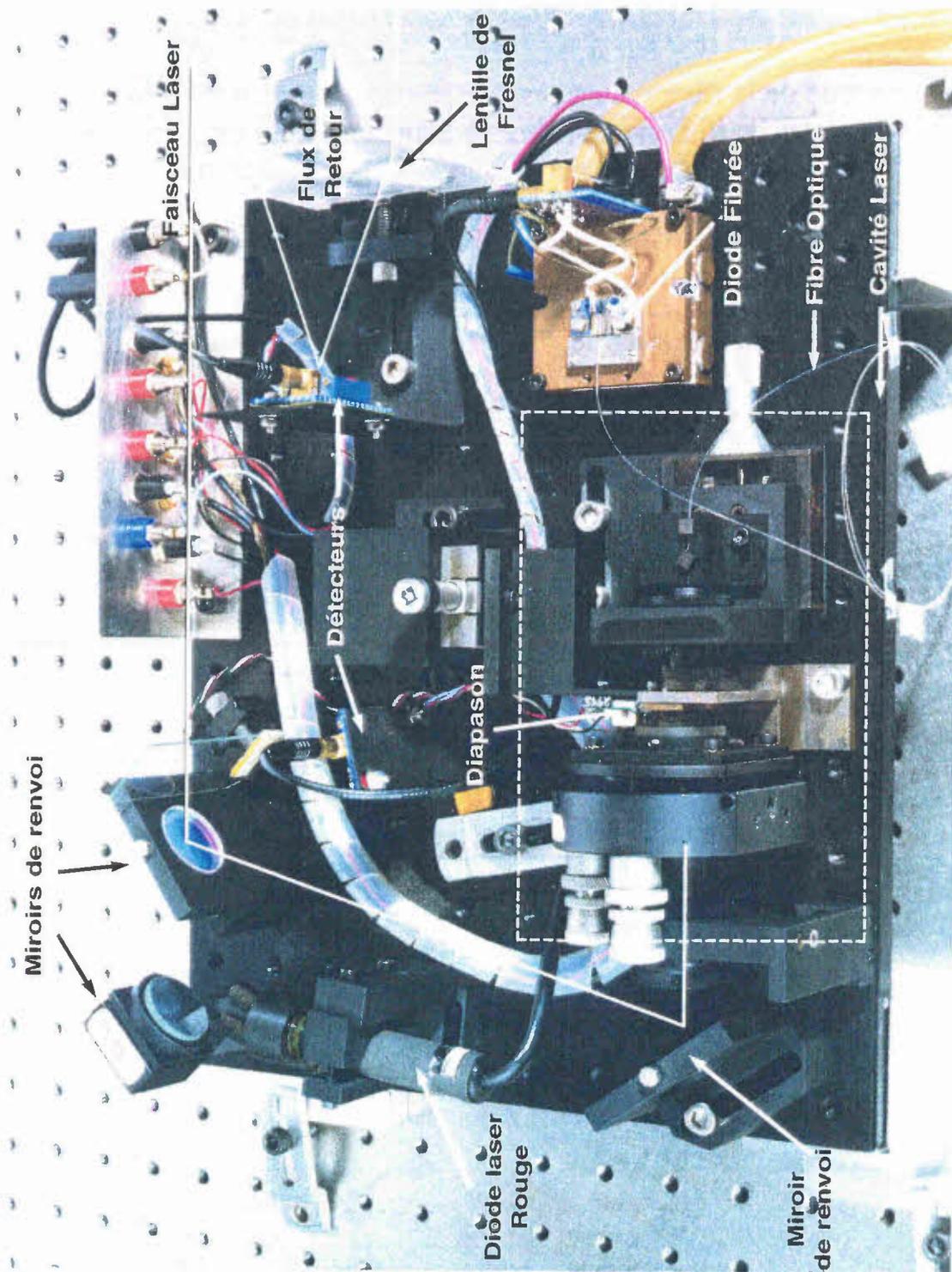


figure 9-2 : Photo de la maquette de télémétrie

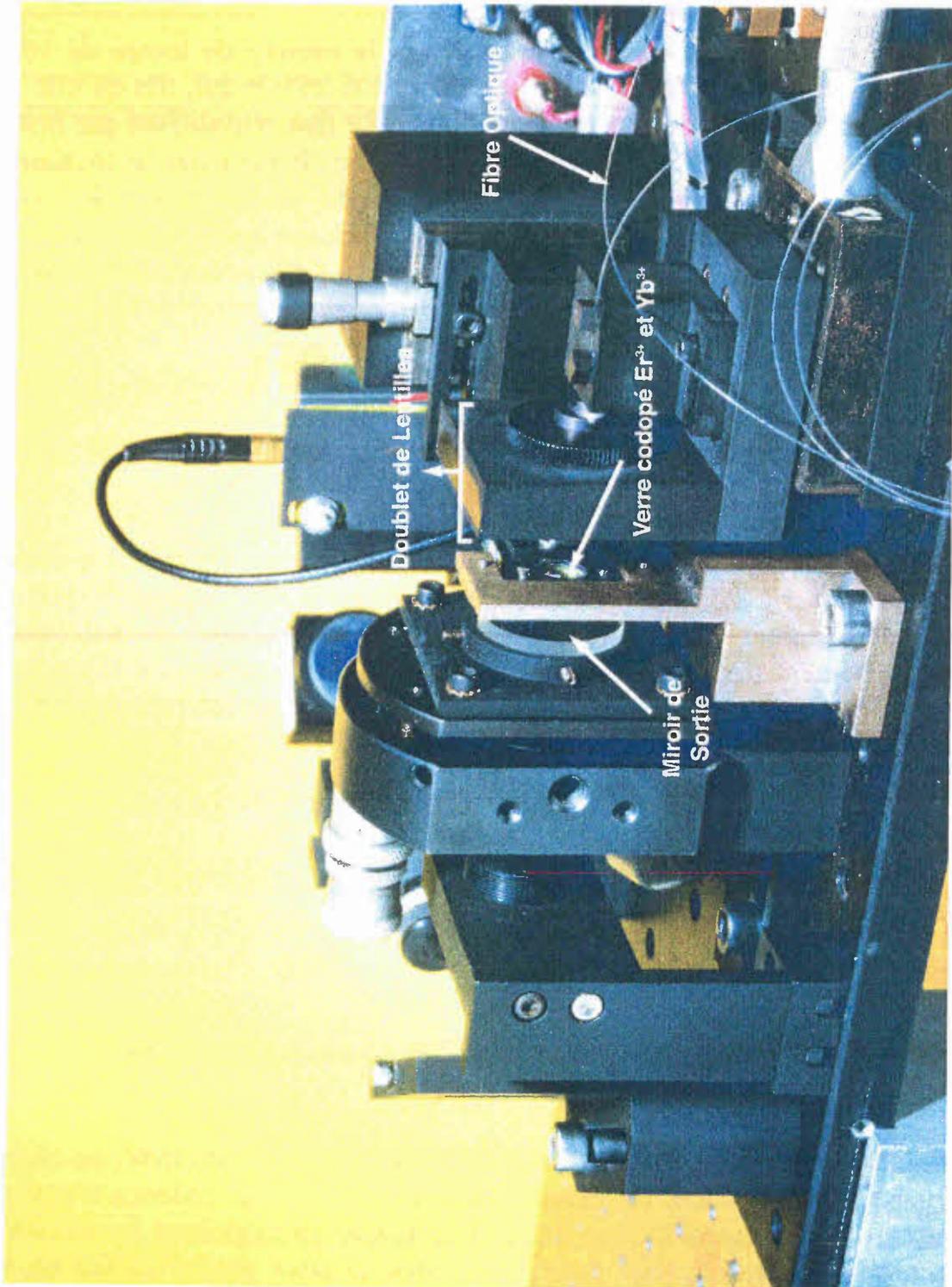


figure 9-3 : Photo de la cavité laser.

9.1.2.1 Principe

Le système du télémètre est fondé sur la mesure du temps de vol d'une impulsion. Le détecteur D1 recueille l'impulsion initiale qui, dès qu'elle dépasse une certaine tension, déclenche un compteur. Le flux rétrodiffusé par la cible est collecté par une lentille de Fresnel de diamètre $\Phi \approx 6\text{cm}$ qui le focalise sur le détecteur D2. L'apparition de l'impulsion de retour arrête le compteur. Connaissant le temps d'aller et retour de l'impulsion entre l'appareil et la cible et la vitesse de la lumière dans l'air, on peut ainsi connaître la distance les séparant.

9.1.2.2 Déclenchement par insertion d'un diapason dans la cavité

Pour une puissance de pompe continue d'environ 700 mW, on obtient une émission laser à 1,535 μm monomode transverse à une cadence de 800 Hz. Au lieu d'engendrer une impulsion unique en exploitant le mécanisme de déclenchement par commutation des pertes, le laser génère en fait un train de quatre impulsions (voir figure 5-33). La première impulsion présente une largeur à mi-hauteur de 60 ns et une puissance crête de 50 W.

Le fonctionnement du télémètre n'est pas perturbé lorsqu'il y a un train de plusieurs impulsions.

9.1.2.3 Déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité

Pour une puissance de pompe continue d'environ 700 mW, on obtient une émission laser à 1,535 μm monomode transverse à une cadence d'environ 400 Hz. Au lieu d'engendrer une impulsion unique en exploitant le mécanisme de déclenchement par commutation des pertes, le laser génère en fait un train de deux impulsions (voir figure 5-32). La première impulsion présente une largeur à mi-hauteur de 35 ns et une puissance crête de 120 W.

Un oscillogramme des impulsions d'émission et de réception est présentée sur la figure 9-4. La distance séparant le télémètre de la cible est de 32 m. On

mesure un temps de vol aller et retour de l'impulsion laser de 200 ns. La distance mesurée est donc de : $d = \frac{\Delta t \cdot c_0}{2} = 30 \text{ m}$ où c_0 est la vitesse de la lumière et Δt est le temps séparant l'impulsion émise de l'impulsion reçue. La distance affichée par le télémètre est de 33 m. La valeur affichée est bien dans l'intervalle valeur réelle plus ou moins la résolution (3 m).

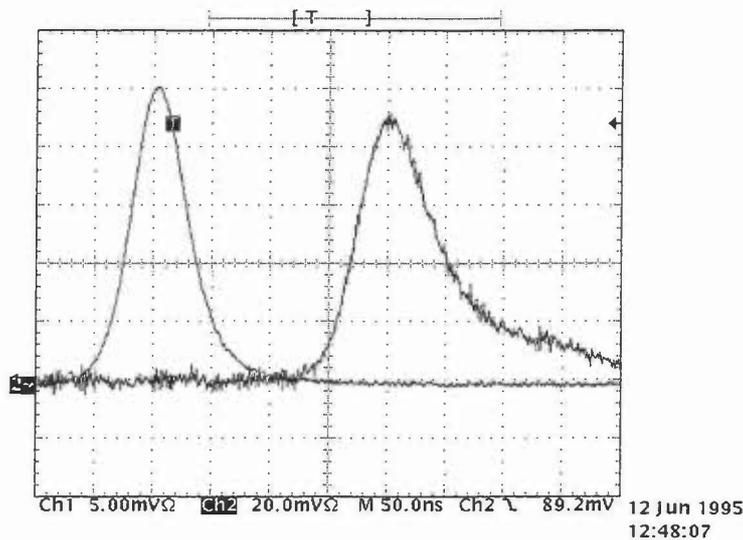


figure 9-4 : Impulsion émise et reçue par la maquette de télémétrie.

9.1.3 Performances.

La portée du télémètre est donnée par le signal de retour minimal détectable, qui est imposé par le bruit de la chaîne de détection :

$$R_{S/B} = \frac{S^2 P_s^2}{P_D B + J} \quad \text{équation 9-1}$$

$R_{S/B}$: rapport signal à bruit,

S : sensibilité de la chaîne de détection (V/W),

P_s : puissance reçue (W),

P_D : puissance de bruit en l'absence de signal optique dans une bande de 1Hz (W/Hz),

B : bande passante de la chaîne de détection (Hz),

J : composante du bruit de grenaille.

Le bruit de grenaille est négligeable (non mesurable) pour le système de détection utilisé.

En prenant un rapport signal à bruit de 50 ($R_{S/B}=50$), $P_D=1,2 \cdot 10^{-18}$ W/Hz, $B=100$ Mhz et $S=6540$ V/W, on trouve un signal minimal détectable de 12 nW. La portée est alors donnée par la loi de Bouguer [39] qui permet de calculer la puissance rétrodiffusée par une cible lambertienne d'albédo :

$$P_s = \rho \frac{P_{\text{laser}} \Phi^2 T_{\text{atm}}}{4d^2} \quad \text{équation 9-2}$$

ρ : caractérise le pouvoir rétrodiffusant d'une cible,

Φ : diamètre de la pupille de réception,

d : distance cible,

P_{laser} : puissance laser,

T_{atm} : transmission de l'atmosphère à la longueur d'onde utilisée.

En prenant un albédo de 0,1 pour la cible, on obtient une portée de 700 m.

9.1.3.1 Optimisation du rapport signal à bruit

On peut augmenter cette portée en diminuant la bande passante de la chaîne de détection de façon à optimiser le rapport signal à bruit tout en conservant une bonne réponse.

Cette optimisation se réalise à l'aide d'un filtre électronique « passe bas » du deuxième ordre. La réponse temporelle de ce type de filtre de fréquence de coupure f_c à -3 dB est divisée en deux catégories :

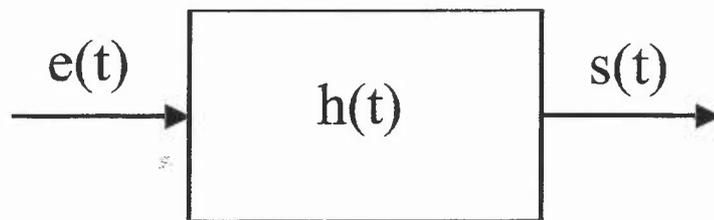
- les filtres hyper-amortis de réponse impulsionnelle:

$$h_1(t) = \frac{1}{\tau_1 - \tau_2} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right] \quad \text{avec} \quad \tau_1 = \frac{1}{2\pi f_c \xi - 2\pi f_c \sqrt{\xi^2 - 1}},$$

$$\tau_2 = \frac{1}{2\pi f_c \xi + 2\pi f_c \sqrt{\xi^2 - 1}} \quad \text{et} \quad \xi > 1.$$

- les filtres sous-amortis de réponse impulsionnelle :

$$h(t) = \frac{2\pi f_c}{\sqrt{1 - \xi^2}} \exp(-2\pi f_c \xi t) \sin(2\pi f_c \sqrt{1 - \xi^2} t) \quad \text{avec} \quad \xi < 1.$$



Le signal électrique $s(t)$ de sortie d'un filtre électronique de réponse impulsionnelle $h(t)$ et de signal d'entrée $e(t)$ est : $s(\tau) = \int_0^{\infty} h(t) \cdot e(\tau - t) \cdot dt$.

Dans notre cas le signal d'entrée est une gaussienne temporelle de durée à mi-hauteur τ : $e(t) = \frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi\tau}} \exp\left(-\frac{4\ln(2)t^2}{\tau^2}\right)$.

Dans un premier temps, il convient de déterminer le type de filtre se prêtant le mieux à l'optimisation souhaitée sans pour autant déformer trop fortement l'impulsion d'entrée. Il faut donc déterminer le coefficient ξ pour lequel le filtre correspondant déforme le moins l'impulsion d'entrée.

La figure 9-5 présente les réponses temporelles des différents filtres dont la fréquence de coupure est $f_c = \frac{1}{\tau}$ où τ est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion gaussienne d'entrée.

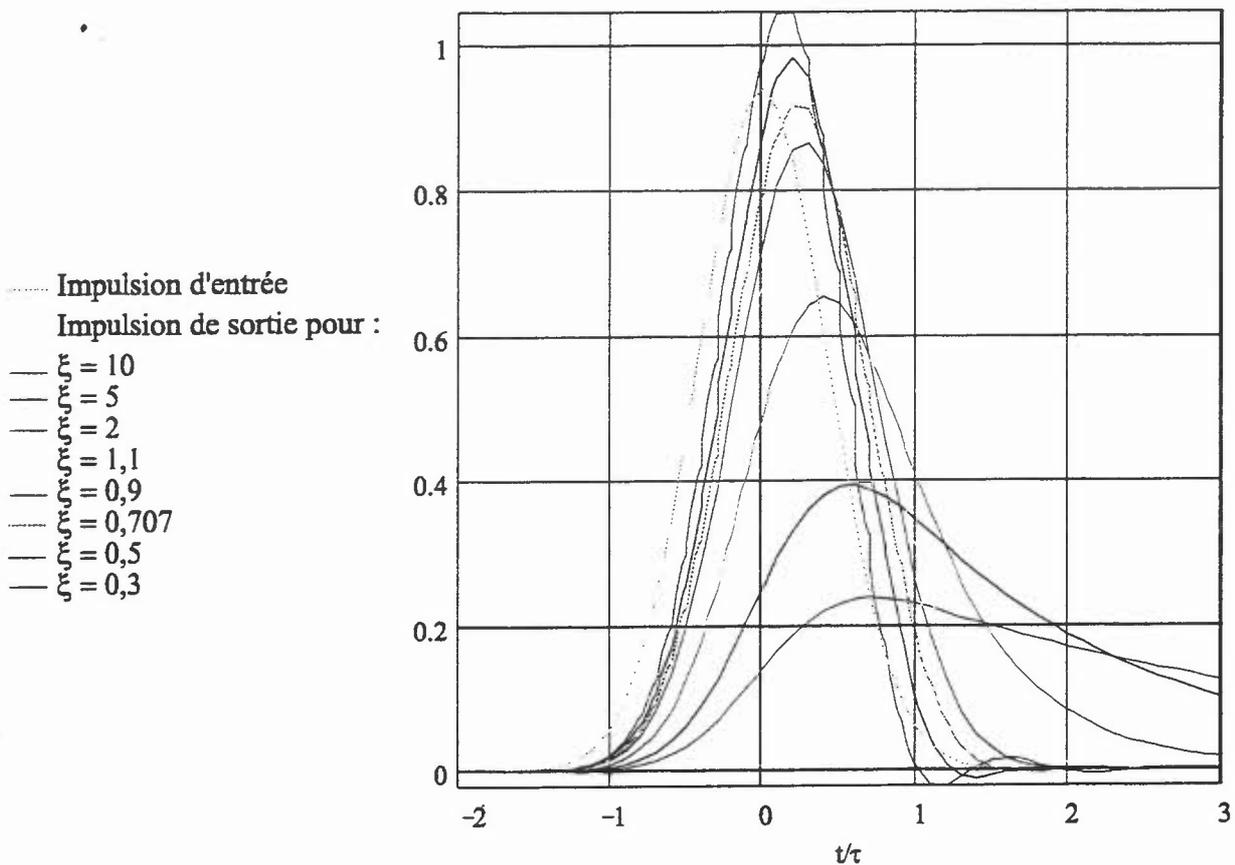


figure 9-5 : Forme temporelle de l'impulsion d'entrée et de sortie du filtre pour plusieurs coefficients d'amortissement en fonction de t/τ .

Le filtre pour lequel l'impulsion d'entrée semble la moins déformée est un filtre sous-amorti de coefficient d'amortissement $\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Le dernier paramètre ajustable est la fréquence de coupure à -3 dB du filtre.

Le rapport signal à bruit est proportionnel à $\frac{\alpha^2}{f_c}$ (voir figure 9-6) où α est l'atténuation en tension dû au filtre ($\alpha = \frac{S_{\max}}{e_{\max}}$).

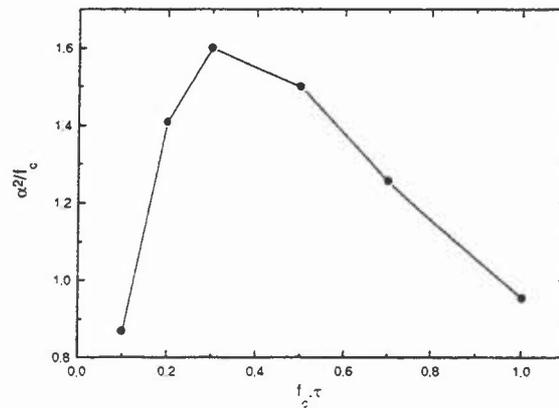


figure 9-6 : Variations de $\frac{\alpha^2}{f_c}$ en fonction de $f_c \tau$.

Cette fonction passe par un maximum pour $f_c = \frac{0,3}{\tau}$. Pour des commodités de calcul au lieu de faire apparaître α dans le rapport signal à bruit on définit une bande passante équivalente de bruit $B_{\text{eqb}} = \frac{f_c}{\alpha^2} = \frac{0,63}{\tau}$.

La figure 9-7 représente les impulsions à l'entrée et à la sortie du filtre choisi.

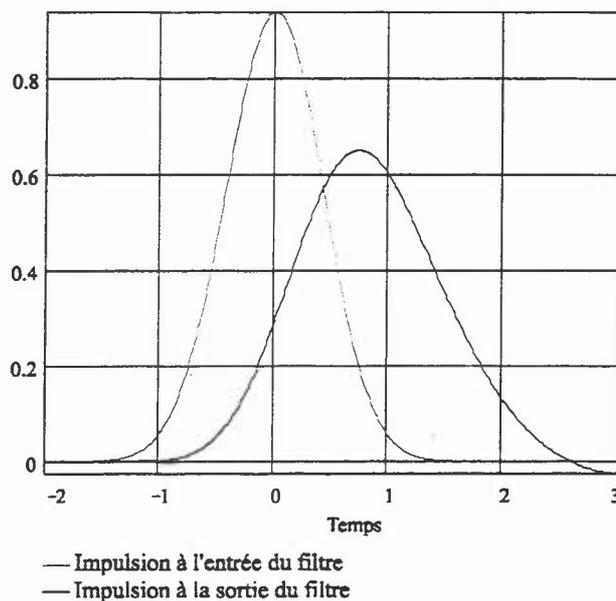


figure 9-7 : Impulsion à l'entrée et à la sortie du filtre de fréquence de coupure $f_c = \frac{0,3}{\tau}$ et de coefficient d'amortissement $\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$

Le filtre optimal est donc un filtre sous-amorti du deuxième ordre de coefficient d'amortissement $\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$ et de fréquence de coupure $f_c = \frac{0,3}{\tau}$ où τ est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion gaussienne.

9.1.3.2 Performances maximales

On trouve donc :

- pour le déclenchement par insertion d'un diapason dans la cavité, une bande passante $B=5$ MHz, une bande passante équivalente de bruit $B_{eqb}=10$ MHz, un signal minimum détectable $3,7$ nW et une portée de 900 m,
- pour le déclenchement par insertion d'un disque tournant dans la cavité, une bande passante $B=9$ MHz, une bande passante équivalente de bruit $B_{eqb}=18$ MHz, un signal minimum détectable 5 nW et une portée de 1100 m.

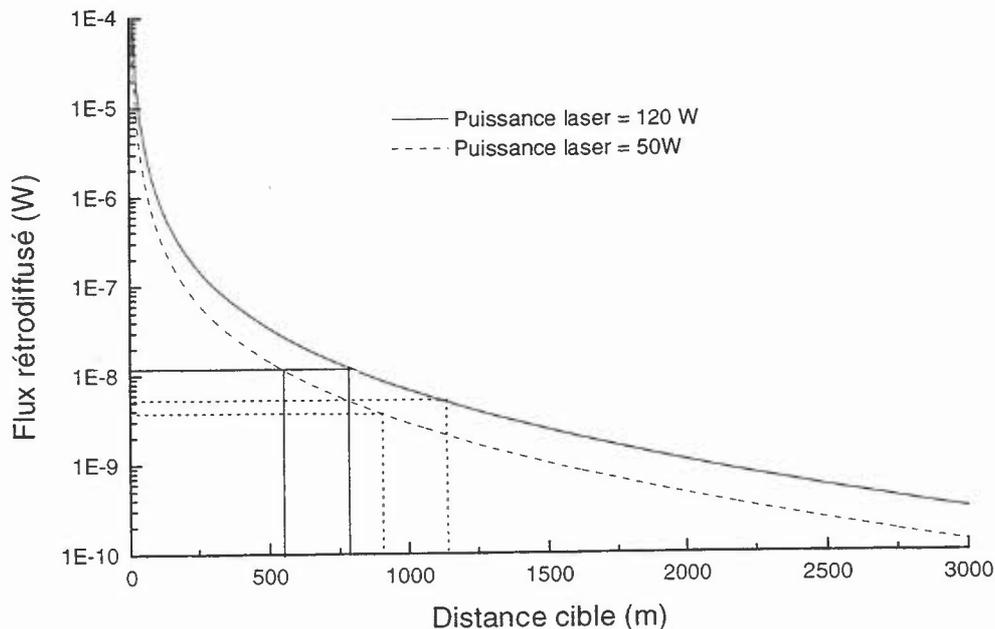


figure 9-8 : Flux rétrodiffusé par une cible lambertienne d'albédo 0,1 en fonction de la distance pour une puissance émise de 100 W.

L'albédo d'un véhicule automobile est difficilement définissable, car certaines parties pourront avoir un albédo équivalent de :

- 0 (vitre inclinée),
- quelques dizaines de pour-cent (carrosserie),
- quelques milliers (optique catadioptrique)
- ...

Nous avons donc pris une valeur moyenne relativement défavorable de 0,1 qui correspond à peu près à l'albédo d'un mur sombre.

La résolution est limitée par la fréquence d'horloge du compteur, car l'écart de temps minimum mesurable correspondant à la distance minimale d'aller et retour est une période d'horloge. Si $f=60\text{Mhz}$, la résolution est $r = \frac{c_0}{2f} \approx 3 \text{ m}$ où c_0 est la vitesse de la lumière dans l'air.

9.1.4 Conclusion

Nous avons donc réalisé et testé en fonctionnement un laser à sécurité oculaire déclenché par un système mécanique rustique et dont les performances en termes de puissance crête et de largeur d'impulsion nous ont permis d'élaborer la maquette d'un télémètre dont les performances sont compatibles avec les applications relevant de la localisation de mobiles ou d'obstacles.

9.2 Détection hétérodyne grand champ

Cette application entre dans le cadre d'un travail de thèse effectué au Laboratoire Central de Recherches de Thomson en collaboration avec Thomson CSF Optronique [40]. Dans ce cadre une maquette d'analyse de vibrations a été réalisée. Cette maquette repose sur le mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif (CdTe). La longueur d'onde du faisceau laser utilisé est $1,54 \mu\text{m}$. Ce faisceau doit présenter une répartition spatiale parfaitement gaussienne et être monofréquence.

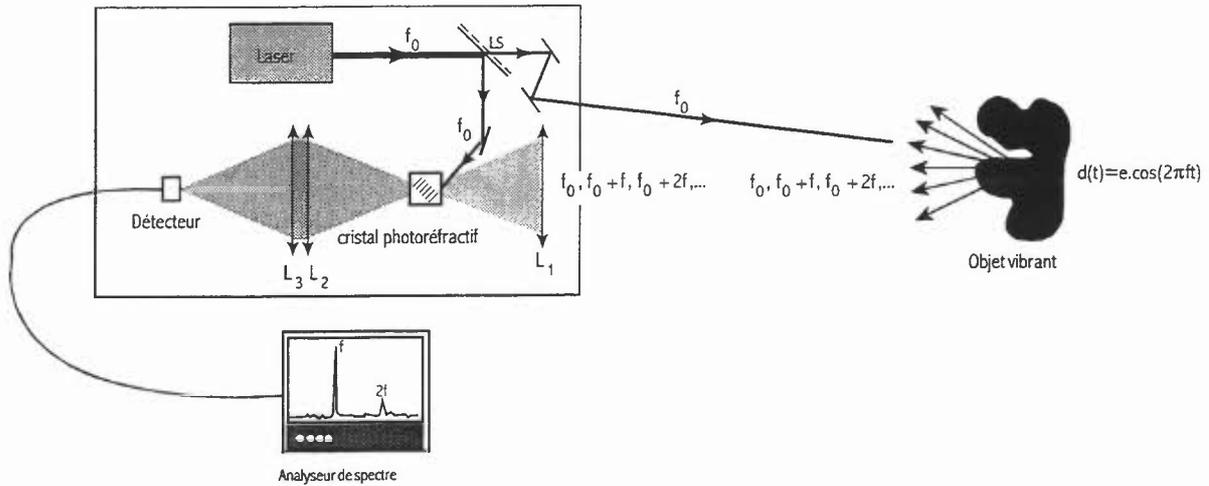


figure 9-9 : Schéma de principe de la détection hétérodyne grand champ appliquée à l'analyse de vibrations.

Le principe de la détection hétérodyne grand champ associée à l'analyse de vibrations est décrit par la figure 9-9. Un laser monofréquence de fréquence f_0 émet un faisceau qui est divisé en deux par une lame séparatrice LS. Le faisceau transmis illumine l'objet qui vibre à une fréquence f . La lumière diffusée ou réfléchi par l'objet possède un spectre discret en fréquence aux fréquences f_0 , f_0+f , f_0-f , etc... Elle est collectée par la lentille L_1 qui focalise le faisceau (appelé faisceau signal) dans le cristal photoréfractif. Le faisceau réfléchi par la lame séparatrice LS est le faisceau pompe. Les interférences de celui-ci avec la composante du faisceau signal à la fréquence f_0 créent un réseau d'indice dans le cristal. Le faisceau pompe se diffracte sur ce réseau, générant ainsi un oscillateur local adapté au signal (même front d'onde et même direction) de fréquence f_0 . La lentille L_2 collecte les faisceaux signal et oscillateur local qui sont focalisés par la lentille L_3 sur la surface du détecteur. Celui-ci délivre un photocourant aux fréquences f , $2f$, etc... Le détecteur est connecté à un analyseur de spectre qui donne l'amplitude de la composante à la fréquence f ($2f$, etc...). Celui-ci dépend de l'amplitude de la vibration de l'objet. On mesure ainsi la fréquence et l'amplitude de la vibration de l'objet.

Notre laser étant parfaitement gaussien et présentant peu de modes longitudinaux, il semblait possible d'obtenir un effet similaire à celui obtenu avec un laser monofréquence. En effet, le principe repose sur l'inscription dynamique d'un réseau d'indice dans le matériau. Si le laser est multimode longitudinalement, nous obtiendrons un réseau d'indice par mode longitudinal. Si le laser est fortement multimode longitudinal, il y aura un grand nombre de réseaux inscrits dans le matériau et la figure d'interférence sera complètement

« illisible ». Par contre si le laser est faiblement multimode longitudinal (2 ou 3 modes), il y aura 2 ou 3 réseaux d'indice inscrits dans le matériau et la figure d'interférence correspondante sera utilisable. Nous avons donc remplacé le laser monomode par notre laser présentant 3 modes longitudinaux. Nous avons pu détecter des vibrations et obtenir un effet du même ordre qu'avec le laser monomode. Néanmoins ces expériences ne sont pas terminées car il reste à caractériser la détectivité du système avec les deux types de laser à puissance égale.

10. Conclusion

Au cours de ce travail, nous nous sommes attachés à montrer l'intérêt du verre codopé erbium et ytterbium pour la réalisation de sources laser compactes continues ou déclenchées émettant dans la fenêtre spectrale de sécurité oculaire et pompées optiquement par des diodes laser de puissance.

L'utilisation d'une matrice amorphe limite les caractéristiques de ce laser en termes de résistance thermique et de largeur spectrale de fluorescence comparée à une matrice cristalline. Le schéma trois niveaux de la transition utilisée de l'ion erbium limite les performances du laser en termes de rendement et de puissance de pompe au seuil. Mais l'utilisation d'un codopant (ytterbium) réalisant un transfert énergétique efficace vers l'ion erbium accroît considérablement les caractéristiques de ce matériau. En définitive, le verre codopé erbium et ytterbium est, à l'heure actuelle, le matériau présentant le meilleur rendement de conversion potentiel.

À l'aide de ce matériau, nous avons pu réaliser un laser continu pompé par un laser à saphir dopé au titane présentant une puissance de pompe au seuil de 90 mW incident et un rendement de l'ordre de 25 %. Ces caractéristiques étant compatibles avec l'utilisation d'une diode laser de puissance (InGaAsP) émettant vers 980 nm, nous avons réalisé un laser continu pompé par diode laser fibrée présentant une puissance de pompe au seuil de 100 mW incident et un rendement de l'ordre de 19 %. Ce laser a été déclenché par insertion dans la cavité d'un disque tournant présentant trois ouvertures de 500 μm . La commutation s'effectue à une cadence de 400 Hz. La puissance crête obtenue est de 120 W sur une impulsion de 35 ns de largeur à mi-hauteur pour 700 mW de puissance de pompe incidente.

Cette méthode de commutation est intéressante car sa réalisation est peu onéreuse comparée à un déclenchement actif traditionnel (cellule à effet électro-optique, acousto-optique...).

Nous avons également utilisé un diapason inséré dans la cavité. Ce système assure un encombrement nettement plus faible ainsi qu'une stabilité plus importante due à l'utilisation du diapason à sa fréquence de résonance. Mais le temps de commutation beaucoup plus important que dans le cas du disque tournant détériore les caractéristiques de l'émission laser obtenue. En effet, pour une puissance de pompe de 700 mW nous obtenons un train de quatre impulsions à une fréquence de 800 Hz. La première impulsion présente une largeur à mi-hauteur de 60 ns pour une puissance crête de 50 W.

C'est à partir de ce laser que nous avons réalisé un télémètre à sécurité oculaire basé sur la mesure du temps de vol d'une impulsion. Ce télémètre possède une portée estimée de 900 m avec une résolution de 3 m.

La caractérisation spectroscopique du matériau nous a permis de déterminer les paramètres importants pour le fonctionnement du laser. Ainsi nous avons mesuré la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe ($1,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$), la section efficace d'émission autour de $1,5 \text{ }\mu\text{m}$ ($7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$) et la durée de vie du niveau haut de la transition laser (9 ms). Cette étude sommaire nous a permis de conclure que les effets d'absorption par les états excités étaient négligeables.

Nous avons donc développé un modèle décrivant le fonctionnement du laser qui intègre les résultats de mesures spectroscopiques et qui a été validé en fonctionnement continu. Le modèle dynamique du laser quant à lui donne des ordres de grandeur des puissances crêtes et des largeurs d'impulsion.

Une fois le modèle continu validé, il a été utilisé pour calculer les paramètres d'un laser monolithique et monofréquence. Ce laser est constitué d'un disque de verre codopé erbium et ytterbium d'une épaisseur de $200 \text{ }\mu\text{m}$ dont une face est traitée pour une réflexion maximale à la longueur d'onde laser et une transmission maximale à la longueur d'onde de pompe et l'autre face est traitée pour présenter un coefficient de réflexion de 99 % à la longueur d'onde laser et une réflexion maximale à la longueur d'onde de pompe. Les dopages en ion erbium et ytterbium sont respectivement $0,2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et $2,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Le verre codopé erbium et ytterbium utilisé comme nous l'avons fait est proche de ces limites tant en termes de conductivité thermique que de rendement de conversion. Il semble donc important de réaliser une matrice cristalline ayant une résistance thermique élevée et une largeur spectrale de fluorescence plus faible que celle du verre. L'importance des mécanismes de transfert énergétique observés dans les verres codopés erbium et ytterbium est encore à démontrer pour des cristaux. Les recherches semblent s'orienter vers des matrices comme le vanadate d'yttrium (YVO_4). Il serait donc intéressant de codoper cette matrice avec l'ion ytterbium et d'obtenir un transfert d'énergie efficace ce qui aurait comme conséquence d'augmenter le rendement de conversion.

Références Bibliographiques

- [1] Catalogue SDL 95 p 16.
- [2] « Excitation of the Nd³⁺ fluorescence in CaWO₄ by recombination radiation in GaAs », R. Newman, Journ. of Appl. Phys., vol 34, pp 437-438, 1963.
- [3] « Injection luminescent pumping of CaF₂:U³⁺ with GaAs diode lasers », R.J. Keyes, Appl. Phys. Lett., vol 4, pp 50-52, 1964.
- [4] « High-efficiency TEM₀₀ Nd:YVO₄ laser longitudinally pumped by a high-power array », G. Feugnet, C. Bussac, C. Larat, M. Schwarz, J.P. Pocholle, Optics Letters, vol 20, n°2, pp 157-159, 1995.
- [5] « diode laser pumped solid-state lasers », IEEE J. Quantum. Electron., T.Y. Fan and R.L. Byer, vol. 24, pp 895-912, 1988.
- [6] « Safety with lasers and other optical sources », D. Sliney, M. Wolbarsht, Plenum press , New York, 1980, p. 145.
- [7] « Safety with lasers and other optical sources », D. Sliney, M. Wolbarsht, Plenum press , New York, 1980, p. 89.
- [8] « Advances in Quantum Electronics », Z.J. Kiss, R.C. Duncan, ed. By J. R. Singer (Columbia Univ. Press, New York, 1961), p 164.
- [9] « Yb³⁺-Er³⁺ glass laser », E. Snitzer, R. Woodcock, Appl. Phys. Lett., vol 6, n° 3, pp 45-46, 1965.
- [10] « High-power and high-efficiency diode-pumped Er : Yb : glass laser », P. Laporta, S. Taccheo and O. Svelto, Elec. Lett., vol 28, n° 5, pp 490-492, 1992.
- [11] « Diode array-pumped Er, Yb phosphate glass laser », J.A. Hutchinson and T.H. Allik, Appl. Phys. Lett., vol 60, n° 12, pp 1424-1426, 1992.
- [12] « 1.54 μm high-power diode-pumped erbium laser », D.W. Anthon, T.J. Pier and P.A. Leilabady, in technical digest, Optical Fiber Communications (Optical Society of America, San Diego, Ca.,1991), paper FB6.
- [13] « Passive Q switching of the Er³⁺:Y₃Al₅O₁₂ laser at 1.64 μm », M.B. Camargo, R.D. Stultz and M. Birnbaum, Appl. Phys. Lett., vol 66, n° 22, pp 2940-2941, 1995.
- [14] « Room-temperature diode-pumped continous-wave SrY₄(SiO₄)₃:Yb³⁺,Er³⁺ crystal laser at 1554 nm », J.C. Souriau, R. Romero, C. Borel, C. Wyon, C. Li and R. Moncorgé, Appl. Phys. Lett., vol 64, n° 10, pp 1189-1191, 1994.

- [15] « Er :Y₂SiO₅ Eye-Safe Laser at 300K », K. Spariosu, R.D. Stultz, M.B. Camargo, M. Birnbaum, S. Montgomery and B. Chai, OSA proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1994, vol 20, pp 156-159.
- [16] Valeurs données par Kigre Inc.
- [17] Valeurs données par Kigre Inc.
- [18] « Optical interactions in solids », D. Di Bartolo, by John Wiley and Sons, Inc., 1968, p. 410.
- [19] « Variation of Er³⁺ cross section for stimulated emission with glass composition », J.N. Sandoe, P.H. Sarkies, S. Parke, J. Phys, D5, pp 1788-1799, 1972.
- [20] « General procedure for the analysis of Er³⁺ cross sections », W.J. Miniscalco, R.S. Quimby, Opt. Lett., vol 16, n° 4, pp 258-260, 1991.
- [21] « Beam and fiber optics », Arnaud, J.A., pp. 55-60 (Academic press)
- [22] Valeurs données par Kigre Inc.
- [23] « Laser and thermal performance of a new doped phosphate laser glass », S. Jiang, J. Myers, D. Rhonehouse, M. Myers, R. Belford and S. Hamlin, Kigre Inc. internal publication.
- [24] « Mechanically Q-switched codoped Er-Yb glass laser under Ti:sapphire and laser diode pumping », E. Tanguy, J.P. Pocholle, G. Feugnet, C. Larat, M. Schwarz, A. Brun and P. Georges, Elec. Lett., vol 31, n° 6, pp 458-459, 1995.
- [25] « Technique for monolithic fabrication of microlens array », Z.D. Popovic, R.A. Sprague and G.A. Neville Connell, Appl. Opt., vol 27, n° 7, pp 1281-1284, 1988.
- [26] « Design of a device for pumping a double-clad fiber with a laser-diode bar », Luis A. Zenteno, App Opt., vol 33, n° 31, pp 7282-7287, 1994.
- [27] « High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar », Th. Garf, J.E. Balmer, Opt. Lett., vol 18, n° 16, pp 1317-1319, 1993.
- [28] « High efficiency TEM₀₀ Nd:YVO₄ laser longitudinally pumped by a high power laser diode array », G. Feugnet, C. Bussac, M. Schwarz, C. Larat, and JP. Pocholle, SPIE proceeding « Nonimaging Optics III : Maximum Efficiency Light Transfer », 1995.
- [29] Voir Kigre
- [30] « 1.55µm wavelength microchip lasers. ». P. Tony, F. Molva, in Advanced Solid-State Lasers 1996, Technical Digest , pp 256-258.

- [31] « Passively-Q-switched monolithic microchip laser », L. Fulbert, J. Marty, B. Ferland and E. Molva, in Conference on Lasers and Electro-Optics 1995, Technical Digest, pp 176.
- [32] « Passive Q-switching of Infrared Lasers with Multiple Quantum Wells », J.A.C. Terry, M.J.P. Payne, OSA proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1995, vol 24, pp 465-467.
- [33] « Spectroscopic Analysis and Passive Q-Switch Performance Of Er^{3+} in Calcium Fluorophosphate », T.H. Allik, J.B. Gruber, M.D. Seltzer, M.E. Hills, K. Spariosu, R.D. Stultz, M. Birnbaum, C.A. Morrison, B.H.T. Chai, J.A. Hutchinson and L.D. Merkle, OSA proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1993, vol 15, pp 246-249.
- [34] « $\text{Er}^{3+}:\text{Sr}_5(\text{VO}_4)_3\text{F}$: a potential passive Q-switch for Er-glass lasers », R.E. Peale, H. Weidner and W.A. McClintie, Jr, OSA proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1995, vol 24, pp 519-522.
- [35] « $\text{Er}:\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ saturable-absorber Q switch for the Er:glass laser at 1.53 μm », K. Spariosu, R.D. Stultz, M. Birnbaum, T.H. Allik and J.A. Hutchinson, Appl. Phys. Lett., vol 22, n° 62, pp 2763-2765, 1993.
- [36] « $\text{U}^{4+}:\text{SrF}_2$ efficient saturable absorber Q switch for the 1.54 μm erbium:glass laser », R.D. Stultz, M.B. Camargo, S.T. Montgomery, M. Birnbaum and K. Spariosu, Appl. Phys. Lett., vol 64, n° 8, pp 948-950, 1994.
- [37] « Passive Q-switch at 1.53 μm using divalent uranium ions in calcium fluoride », R.D. Stultz, M.B. Camargo and M. Birnbaum, J. Appl. Phys., vol 78, n° 5, pp 2959-2961, 1995.
- [38] « Divalent Uranium and Cobalt Saturable Absorber Q-Switches at 1.5 μm », R.D. Stultz, M.B. Camargo, M. Birnbaum and M. Kokta, OSA proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1995, vol 24, pp 460-464.
- [39] « Étude et réalisation d'un imageur actif laser à compression d'impulsions », B. Rémy, Thèse de doctorat en sciences, Université d'Orsay (1986).
- [40] « Détection hétérodyne grand champ », S. Breugnot, Thèse de doctorat en sciences, Université d'Orsay (1995).

Résumé

Leur grande efficacité et leur directivité font des lasers des sources optiques extrêmement dangereuses pour l'oeil humain. Cependant il existe une bande spectrale s'étendant de 1.5 à 1.55 μm où le seuil d'endommagement de l'oeil est plus élevé et où les risques encourus sont moins importants. Cette bande spectrale est dite à « sécurité oculaire ». Un laser solide pompé par diode laser émettant dans cette bande spectrale doit trouver de nombreuses applications dans les domaines de la détection d'obstacles et de la télémétrie.

Ce travail a donc pour objectif d'étudier théoriquement et de valider expérimentalement un tel laser à sécurité oculaire pompé par diode laser de puissance fondé sur l'utilisation d'un verre codopé erbium et ytterbium. Ce laser fonctionne en régime continu et déclenché mécaniquement. En régime continu une puissance de 100 mW avec un faisceau gaussien parfait a été obtenue pour une puissance de pompe absorbée de 650 mW. En régime déclenché par insertion dans la cavité d'un disque tournant, nous avons obtenu une puissance crête de 120 W sur une impulsion de 35 ns de largeur à mi-hauteur et en régime déclenché par insertion d'un diapason dans la cavité, nous avons obtenu une puissance crête de 50 W sur une impulsion de 60 ns de largeur à mi-hauteur. Les résultats intéressants obtenus en régime déclenché nous ont permis de réaliser un télémètre à sécurité oculaire.

Mots clés

Laser à sécurité oculaire

Lasers solides

Erbium

Télémètre

Ytterbium

Lasers pompés par diode laser