



HAL
open science

Étude théorique et expérimentale des lasers solides Er^{3+} et Nd^{3+} : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences

Mehdi Alouini

► **To cite this version:**

Mehdi Alouini. Étude théorique et expérimentale des lasers solides Er^{3+} et Nd^{3+} : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences. Optique [physics.optics]. Université de Rennes 1, 2001. Français. NNT: . tel-01850679

HAL Id: tel-01850679

<https://theses.hal.science/tel-01850679>

Submitted on 27 Jul 2018

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.

THÈSE

Présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I
Mention : Physique

Par

Mehdi ALOUINI

Laboratoire d'électronique quantique – Physique des lasers, Campus de Beaulieu
École Doctorale Physique et Matériaux
U.F.R. Structure et propriétés de la Matière

**Étude théorique et expérimentale des lasers solides
Er³⁺ et Nd³⁺ : applications des lasers bi-fréquences
aux télécommunications optiques et hyperfréquences.**

Soutenue le 22 mars 2001 devant la commission d'Examen :

André DUCASSE	Professeur, Université de Bordeaux I Directeur de l'Institut d'Optique	Président
Jean-Paul POCHOLLE	Chef de laboratoire, THALÈS LCR	Rapporteur
Patrick GEORGES	Directeur de Recherche CNRS, Institut d'Optique	Rapporteur
Richard MONCORGÉ	Professeur, Université de Caen	Examinateur
Fabien BRETENAKER	Chargé de Recherche CNRS, Université de Rennes I	Examinateur
Albert LE FLOCH	Professeur, Université de Rennes I	Examinateur

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITE DE RENNES I

pour obtenir le grade de :

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention Physique

Par

Mehdi ALOUINI

Laboratoire d'électronique quantique – Physique des lasers
Ecole Doctorale Physique et Matériaux
U.F.R. Structure et propriétés de la Matière

**Etude théorique et expérimentale des lasers solides
 Er^{3+} et Nd^{3+} : applications des lasers bi-fréquences
aux télécommunications optiques et hyperfréquences**

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Électronique Quantique–Physique des Lasers de l'Université de Rennes I. Je tiens tout d'abord à remercier Albert Le Floch de m'y avoir accueilli à deux reprises. Je lui dois les idées développées dans ce manuscrit ainsi que leur aboutissement. Son souci permanent de la rigueur scientifique a été pour moi un exemple. Fabien Bretenaker et Marc Brunel ont suivi de très près le déroulement de ma thèse. Je tiens à leur exprimer ma profonde reconnaissance pour tout le temps qu'ils ont pu me consacrer pendant ces trois ans ainsi que pour leurs conseils avisés lors de la rédaction du manuscrit.

J'exprime ma profonde reconnaissance à tous les autres membres du laboratoire sans qui cette recherche n'aurait pas été possible. Merci à vous, Marc Vallet, Dominique Chauvat, Olivier Emile, Guy Ropars, Jean-Paul Taché, Roger Le Naour et Laurent Dutriaux. Ce travail est avant tout le vôtre. Les montages électroniques ont été réalisés par Ludovic Frein et Claude Deroubaix. Les travaux de mécanique sont dus à Cyril Hamel, Jacques Guilloux et Jacques Roignant. Les travaux de verrerie ont, quant à eux, été effectués par Henri Géhanno. Je tiens à tous les remercier pour l'enthousiasme dont ils ont fait preuve dans la réalisation souvent difficile de montages compacts et précis. Leur disponibilité et leur savoir faire ont été un atout considérable dans l'aboutissement des expériences décrites dans ce manuscrit. Marie-Aude Vitre, Léone Hamon et Anne Pager ont apporté leur concours aux diverses tâches administratives. Qu'elles en soient remerciées. Dédicace à Jérôme Poirson, Ngoc Diep Lai et Kamal Priya Singh pour l'intérêt qu'ils ont porté à l'évolution de ce travail.

Je remercie André Ducasse d'avoir bien voulu présider le jury et Richard Moncorgé d'y avoir participé. Je suis particulièrement reconnaissant à Jean-Paul Pocholle et Patrick Georges d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Les membres du Laboratoire de Physique des Surfaces et Interfaces m'ont toujours accueilli avec grande sympathie. Leur expérience dans le domaine du vide m'a été d'un grand secours. Merci pour les litres d'azote liquide et les joints gracieusement donnés. Je voudrais

également remercier l'équipe du Professeur Lucas du laboratoire Verres et Céramiques. Je pense en particulier à Jean-Luc Adam, Frédéric Smektala et Laurent Griscom pour leur aide précieuse dans la caractérisation des éléments optiques et matrices dopées aux terres rares utilisés dans ce mémoire.

Plusieurs collaborations ont été suivies durant ces trois années. Les principaux acteurs en sont Philippe Thony, Laurent Fulbert et Jean Marty au CEA/LETI de Grenoble, Philippe Di Bin et Benoît Benazet de l'IRCOM (Limoges) et Jean-François Cadiou à France Télécom R&D de Lannion. Mes remerciements vont aussi à David Jacob et Jean-Charles Cotteverte de Corning (Avon) pour leur aide et les diverses discussions scientifiques que nous avons pu entretenir. Nous avons eu la chance de travailler avec Govind Prasad Agrawal de l'Université de Rochester (États-Unis) et Rupamanjari Ghosh de l'Université Jawaharlal Nehru à New Delhi (Inde). Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Un grand merci à tous mes proches : famille et amis. Leur soutien permanent a été pour moi une source de motivation supplémentaire. Clin d'œil à Christian pour les longues soirées de "déconnade" passées à refaire la science. Le mot de la fin ira à Nadine pour la confiance qu'elle m'a toujours montrée et les innombrables lectures du manuscrit.

Ces trois années, soutenues principalement par le CNRS, le Conseil Régional de Bretagne et l'ANRT, ont été de loin les plus enrichissantes aussi bien sur le plan scientifique que humain.

Table des matières.

Table des matières.	1
Introduction générale.	5
I. Diffraction résonnante dans les lasers solides Er:Yb:Verre..	13
A. Rappel sur les propriétés spectrales des lasers dopés Er:Yb.	15
B. Etude théorique de la diffraction résonnante.	25
1. <i>Calcul des distributions spectrales et spatiales de l'indice.</i>	25
2. <i>Calcul du mode et prédictions.</i>	31
C. Expériences.	35
1. <i>Laser monomode à cavité étendue.</i>	35
2. <i>Microlasers.</i>	41
D. Conclusion.	49
II. Couplage non-linéaire dans les lasers solides.	51
A. Introduction.	51
B. Modèle théorique.	53
1. <i>Développement près du seuil.</i>	57
2. <i>Développement local.</i>	59
3. <i>Méthode de détermination de la constante de couplage.</i>	62
C. Mesure du couplage dans les microlasers.	64
1. <i>Entre deux modes longitudinaux.</i>	66
2. <i>Entre deux états propres.</i>	72
D. Régimes bi-fréquence et mono-fréquence dans un microlaser Er:Yb:Verre..	76

1. Oscillation bi-fréquence : validation de l'approche théorique.	76
2. Condition pour l'obtention d'un régime monomode.	81
E. Observation du couplage entre deux modes de longueurs d'onde quelconques...	
.....	83
1. Schéma expérimental.	83
2. Résultats expérimentaux.	85
3. Importance du recouvrement spatial.	91
a. Rôle du recouvrement spatial.	91
b. Implication sur le spectre d'un laser à cavité étendue.	95
F. Conclusion et perspectives.	97

III. Lasers bi-fréquences: Génération de battements de haute pureté du MHz au THz.101

A. Introduction.	101
B. Génération d'une porteuse hyperfréquence stable à 1,55 μm: laser à un axe.	103
1. Le laser GHz mono-axe à 1,55 μm	104
2. Asservissement de phase et d'intensité.	110
3. Résultat: oscillateur local GHz optique.	115
4. Perspectives.	118
C. Laser THz avec référence absolue: laser à deux axes.	121
1. Laser THz biaxe.	122
a. Rappel sur les lasers biaxes.	122
b. Montage expérimental et résultats ; le laser THz.	124
2. Stabilisation: intérêt intrinsèque du laser bi-fréquence.	130
a. Calcul des sources de dérive de la fréquence de battement.	132
i. Variation de l	133
ii. Variations de l_e et l_o	134
iii. Variations de ν_b quand ν_e est asservie.	135
b. Asservissement et résultats.	136

i. Sur le profil Doppler de la raie.....	136
ii. Sur le pic d'absorption saturée.....	139
D. Conclusion.....	144
IV. Régimes dynamiques.....	149
A. Nouveaux régimes dynamiques dans les lasers solides.....	149
1. Introduction.....	149
2. Régimes dynamiques d'un laser Nd:YAG.....	151
a. Théorie.....	151
i. Rappel : calcul des états propres du laser.....	151
ii. Modèle théorique et prédictions.....	154
b. Conditions expérimentales.....	165
c. Résultats expérimentaux.....	167
i. Première région : $\Delta\omega_l, \omega_r \ll \omega_y - \omega_x$	167
ii. Deuxième région : $\omega_r < \Delta\omega_l < 2\omega_r$	171
iii. Troisième région : $\omega_r \ll \Delta\omega_l$	174
3. Vers des impulsions plus courtes.....	181
4. Transposition au cas d'un laser Er:Yb:Verre.....	185
5. Conclusion.....	188
B. Auto-modulation de la polarisation avec des états propres circulaires.....	191
1. Introduction.....	191
2. Théorie.....	193
3. Montage et résultats expérimentaux.....	194
4. Conclusion.....	199
Conclusion générale et perspectives.....	201
Annexe 1.....	209

Annexe 2.....	217
Annexe 3.....	223
Références.....	231

Introduction générale

Introduction générale.

Suite à l'oscillation du premier maser en 1954, SCHAWLOW et TOWNES [1], et indépendamment BASOV [2] et PROKHOROV [3], ont proposé en 1958 d'étendre le principe du maser aux longueurs d'onde optiques. Deux ans plus tard, les laboratoires Hughes Aircraft Company annonçaient la réalisation du premier laser [4]. Depuis, la gamme spectrale de fonctionnement des lasers a été étendue vers l'ultra-violet d'une part et vers l'infrarouge lointain d'autre part. Curieusement, le domaine des THz, compris entre les micro-ondes et l'optique, n'est pas encore couvert de manière complètement satisfaisante malgré l'intérêt qu'il a pu susciter dès les années 50 [5]. Récemment, une nouvelle méthode pour générer des ondes THz a été mise au point. Celle-ci repose sur l'utilisation des lasers impulsionnels et permet, par rectification optique [6,7] dans des matériaux non-linéaires d'ordre 2 ou par photo-excitation des porteurs d'une structure à semi-conducteur [8,9], d'obtenir un rayonnement THz. Cette technique, qui génère des spectres larges, est parfaitement adaptée pour faire de l'imagerie ou de la spectroscopie monocoup [10-12]. Cependant, elle est mal adaptée aux applications de spectroscopie hétérodyne haute résolution dans laquelle l'oscillateur THz doit être continu et monochromatique. Une autre technique que nous avons développée au laboratoire consiste à générer deux fréquences optiques décalées et accordables [13,14]. Leur mélange dans un semi-conducteur absorbant servira ensuite à la génération du rayonnement THz [15,16]. Pour obtenir ce battement THz par exemple, plusieurs conditions sont à remplir: **(i)** au moins un des oscillateurs optiques doit être accordable sur plusieurs dizaines de nanomètres, ce qui nécessite de disposer d'un milieu actif comme un verre dopé à l'erbium qui présente une largeur spectrale de gain de l'ordre de 30 nm ; **(ii)** les deux oscillateurs doivent avoir une grande pureté spectrale ; **(iii)** leurs fréquences doivent être stables. Au bilan, la génération de THz par battement optique nécessite donc de maîtriser tous les paramètres de la source utilisée, en particulier pour construire un laser bi-fréquence adapté.

Le souci de prédire le comportement des lasers a mené dès les années 60 au développement de divers modèles. Pour décrire la nature transverse du champ électromagnétique ainsi que les pertes par diffraction dans une cavité stable, les modèles de FOX et LI [17] puis la méthode de la matrice ABCD de KOGELNIK [18] ont été développés. Lorsqu'il s'agit d'une cavité instable une approche numérique est généralement nécessaire pour calculer les modes [19]. Pour décrire l'interaction entre les atomes du milieu actif et le champ électromagnétique on utilise principalement des modèles semi-classiques. Pour les lasers à gaz, c'est celui de LAMB qui s'est imposé [20]. En revanche, lorsqu'il s'agit de lasers solides, dans lesquels l'inversion de population ne peut pas être éliminée adiabatiquement, les équations de flux ("rate equations") de STATZ et DE MARS [21] servent souvent de modèle de base. Des extensions de ce modèle permettent ensuite de tenir compte, par exemple, des propriétés spectrales de la raie [22], ou encore du "hole-burning" spatial [23]. Cependant, tous ces modèles sont scalaires. La polarisation du champ électromagnétique est supposée uniforme dans tout le résonateur. Le modèle spatial vectoriel permet a contrario de tenir compte de la répartition dans la cavité de la polarisation du champ électromagnétique et des différents éléments intracavités [24-26]. Dans ce modèle, chaque élément intracavité est représenté par une matrice de JONES [27]. La détermination de l'état de polarisation en tout point de la cavité repose sur la condition de résonance $\mathbf{M}\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E}$, où \mathbf{E} est le vecteur de Jones représentant la polarisation de la lumière, \mathbf{M} est la matrice de Jones pour un aller-retour de \mathbf{E} dans la cavité et λ la valeur propre associée au vecteur propre \mathbf{E} . Les grandeurs scalaires que sont la fréquence et l'intensité de l'état propre considéré sont contenues dans λ et leurs valeurs sont données par la condition $\lambda = 1$.

Une des implications les plus remarquables du modèle spatial vectoriel est qu'un résonateur possède au moins deux états propres. Par conséquent, tout laser est susceptible d'osciller sur au moins deux états de polarisation ayant chacun sa propre fréquence. De plus, il est possible de lever la dégénérescence spatiale entre ces deux états propres pour réaliser une cavité à plusieurs axes de propagation [28]. Ces deux propriétés ont été successivement mises

à profit, dans notre laboratoire, dans bon nombre d'applications parmi lesquelles la magnétométrie [29,30], la détection de traces de méthane [31,32], la réalisation de gyrolasers originaux [33] et la génération de battements accordables [34]. Par ailleurs, on peut observer que ce sont les lasers solides qui se sont imposés ces dernières années en tant que sources compactes, à relativement faible coût, à large spectre de gain, et à forte puissance de sortie. Les domaines d'application des lasers solides sont, ainsi, devenus difficilement dénombrables. Parmi les applications utilisant les lasers solides, les plus notables sont (i) les télécommunications optiques qui exploitent le faible coût et l'aspect compact de ces lasers, (ii) la génération d'impulsions ultracourtes et tous les développements associés qui requièrent des spectres de gain larges de plusieurs dizaines de nanomètres et (iii) la spectroscopie haute résolution nécessitant des sondes de grande pureté spectrale et de fortes puissances optiques. Ainsi, récemment, l'association d'un milieu actif solide (Nd:YAG) et de la séparation spatiale des états propres a permis d'écartier suffisamment les deux fréquences propres d'un laser pour obtenir des battements de quelques dizaines de GHz [13]. Cet exemple illustre le fait que l'utilisation d'un milieu actif solide permet dans certains cas de repousser les limites atteintes par d'autres lasers comme les lasers à gaz.

Depuis les années 90, l'ion erbium a joué, à travers l'amplification optique, un rôle primordial dans le déploiement des réseaux de télécommunications. Curieusement, les lasers erbium eux-mêmes n'ont pas connu le même développement. Ainsi, peu de groupes se sont intéressés à ces lasers solides en tant que sources potentielles pour les télécommunications optiques. Parmi ces groupes, on peut citer celui de MILAN [35], ceux du LETI [36] et de THALÈS [37,38], ainsi que quelques industriels comme LASER POWER¹, NANOLASE² et IONAS³. Le travail développé dans ce mémoire explore certains aspects

¹ LASER POWER a commercialisé en 1998 une série de lasers Er:Yb:Verre asservis en intensité.

² NANOLASE : 15 rue des Martyrs, 38054 Grenoble, France.

nouveaux des lasers solides mono-fréquence et bi-fréquence, dopés à l'erbium notamment. Dans ce contexte, il est légitime de se demander si l'association du concept de laser bi-fréquence et d'un milieu actif solide dopé aux terres rares ne peut pas donner lieu à des développements originaux. En effet, ce serait l'occasion de revenir sur certaines propriétés des lasers solides monomodes. En outre, la physique de deux oscillateurs optiques partageant le même milieu actif solide n'est pas encore bien connue. Par ailleurs, les limites ultimes d'un laser bi-fréquence solide en termes d'accordabilité et de stabilité des fréquences n'ont jamais été explorées, à notre connaissance. Ainsi, plusieurs questions se posent.

- A la différence de la plupart des lasers à gaz, les lasers solides sont réputés pour leurs bons rendements. Cependant, leur fonctionnement est souvent affecté par les effets thermiques qui induisent des aberrations ou des effets de lentille dans le milieu actif [39]. Au contraire, dans les lasers à gaz, les effets thermiques sont négligeables. Cependant, on y observe facilement des interactions fortes entre les paramètres géométriques de la cavité et les paramètres optiques du milieu actif. Ces interactions donnent lieu, par exemple, à des effets de diffraction résonnante aussi bien dans les cavités linéaires [40,41] que dans les cavités en anneau [42]. On peut donc se demander si les effets thermiques dans un laser solide ne masquent pas une physique similaire. Si oui, peut-on isoler ces effets résonnants, et jouent-ils un rôle sur la puissance et les propriétés spectrales du laser ?

- La réalisation d'un laser bi-fréquence requiert avant tout l'oscillation simultanée des deux modes. Or, la dynamique de deux modes est maintenant bien connue dans les lasers à gaz [43]. D'un point de vue théorique, LAMB définit une constante de couplage C entre les deux oscillateurs optiques [44]. Si $C < 1$ les deux modes peuvent osciller en même temps (régime de simultanéité). Si $C > 1$, les deux modes ne peuvent jamais osciller ensemble (bistabilité). L'approche utilisée par Lamb pour définir C est très générale puisqu'elle peut tenir compte du "hole burning spatial" et du "hole burning spectral". Dans un laser solide le

³ IONAS produit des lasers à fibre dopée à l'erbium accordables sur 2 nm.

milieu actif (verre ou cristal) est beaucoup plus complexe que dans un laser à gaz ; c'est pourquoi il n'existe actuellement pas de modèle équivalent à celui de LAMB. Par conséquent, pour modéliser les lasers à deux ou plusieurs modes, on utilise le modèle de STATZ et DE MARS dans lequel on introduit, de façon heuristique, un terme de saturation croisée entre deux modes [23,45]. On peut donc s'interroger sur la validité d'une telle approche. Peut-on mesurer le couplage entre deux modes quelconques pour savoir si le régime de simultanéité est toujours possible dans un laser solide ? Dans une matrice solide dopée, plusieurs transitions participent à la même raie. De plus, il est admis que ces transitions sont fortement couplées par les phonons du réseau cristallin (ou vitreux) [22]. Si les deux oscillateurs sont suffisamment éloignés, ne doit-on pas s'attendre à ce que les phonons jouent un rôle dans le couplage ?

- Une fois le couplage entre les deux modes du laser connu, on peut s'interroger sur les performances ultimes d'un laser bi-fréquence solide. Ces performances concernent l'accordabilité et la stabilité du battement entre les deux modes. En particulier, on peut se demander s'il n'est pas possible de mettre à profit les propriétés spectrales intrinsèques du système bi-fréquence solide pour réaliser un oscillateur local GHz adapté aux télécommunications optiques. En outre, en choisissant un milieu actif solide à spectre de gain large, la génération d'un battement accordable dans la gamme du THz devrait être envisageable. Selon les applications visées, il peut être nécessaire de connaître l'une ou les deux fréquences optiques de manière précise. Peut-on alors espérer reporter la stabilité en fréquence d'un état propre sur l'autre ?

- Si à l'opposé on cherche, maintenant, à réduire la différence de fréquence entre les deux états propres, on sait que dans le cas d'un laser à gaz les deux états propres s'accrochent en phase en dessous d'une certaine différence de fréquence proportionnelle à l'anisotropie de pertes de la cavité [46]. Le laser passe donc d'un régime continu bi-fréquence à un régime continu mono-fréquence. Or, une des grandes différences entre un laser à gaz et un laser solide est l'existence de résonances à des fréquences inférieures au MHz [47]. Il est légitime de se demander si, dans cette gamme de fréquences, le battement entre les deux états propres n'interagit pas avec la fréquence d'oscillation de relaxation du laser. Dans le cadre de la

théorie spatiale vectorielle ne faut-il pas, en plus des effets liés à la cavité (anisotropies de perte et de phase), tenir compte de la réponse du milieu actif ? Finalement, dans une situation plus générale où plusieurs modes longitudinaux sont présents sur chaque état propre, l'auto-modulation de la polarisation illustre la possibilité d'un accrochage de phase pour toutes ces fréquences [48]. Ce dernier se produit lorsque les deux peignes de modes longitudinaux sont décalés d'exactly la moitié de l'intervalle spectral libre de la cavité. De plus, cet effet ne dépend pas de la nature du milieu actif utilisé [49]. Dépend-il de la nature des états de polarisation ?

Pour répondre à ces questions, nous adoptons le plan suivant :

La première partie est consacrée à l'étude des mécanismes de diffraction résonnante dans les lasers Er:Yb:Verre. Après un bref rappel sur les propriétés spectrales et les caractéristiques particulières des verres codopés à l'erbium et à l'ytterbium, nous étudierons théoriquement le profil spectral et spatial de l'indice et les variations de mode associées dans le cas particulier d'un laser Er:Yb:Verre pompé par diode. Les effets de diffraction, dus aux lentilles de saturation résonnantes dans le milieu actif, seront explorés dans le cas d'un laser monomode à cavité étendue. Ces résultats permettront de mieux comprendre les caractéristiques spectrales des microlasers Er:Yb:Verre multimodes.

Pour obtenir l'oscillation simultanée de deux modes, il est nécessaire d'étudier leur couplage non-linéaire. Dans la seconde partie, nous mettons au point une technique nouvelle pour mesurer directement le couplage entre deux modes longitudinaux ou deux états propres d'un microlaser monolithique. Les résultats expérimentaux sur un microlaser Er:Yb:Verre seront exploités pour comprendre la condition d'oscillation monomode de ce type de microlaser. Par ailleurs, nous nous interrogerons sur la validité de l'approche théorique classique en étendant l'étude du couplage à deux modes de longueurs d'onde quelconques et en tentant de tenir compte de la dynamique des phonons.

Dans la troisième partie, nous construirons des systèmes bi-fréquences solides nouveaux en vue d'applications fondamentales ou de télécommunications. Deux types

d'applications sont visées : d'une part celles nécessitant un battement par mélange hétérodyne des deux fréquences optiques. Pour cela, nous mettrons au point un laser Er:Yb:Verre à un axe générant un battement GHz. Nous optimiserons ses performances intrinsèques puis nous stabiliserons le battement grâce à une boucle à verrouillage de phase. Enfin nous verrons comment améliorer le bruit de phase de la porteuse GHz pour que ce laser puisse être utilisé comme oscillateur local en télécommunications opto-microondes. D'autre part, pour les applications nécessitant un battement THz, nous envisagerons d'aller au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité en construisant un laser Er:Yb:Verre à deux axes de propagation. Nous explorerons alors les limites de stabilité en fréquence d'un tel système dans lequel les deux fréquences optiques sont indépendamment accordables. Nous verrons, ensuite, comment augmenter cette stabilité. Ceci nous amènera à proposer une architecture originale qui permet d'obtenir une fréquence "absolue-accordable" dans la bande C des télécommunications optiques.

La quatrième partie sera consacrée à l'étude des régimes dynamiques dans les lasers solides à deux états propres. Nous reviendrons dans un premier temps sur les prédictions du modèle vectoriel dans le cas d'une cavité passive contenant des anisotropies de perte et de phase. Nous développerons, ensuite, un modèle théorique pour tenir compte de l'interaction des modes propres du résonateur avec un milieu actif solide. Nous vérifierons expérimentalement les prédictions théoriques dans un laser Nd:YAG où des régimes d'oscillation nouveaux et notamment des régimes impulsionnels avec deux états propres accrochés en phase seront observés. Ceci nous amènera à envisager la réalisation d'un laser monolithique impulsionnel à grand taux de répétition. La physique du laser monomode impulsionnel sera ensuite testée dans un laser Er:Yb:Verre. Finalement, dans le cas d'un laser à deux états propres, mais oscillant cette fois-ci sur plusieurs modes longitudinaux, nous examinerons la possibilité d'obtenir un accrochage de phase avec deux états propres circulaires.

Chapitre I

Diffraction résonnante dans les lasers solides Er:Yb:Verre

I. Diffraction résonnante dans les lasers solides Er:Yb:Verre.

Avant d'explorer les propriétés des lasers bi-fréquences solides, nous allons nous intéresser dans un premier temps au cas où une seule fréquence oscille. En effet, de nombreuses applications nécessitent l'utilisation de lasers monomodes transversalement et longitudinalement, avec une polarisation fixe, et accordables [50]. Quand le milieu actif est un solide (cristal ou verre), le pompage est nécessairement optique. Dans ce cas, on utilise soit un pompage transverse par flash ou diode, soit un pompage longitudinal fourni par un laser de pompe [51]. Quelle que soit la configuration utilisée, la pompe induit des effets thermiques dans le milieu actif [52,39], effets qui se manifestent dans le cas le plus simple par l'apparition d'une lentille thermique dans le solide [53]. Ce type de lentille est particulièrement important dans les verres où la conduction thermique est d'environ un ordre de grandeur plus faible que dans un cristal. Les concepteurs de laser doivent donc tenir compte de la lentille thermique pour rester dans le domaine de stabilité de la cavité [54,55]. Le laser présente alors en général une caractéristique de sortie quasi-linéaire au-dessus du seuil, puis se sature suite à une dégradation des propriétés optiques et à l'apparition d'anisotropies dans le système. La lentille thermique est quasi-achromatique. Par conséquent, quelle que soit la fréquence d'oscillation, elle joue le même rôle dans un laser monomode. Cependant, deux autres types de lentilles, cette fois-ci chromatiques, peuvent intervenir dans le comportement du laser [56]. La première, appelée lentille de population, est due à l'inhomogénéité transverse du faisceau de pompe. Cette inhomogénéité génère une inversion maximale sur l'axe du laser, en particulier lorsque ce dernier est pompé longitudinalement. Le deuxième type de lentille, appelé lentille de saturation, est dû à l'inhomogénéité de la saturation du gain dans le milieu actif. Contrairement à la lentille thermique et à la lentille de population qui peuvent être réduites si nécessaire, la lentille de saturation non-linéaire est inévitable puisqu'elle est induite par le mode gaussien du laser lui-même.

On peut donc s'interroger sur le rôle de la lentille de saturation dans le fonctionnement d'un laser monomode solide. En effet, puisqu'un filtrage transverse est nécessaire pour forcer le laser à osciller uniquement sur le mode TEM_{00} , on peut s'attendre à ce que la lentille de saturation provoque des pertes par diffraction qui dépendent de la fréquence. En particulier, la caractéristique puissance de sortie en fonction du taux d'excitation d'un tel laser ne doit-elle pas être affectée par ces effets de diffraction résonnante ? En outre, il est connu que, dans les lasers à gaz, les dissymétries du profil d'intensité de sortie en fonction de la fréquence sont dues au mécanisme de diffraction résonnante [40,57]. Si maintenant la fréquence du laser n'est plus fixée par un élément qui impose l'oscillation monomode, ne doit-on pas s'attendre à une évolution du spectre du laser en fonction du taux d'excitation ? Pour répondre à ces questions, nous choisissons de prendre, comme exemple de milieu actif, un verre dopé à l'erbium et à l'ytterbium. Ce choix est motivé d'une part, par un souci de généralité (spectre large et non symétrique, matrice vitreuse) [58] et d'autre part, par les potentialités d'un tel laser en tant que source pour des applications en télécommunications optiques [59] et pour la télémétrie [60].

Dans la première partie de ce chapitre, nous faisons les rappels nécessaires sur les propriétés spectrales ainsi que sur la modélisation des verres Er:Yb. La seconde partie a pour but, à partir des notions introduites dans la première partie, d'étudier les effets de diffraction résonnante. Nous y calculons d'abord la lentille de saturation dans un verre Er:Yb puis la dynamique du mode gaussien soumis à cette lentille. Les prédictions théoriques seront ensuite vérifiées dans la troisième partie. Nous étudierons deux exemples dans lesquels la diffraction résonnante agit de manières différentes sur les propriétés du laser. Le premier est celui d'un laser monomode accordable dans lequel la longueur d'onde est fixée par un étalon intracavité. Dans le deuxième exemple, la contrainte sur la longueur d'onde est levée comme ce sera le cas dans un microlaser monolithique.

A. Rappel sur les propriétés spectrales des lasers dopés Er:Yb.

Bien que l'oscillation d'un laser Er:Yb ait été obtenue très tôt (1965) par Snitzer [61] et Gandy [62], la littérature entre les années 60 à 80 ne rapporte que des travaux sur la spectroscopie des verres dopés aux terres rares [63] et très peu de résultats concernant les lasers Er:Yb. Dans les années 80, avec l'utilisation d'un pompage efficace par laser et suite aux progrès réalisés dans la fabrication de la silice pure et, les premiers lasers à fibre dopés Er:Yb font leur apparition [64]. Ce n'est que plus tard, dans les années 90, après un énorme travail sur la composition et l'homogénéisation des verres, que les premiers verres massifs résistant aux contraintes thermiques sont commercialisés [65], ouvrant la porte au développement des microlasers continus. Dans ce contexte, on comprend mieux pourquoi il n'existe, aujourd'hui, que relativement peu d'articles traitant de la modélisation des lasers pompés par diode et dont le milieu actif est un verre massif dopé à l'erbium et à l'ytterbium. Le but de cette partie est donc d'introduire les quelques notions de base sur ces laser qui nous seront utiles par la suite. Pour isoler le rôle de la diffraction résonnante, nous évoquerons dans un premier temps les propriétés spectrales les plus importantes des verres dopés à l'erbium. Ensuite, nous rappellerons rapidement les mécanismes mis en jeu et les niveaux d'énergies impliqués dans un système Er:Yb pompé à 975 nm. Les différentes notations, hypothèses, et approximations utilisées dans la suite de ce mémoire seront précisées ici. Dans la plupart des cas, ces hypothèses nous permettront de modéliser le milieu actif de manière simple.

La transition laser qui nous intéresse se produit entre le niveau excité $^4I_{13/2}$ et le niveau fondamental $^4I_{15/2}$ de l'erbium. Lorsque l'ion erbium est placé dans une matrice cristalline, chaque niveau se divise en plusieurs sous-niveaux d'énergies différentes, 7 pour le niveau $^4I_{13/2}$ et 8 pour le niveau $^4I_{15/2}$ [66,67]. Cette levée de dégénérescence est provoquée par l'effet Stark induit par le champ cristallin. Elle se traduit par un élargissement de la raie et

des spectres d'absorption et d'émission différents comme le montre la Figure 1 où seules les transitions à partir des sous-niveaux les plus bas sont représentées. Dans le cas d'une "matrice" vitreuse, où il n'existe pas de symétrie, la structure des sous-niveaux d'énergie n'est pas simple. En effet, les différents ions d'erbium ne voient pas le même environnement [68,69]. L'écart d'énergie entre les sous-niveaux n'est donc pas rigoureusement le même pour deux ions distincts. De plus, pour un ion donné, les sous-niveaux Stark ne sont pas équidistants. L'existence de plusieurs sites combinée à l'effet Stark se traduit donc par un élargissement inhomogène de la raie bien connu dans les verres. En outre, en plus de la diffusion Raman, l'effet de thermalisation entre les différents sous-niveaux d'un même niveau provoque un élargissement homogène de la raie [70]. Ainsi, à 300 K, les sous-niveaux sont fortement couplés par les phonons et la contribution homogène à la raie devient grande [71]. C'est pourquoi l'éclatement des niveaux provoqué par l'effet Stark peut être considéré comme un élargissement homogène dans une certaine plage du spectre à condition que le système ait le temps de se thermaliser [72].

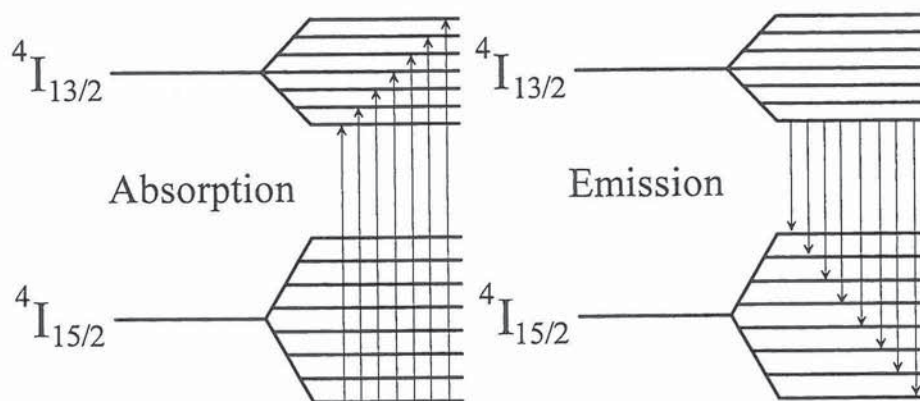


Figure 1: Elargissement par effet Stark des spectres d'absorption et d'émission. Cet élargissement se traduit par un décalage du spectre d'émission vers les grandes longueurs d'onde. Pour plus de clarté, seules les transitions à partir du sous-niveau le plus bas ont été représentées.

La complexité de l'aspect microscopique fait qu'aujourd'hui il n'existe pas encore de

modèle complet qui permette de décrire précisément l'interaction entre la lumière, les ions et les phonons d'une matrice vitreuse. C'est pour cette raison que l'approche macroscopique est largement utilisée et donne des résultats satisfaisants, notamment pour modéliser et optimiser les amplificateurs à fibres dopées à l'erbium. Cette approche consiste à considérer que la transition laser se fait entre deux niveaux discrets dont les sections efficaces d'absorption et d'émission sont différentes et dépendent de la longueur d'onde d'oscillation. Le gain par unité de longueur (gain linéique) du milieu actif peut alors être calculé pour n'importe quelle longueur d'onde à partir des spectres d'absorption et d'émission expérimentaux [73]. Dans la pratique, la connaissance de seulement un des deux spectres est suffisante. Une approche basée sur la théorie de McCumber [74] est ensuite utilisée pour connecter les deux spectres. Dans cette approche on considère que (i) chaque niveau est constitué de sous-niveaux équidistants et que (ii) la répartition de la population entre les sous-niveaux d'un même niveau respecte l'équilibre thermodynamique [75]. Il suffit alors de mesurer le spectre d'absorption et d'estimer l'écart moyen entre les sous-niveaux pour en déduire le spectre d'émission. Outre sa facilité d'utilisation, ce modèle est assez général puisqu'il repose sur cette simple hypothèse : le temps nécessaire à l'établissement de la distribution thermique entre les sous-niveaux doit être petit par rapport à tous les autres temps caractéristiques du système (temps de vie des niveaux, taux d'émission stimulée, etc...).

Les spectres d'absorption et d'émission dépendent beaucoup de la composition du verre et des concentrations de dopants [76]. Le profil spectral des sections efficaces n'étant pas le même d'un verre à l'autre, il est nécessaire pour un verre donné de les mesurer. A titre d'illustration, nous avons reporté sur la Figure 2 les spectres d'absorption et d'émission d'un verre phosphate QX⁴ dopé à des concentrations de $0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'erbium et $20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'ytterbium. C'est un milieu actif que nous utiliserons régulièrement dans nos expériences. Le profil spectral de la section efficace d'absorption de la Figure 2-a est déterminé à partir du

⁴ Ce verre est fabriqué par KIGRE et possède des propriétés thermiques supérieures à celles des verres phosphates usuels.

spectre d'absorption mesuré sur un échantillon de 2 mm d'épaisseur. La section efficace d'émission est ensuite calculée à partir du profil d'absorption grâce au modèle de McCumber (voir Figure 2-b). Afin de vérifier la validité du calcul, nous mesurons le spectre de

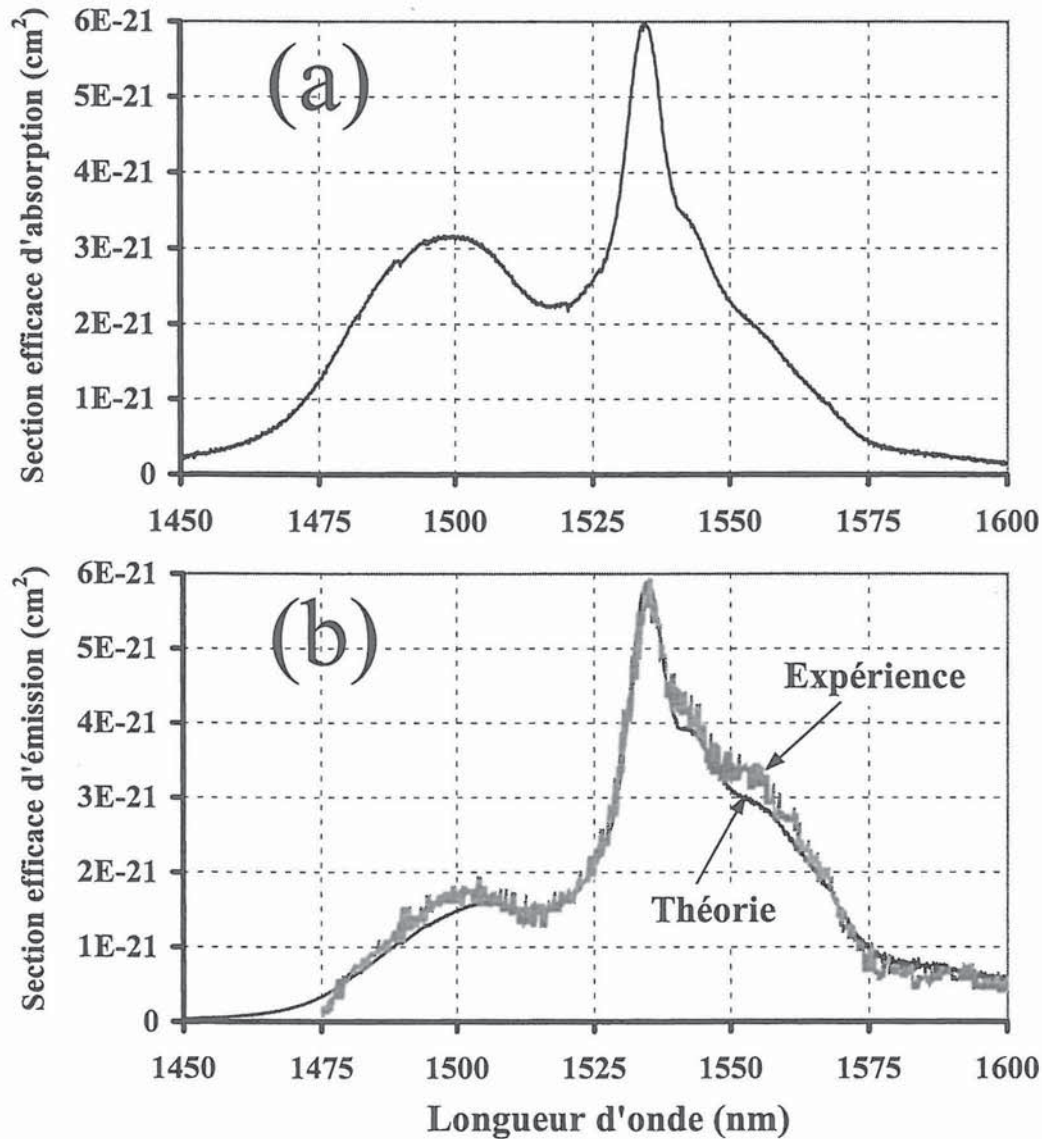


Figure 2: (a) Section efficace d'absorption calculée à partir du spectre d'absorption expérimental. (b) En trait plein: section efficace d'émission calculée par la méthode de McCumber à partir du spectre (a). La section efficace d'émission expérimentale en gris est obtenue à partir du spectre de fluorescence expérimental.

fluorescence sur échantillon de 500 μm d'épaisseur. Cet échantillon est pompé par un de ses côtés à 975 nm au moyen d'une diode laser. La fluorescence autour de 1,5 μm est récoltée de

l'autre côté de l'échantillon avec une fibre monomode puis envoyée sur un analyseur de spectre optique. Notons que le spectre calculé par la méthode de McCumber reproduit remarquablement bien le spectre de fluorescence expérimental. Nous pourrions donc par la suite utiliser le profil de section efficace calculé.

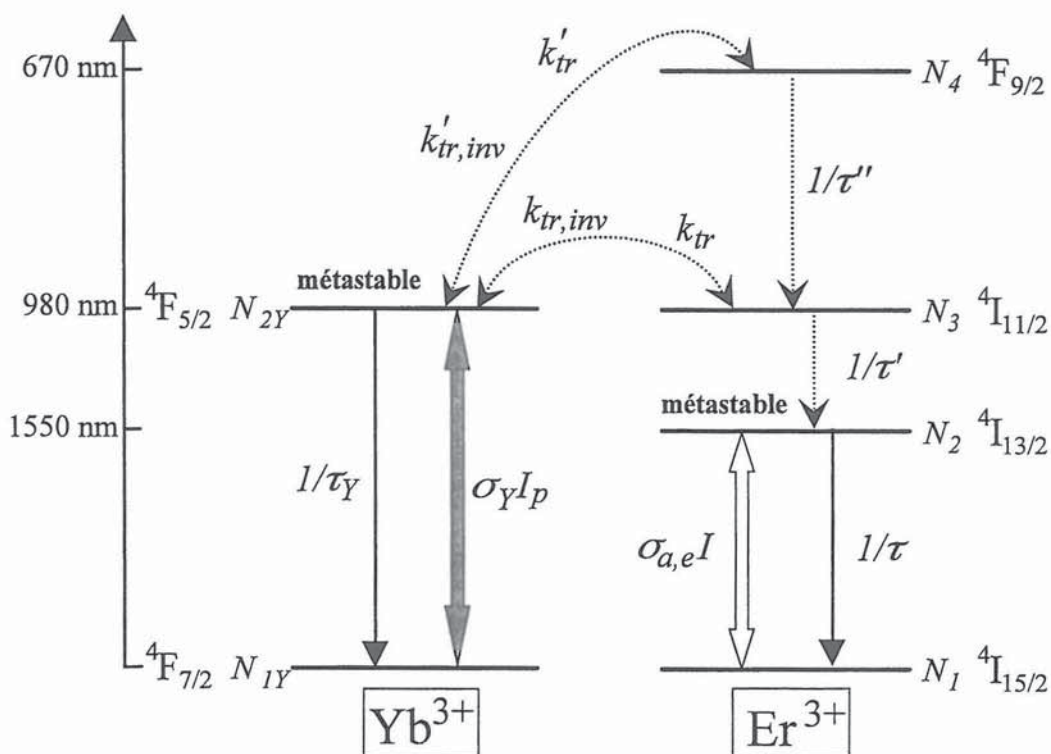


Figure 3: Diagramme d'énergie du système Erbium-Ytterbium.

Après avoir rappelé les caractéristiques spectrales de la transition à 1,5 μm , nous nous proposons de décrire les mécanismes qui permettent d'inverser la population de cette transition dans un verre codopé à l'erbium et à l'ytterbium. L'inversion de population est obtenue en pompant l'ion erbium (Er^{3+}) entre le niveau fondamental $4I_{15/2}$ et le niveau $4I_{11/2}$. Dans notre cas, les ions ne sont pas directement excités par la pompe. En effet, les milieux actifs des lasers solides que nous étudierons (2 mm au maximum) sont trop courts pour

absorber une proportion suffisante de la pompe. C'est pourquoi on a recours à l'ion sensibilisateur ytterbium (Yb^{3+}) qui permet d'augmenter artificiellement la section efficace d'absorption autour de 980 nm [77]. La puissance de pompe est alors principalement absorbée par les ions Yb^{3+} vingt fois plus nombreux que les ions d'erbium. Une fois excités, les ions Yb^{3+} transfèrent de façon résonnante leur énergie aux ions Er^{3+} . Ce transfert se fait, par exemple, grâce aux interactions dipôle-dipôle entre l'ion donneur et l'ion accepteur. En retombant sur son niveau fondamental, l'ion Yb^{3+} excite l'ion Er^{3+} de deux façons : (i) soit en faisant passer un électron du niveau $^4\text{I}_{15/2}$ au niveau $^4\text{I}_{11/2}$, (ii) soit en faisant passer un électron qui se trouve déjà sur le niveau métastable $^4\text{I}_{13/2}$ au niveau $^4\text{F}_{9/2}$ [78]. Dans les deux cas l'ion erbium se désexcite de façon non radiative pour peupler le niveau $^4\text{I}_{13/2}$. Cependant, seul le premier processus contribue à l'inversion de population. Ces interactions sont schématisées sur le diagramme d'énergie de la Figure 3 où sont représentés les niveaux d'énergie des ions Er^{3+} et Yb^{3+} avec leurs différentes transitions possibles. Les termes k_{tr} , $k_{tr,inv}$, k'_{tr} et $k'_{tr,inv}$ ont été rajoutés pour tenir compte des transferts d'excitation. Notons que la probabilité de transfert d'énergie de l'ion donneur vers l'ion accepteur n'est pas constante mais proportionnelle à la population du niveau du bas de l'ion accepteur. En partant du modèle de LAPORTA [79], l'interaction entre les ions Er^{3+} , les ions Yb^{3+} et les intensités de pompe et de signal est décrite par les équations d'évolution des populations suivantes :

$$\frac{dN_{2Y}}{dt} = \sigma_Y I_p (N_{1Y} - N_{2Y}) - \frac{N_{2Y}}{\tau_Y} - k_{tr} N_1 N_{2Y} + k_{tr,inv} N_{1Y} N_3 - k'_{tr} N_2 N_{2Y} + k'_{tr,inv} N_{1Y} N_4 \quad (1-a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_a I N_1 - \sigma_e I N_2 - \frac{N_2}{\tau} + \frac{N_3}{\tau'} - k'_{tr} N_2 N_{2Y}, \quad (1-b)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma I_p (N_1 - N_3) - \frac{N_3}{\tau'} + k_{tr} N_1 N_{2Y} - k_{tr,inv} N_{1Y} N_3 + \frac{N_4}{\tau''}, \quad (1-c)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau''} + k'_{tr} N_2 N_{2Y} - k'_{tr,inv} N_{1Y} N_4, \quad (1-d)$$

$$N_{1Y} + N_{2Y} = N_Y, \quad (1-e)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N_E, \quad (1-f)$$

où:

- N_i est la densité de population du niveau i ($i=1,2,3,4$) de l'erbium (en cm^{-3}),
- N_{jY} est la densité de population du niveau j ($j=1,2$) de l'ytterbium (en cm^{-3}),
- N_E et N_Y sont respectivement les concentrations des ions Er^{3+} et Yb^{3+} (en cm^{-3}),
- σ_Y est la section efficace d'absorption à 975 nm de l'ytterbium (en cm^2),
- σ_a et σ_e sont, dans l'ordre, les sections efficaces d'absorption et d'émission à 1,5 μm de l'erbium (en cm^2),
- τ et τ_Y sont respectivement les durées de vie radiatives des niveaux $^4I_{13/2}$ de l'erbium et $^2F_{5/2}$ de l'ytterbium isolé (en s^{-1}),
- τ' et τ'' sont respectivement les temps de relaxation non radiatifs des niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4F_{9/2}$ de l'erbium (en s^{-1}),
- I est l'intensité photonique intracavité du mode laser et I_p l'intensité photonique associée à la puissance de pompe absorbée par le milieu actif (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Notons que nous avons négligé l'absorption de la pompe par les ions Er^{3+} car leur excitation est pour la plus grande partie assurée par les ions Yb^{3+} vingt fois plus nombreux. De plus, nous n'avons pas tenu compte de deux mécanismes qui généralement réduisent le rendement d'un laser solide : l'absorption à partir du niveau excité (ESA) et "l'up conversion" par transfert d'énergie donneur-accepteur [80]. En effet, dans un verre phosphate, l'absorption à partir des niveaux excités est négligeable autour de 1550 nm car l'intégrale de recouvrement entre le spectre d'ESA et celui de l'émission stimulée est faible dans cette région spectrale [81]. Pour la même raison, il est possible de négliger le mécanisme d'échange donneur-accepteur qui est moins efficace que dans un cristal de YAG par exemple.

Plusieurs approximations permettent de simplifier ces équations. Nous les énonçons brièvement ci-dessous.

- 1- L'énergie des ions Yb^{3+} est intégralement transmise aux ions Er^{3+} . En effet, la durée de vie de l'ion Yb^{3+} isolé étant longue ($\tau_Y = 2$ ms), ce dernier n'a pas le temps de se désexciter de manière radiative.
- 2- Les niveaux ${}^4I_{11/2}$ et ${}^4F_{9/2}$ sont éliminés adiabatiquement car leur durée de vie est très courte (τ' et $\tau'' < 1$ μs) devant celle des autres niveaux. Cette hypothèse permet, en outre, de négliger les probabilités de transfert inverse, $k_{tr,inv}N_{IY}$ et $k'_{tr,inv}N_{IY}$, de l'ion Er^{3+} vers l'ion Yb^{3+} .
- 3- Les densités de puissance de pompe utilisées sont suffisamment faibles pour ne pas perturber notablement les populations des ions Yb^{3+} . Ainsi, la population du niveau fondamental reste peu différente de la population totale. On peut donc remplacer N_{IY} par N_Y .
- 4- Les coefficients de transfert k_{tr} et k'_{tr} sont à peu près égaux d'après les résultats de GAPONTSEV [82].

Toutes ces hypothèses sont justifiées de façon quantitative dans les références [37] et [79]. Une fois ces hypothèses faites, le système d'équations (1) se réduit aux trois équations d'évolution :

$$\frac{dN_{2Y}}{dt} = \sigma_Y I_p N_Y - k_{tr} N_E N_{2Y}, \quad (2-a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_a I N_1 - \sigma_e I N_2 - \frac{N_2}{\tau} + k_{tr} N_1 N_{2Y}, \quad (2-b)$$

$$N_1 + N_2 = N_E. \quad (2-c)$$

Ces équations simplifiées vont nous permettre de calculer l'inversion de population et donc le gain linéique nécessaire à la modélisation d'un laser Er:Yb:Verre. Ainsi, en se plaçant en régime stationnaire ($d/dt = 0$), la population du niveau excité s'écrit alors

$$N_2 = N_E \frac{\sigma_a I + k_{tr} N_{2Y}}{(\sigma_a + \sigma_e) I + k_{tr} N_{2Y} + \frac{1}{\tau}}, \quad (3-a)$$

avec, d'après (2-a),

$$k_{tr} N_{2Y} = \sigma_Y I_p \frac{N_Y}{N_E}. \quad (3-b)$$

Dans les limites de validité des hypothèses citées ci-dessus, les équations (2) montrent que le système Er:Yb:Verre peut être modélisé de façon très simple par le système à deux niveaux de la Figure 4. La particularité de ce système équivalent est que : d'une part, la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe est proportionnelle au rapport des concentrations d'ytterbium et d'erbium, et d'autre part, les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde d'oscillation sont différentes.

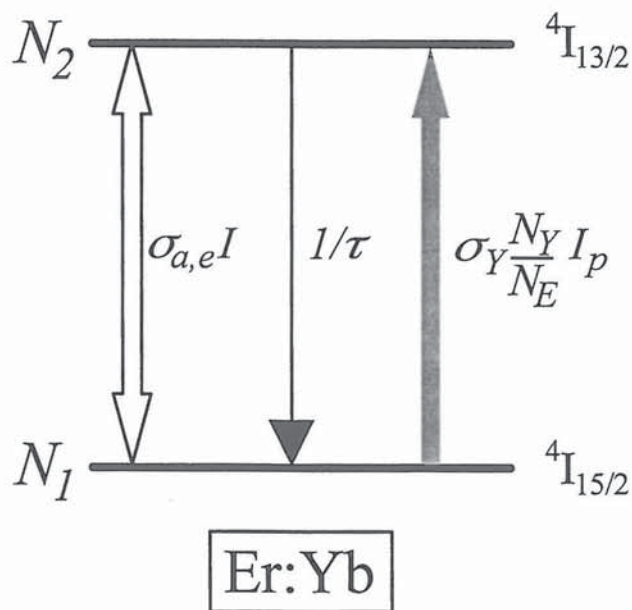


Figure 4: Diagramme d'énergie équivalent du système Erbium-Ytterbium. Ce dernier n'est valable qu'en régime stationnaire.

Finalement, le gain linéique qui dépend des sections efficaces d'absorption et d'émission est donné par

$$g = \sigma_e N_2 - \sigma_a N_1 = \sigma_a N_E \frac{\frac{\sigma_e}{\sigma_a} \sigma_Y I_p \frac{N_Y}{N_E} - \frac{1}{\tau}}{\sigma_Y I_p \frac{N_Y}{N_E} + (\sigma_a + \sigma_e) I + \frac{1}{\tau}}. \quad (4)$$

Il est important de remarquer que, contrairement aux références [37] et [79] où σ_a et σ_e sont supposés égaux, nous gardons ici des expressions différentes pour les deux sections efficaces. En effet, comme le montre la Figure 2, ces sections efficaces ne sont égales qu'au voisinage proche de 1535 nm. Nous verrons ultérieurement que la différence entre σ_a et σ_e se traduit par une déformation importante du spectre de gain avec le taux d'excitation. En particulier, nous verrons dans l'annexe 1 que, connaissant les pertes du laser, la prise en compte de σ_a et σ_e permet de prédire théoriquement la gamme spectrale sur laquelle le laser aura tendance à osciller.

B. Etude théorique de la diffraction résonnante.

Comme nous l'avons dit dans l'introduction, nous cherchons à savoir si la lentille de saturation influence le fonctionnement des lasers solides. Pour cela, nous allons étudier théoriquement la dynamique du mode gaussien dans la cavité d'un laser solide sous l'influence de la lentille de saturation. Afin de connaître la vergence de cette lentille, une analyse spectrale et spatiale de l'indice dans le milieu actif s'impose.

1. Calcul des distributions spectrales et spatiales de l'indice.

Commençons par l'analyse spectrale. Nous avons vu dans la première partie que la raie à 1,5 μm est complexe. Il n'est donc pas possible de calculer analytiquement le profil de dispersion [83] comme c'est le cas pour une transition lorentzienne. Cependant, de manière générale⁵, la variation d'indice peut être calculée à partir du spectre de gain grâce aux relations de Kramers-Kronig [84]. Toujours dans un souci de généralité, nous raisonnerons avec le taux d'inversion de population, $\rho = N_2/N_1$, plutôt qu'avec la puissance de pompe. Le gain linéique $g(\lambda)$ qui est fonction de la section efficace d'absorption $\sigma_a(\lambda)$ et d'émission $\sigma_e(\lambda)$ s'écrit alors,

$$g(\lambda) = N_E \left(\frac{\rho}{\rho+1} [\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)] - \sigma_a(\lambda) \right), \quad (5)$$

où λ est la longueur d'onde. A partir des spectres de la Figure 2, nous traçons, $g(\lambda)$ dans la Figure 5-a pour différentes valeurs de ρ et entre 1520 et 1560 nm, région spectrale où

⁵ Il faut noter que les relations de Kramers-Kronig ne sont en principe valables que pour les systèmes linéaires. Cependant, leur utilisation pour calculer les dispersions saturées est très répandue et n'a jamais été prise en défaut.

l'oscillation laser est habituellement obtenue. Les profils d'indice associés à ces courbes de gain sont alors calculés avec la relation de Kramers-Kronig

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{2\pi^2} \text{V.P.} \int_0^{\infty} \frac{g(\lambda')}{(\lambda'/\lambda)^2 - 1} d\lambda', \quad (6)$$

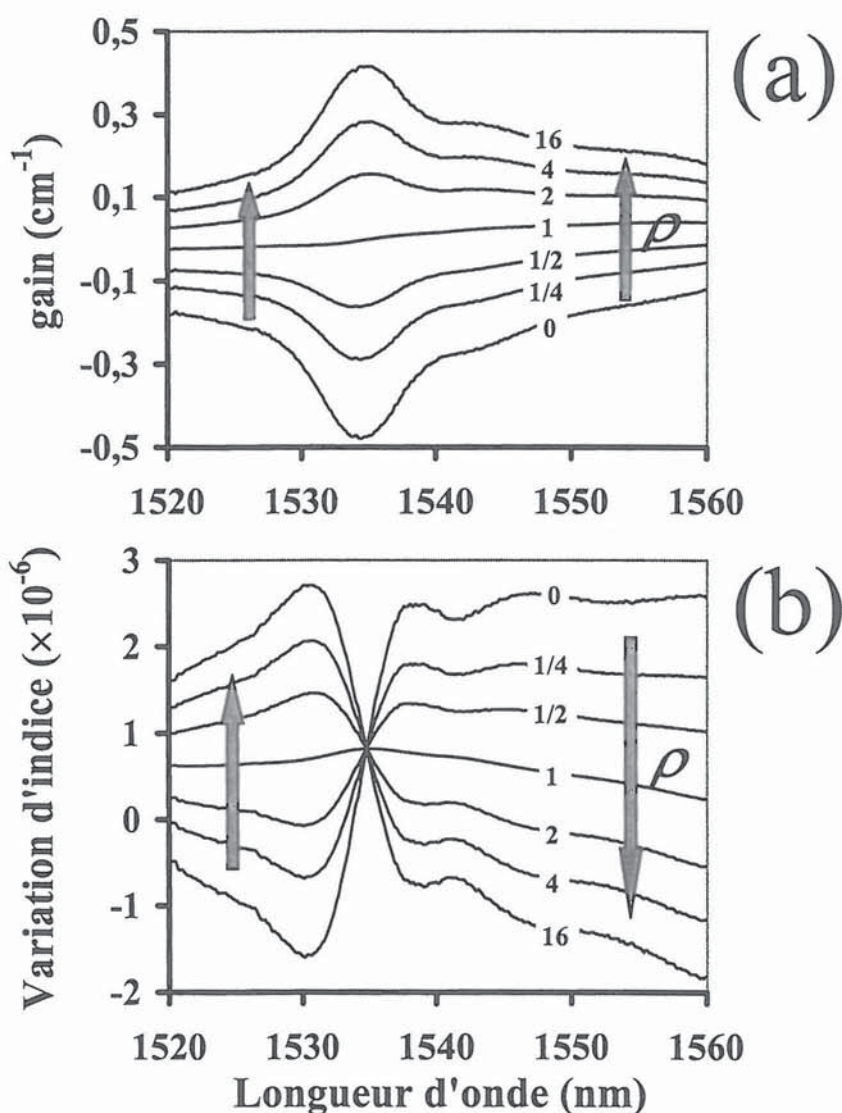


Figure 5: (a) Profils spectraux calculés du gain linéique non saturé. ρ est le taux d'inversion de population. Les flèches indiquent le sens d'évolution des courbes avec l'augmentation de ρ . (b) Variations d'indice associées aux variations de gain de (a).

où V.P. signifie valeur principale. Pour éviter les effets de bords, nous réalisons l'intégration numérique sur tout le spectre de gain c'est à dire de 1450 à 1600 nm. Comme montré dans la Figure 5-b, l'augmentation du taux d'inversion de population ρ provoque une variation positive de l'indice du côté des petites longueurs d'onde et une variation négative de l'indice du côté des grandes longueurs d'onde. De plus l'augmentation de ρ ne provoque aucune variation d'indice à 1535 nm. Ainsi, si le taux d'inversion de population n'est pas le même en tout point du milieu actif, la variation d'indice pour une longueur d'onde donnée ne va pas être homogène transversalement. Ceci se traduit dans le cas le plus simple par l'apparition d'une lentille de population effective.

Afin de déterminer le signe de cette lentille, nous analysons les variations spatiales d'indice dans le milieu actif. Le faisceau de pompe n'est jamais homogène transversalement. En général, l'intensité de pompe est plus élevée au centre du faisceau que sur les bords. Tant que le laser n'oscille pas, le taux d'inversion de population est donc maximum sur l'axe du laser. On en déduit d'après la Figure 5-b que pour les petites longueurs d'onde ($\lambda < 1535$ nm), l'indice est maximum sur l'axe du laser. La lentille de population induite par la pompe est donc convergente. En revanche pour les grandes longueurs d'onde ($\lambda > 1535$ nm), l'indice est minimum sur l'axe du laser et la lentille de population est dans ce cas divergente. Cependant, au-dessus du seuil, le faisceau laser va saturer le gain de manière spatialement inhomogène. Contrairement au cas précédent, les variations radiales du gain induites par le faisceau laser sont inévitables. La présence du faisceau laser gaussien entraîne alors un taux d'inversion plus petit sur l'axe du faisceau que sur ces bords. Les lentilles de saturation et de population vont donc être de signes opposés. Toutefois, la lentille de population peut être réduite par le simple choix du profil transverse d'intensité du faisceau de pompe. Dans ce cas, la lentille de saturation l'emporte et la lentille induite dans le milieu actif va être divergente du côté des petites longueurs d'onde et convergente du côté des grandes longueurs d'onde. Pour confirmer ces prédictions, nous reprenons les équations d'évolution du laser dans lesquelles les variations radiales et spectrale du gain sont prises en compte. Soit un laser dont la longueur du milieu actif et les pertes totales de la cavité sont notées respectivement e et p . Supposons dans

un premier temps que les profils transverses de l'intensité de pompe et du signal soient plats. Nous obtenons l'intensité de pompe au seuil et l'intensité du laser en égalant le gain et les pertes totales du laser. Dans le cas où le gain par passage est suffisamment petit (il ne dépassera jamais quelques pour-cent dans nos expériences) nous pouvons écrire sur un aller-retour

$$2eg(\lambda) \equiv p, \quad (7)$$

où $g(\lambda)$ est donné par l'équation (4). L'intensité de pompe au seuil $I_{p,seuil}$ est alors calculée à partir de (7) en annulant le terme d'intensité I . Elle est donnée par

$$\sigma'_Y I_{p,seuil} = \frac{1}{\tau} \frac{2e\sigma_a(\lambda)N_E/p+1}{2e\sigma_e(\lambda)N_E/p-1}, \quad (8)$$

où

$$\sigma'_Y = \sigma_Y \frac{N_Y}{N_E}, \quad (9)$$

est la section efficace effective d'absorption de la pompe. Connaissant $I_{p,seuil}$, il est possible de déterminer l'intensité intracavité du laser pour n'importe quel taux de pompage η . On trouve,

$$I(\lambda) = \frac{\sigma'_Y I_{p,seuil}}{\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)} \left(\frac{2e\sigma_e(\lambda)N_E}{p} - 1 \right) (\eta - 1), \quad (10)$$

où le taux de pompage est ici défini par,

$$\eta = \frac{I_p}{I_{p,seuil}}. \quad (11)$$

Nous exprimons ensuite les variations radiales des intensités de pompe et du mode laser, en tout point du milieu actif, en introduisant leurs profils transverses normalisés dans l'équation

(10). Par exemple, en prenant un faisceau de pompe de profil parabolique et un faisceau laser de profil gaussien il vient,

$$I_p(r) = I_p \left(1 - \frac{r^2}{2r_p^2} \right), \quad (12)$$

et

$$I(r) = I \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right), \quad (13)$$

où r_p est le rayon du mode de pompe à mi-hauteur et w le rayon du mode laser en $1/e^2$. Finalement, les deux termes d'intensité (12) et (13) sont introduits dans l'expression du gain linéique pour donner la distribution radiale du gain

$$g(\lambda, r) = \sigma_a N_E \frac{\frac{\sigma_e(\lambda)}{\sigma_a(\lambda)} \sigma'_Y I_p(r) - \frac{1}{\tau}}{\sigma'_Y I_p(r) + [\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)] I(r) + \frac{1}{\tau}}. \quad (14)$$

Une fois le profil de gain connu, il est possible de calculer le profil d'indice associé. Pour cela, nous supposons que la raie est élargie de façon homogène [85], c'est-à-dire que le mode laser ne creuse pas de trou dans la répartition spectrale du gain. Cette hypothèse permet, pour une valeur donnée du gain saturé, d'associer un taux d'inversion de population constant sur tout le spectre de la raie [86]. Ce taux d'inversion est donné par

$$\rho = \frac{\sigma_a(\lambda_l) N_E + g(\lambda_l)}{\sigma_e(\lambda_l) N_E - g(\lambda_l)}, \quad (15)$$

où λ_l est la longueur d'onde du laser. Ainsi, on associe au profil radial du gain saturé un profil radial de ρ à partir duquel nous calculons la répartition radiale non-linéaire de l'indice. Pour illustrer ce modèle, nous choisissons un laser dont les caractéristiques sont détaillées dans le

tableau ci-dessous.

N_E	Concentration d'erbium	$0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
τ	Durée de vie du niveau excité	6,5 ms
N_Y	Concentration d'ytterbium	$20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
σ_Y	Section efficace d'absorption à 975 nm de l'ytterbium	$6,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
e	Longueur du milieu actif	500 μm
n	Indice du milieu actif	1,52

Tableau 1 : Paramètres expérimentaux du laser. Ces valeurs sont utilisées dans le calcul des profils radiaux du gain.

Nous prenons un taux de pompage $\eta=2$ et un faisceau de pompe de profil parabolique de rayon à mi-hauteur 100 μm . Le calcul des profils radiaux du gain pour les trois longueurs d'ondes 1534, 1535 et 1536 nm donne alors les résultats de la Figure 6-a. Notons que nous avons choisi ces trois longueurs d'onde suffisamment proches pour obtenir des profils de gain à peu près identiques et donc des caractéristiques linéaires similaires. Les variations non-linéaires d'indice associées aux profils de gain de la Figure 6-a sont alors calculées pour les trois longueurs d'onde. Comme attendu, les résultats de la Figure 6-b montrent que le trou creusé par le mode laser dans le profil spatial du gain de la Figure 6-a induit une lentille qui est divergente à 1534 nm et convergente à 1536 nm. On peut remarquer que le mode laser n'induit pas de lentille non-linéaire à 1535 nm. Par conséquent, nous considérerons dans la suite cette longueur d'onde comme *longueur d'onde de référence*. L'apparition d'une lentille induite dans le milieu actif va modifier la géométrie de la cavité laser et donc la géométrie du mode TEM₀₀ [41]. C'est au calcul de ces variations et à leurs implications qu'est consacrée la partie suivante.

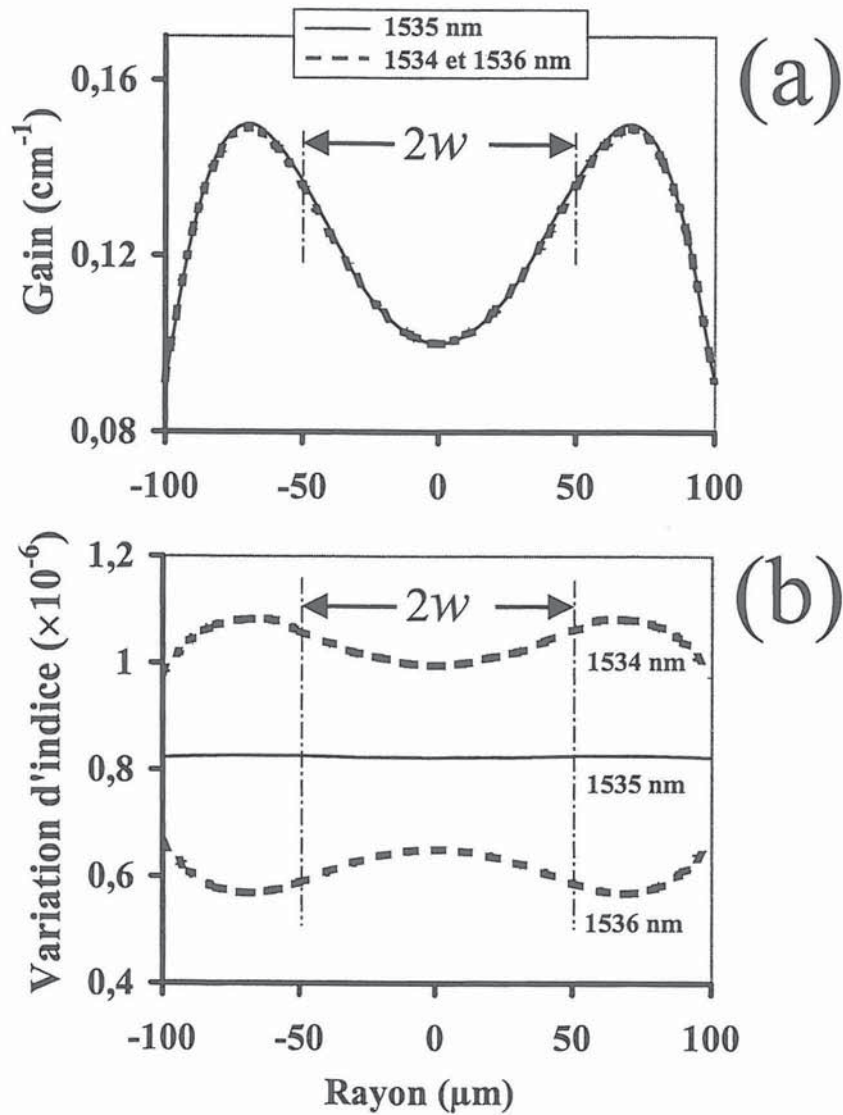


Figure 6: (a) Profils radiaux calculés du gain linéique saturé pour un taux de pompage de $\eta = 2$ à 1534, 1535 et 1535 nm. w est le rayon du mode dans le milieu actif. Le faisceau de pompe a un profil parabolique avec une largeur à mi-hauteur de $100 \mu\text{m}$. (b) Variations d'indice associées aux profils radiaux du gain de (a),

2. Calcul du mode et prédictions.

Considérons tout d'abord que le milieu actif est suffisamment court pour être assimilé à une lentille mince. Si le milieu actif est en plus situé contre le miroir d'entrée, comme ce

sera le cas dans nos expériences, l'apparition d'une lentille mince dans le milieu actif est équivalente à une variation du rayon de courbure du miroir d'entrée. Au bilan, on peut donc considérer que la cavité laser est constituée d'un miroir d'entrée sphérique à rayon de courbure variable et d'un miroir de sortie sphérique à rayon de courbure fixe. Les rayons de mode au niveau du miroir d'entrée (w_1) et du miroir de sortie (w_2) peuvent être calculés à l'aide du formalisme de la matrice $ABCD$ de KOGELNIK [87]. Ils sont donnés par

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 R_1^2 \frac{R_2 - d}{R_1 - d} \frac{d}{R_1 + R_2 - d}, \quad (16-a)$$

et

$$w_2^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 R_2^2 \frac{R_1 - d}{R_2 - d} \frac{d}{R_1 + R_2 - d}, \quad (16-b)$$

où R_1 et R_2 sont respectivement les rayons de courbure du miroir d'entrée et de sortie et d la longueur du résonateur. Les variations relatives de w_1 et w_2 en fonction de R_1 sont obtenues en faisant un développement limité au premier ordre en R_1 des expressions (16-a) et (16-b).

On trouve alors

$$\frac{\delta w_1}{w_1} = \frac{1}{4} \frac{\delta R_1}{R_1} \left(2 - \frac{1}{1 - d/R_1} - \frac{1}{1 - d/R_1 + R_2/R_1} \right), \quad (17-a)$$

et

$$\frac{\delta w_2}{w_2} = \frac{1}{4} \frac{\delta R_1}{R_1} \left(\frac{1}{1 - d/R_1} - \frac{1}{1 - d/R_1 + R_2/R_1} \right). \quad (17-b)$$

En se plaçant dans le cas où le miroir de sortie est concave avec $R_2 > d$, la condition de stabilité de la cavité impose que $|R_1| > d$. Dans ces conditions, l'expression (17-a) montre que $\delta w_1/w_1$ et $\delta R_1/R_1$ sont de signes opposés. Autrement dit, quand le mode laser induit dans le milieu actif une lentille convergente, le rayon de mode au niveau du miroir d'entrée augmente. En revanche, l'expression (17-b) montre que $\delta w_2/w_2$ et $\delta R_1/R_1$ sont de même signe. Par

conséquent, quand le mode laser induit dans le milieu actif une lentille convergente, le rayon de mode au niveau du miroir de sortie diminue. Pour illustrer ce résultat, le calcul de w_1 et w_2 en fonction du rayon de courbure du miroir d'entrée pour différentes longueurs de la cavité est reporté dans la Figure 7. Notons que les variations de w_1 et w_2 sont de signes opposés et qu'elles s'accroissent lorsque R_1 se rapproche de R_2 ($R_2 = 25$ mm dans cet exemple). On peut

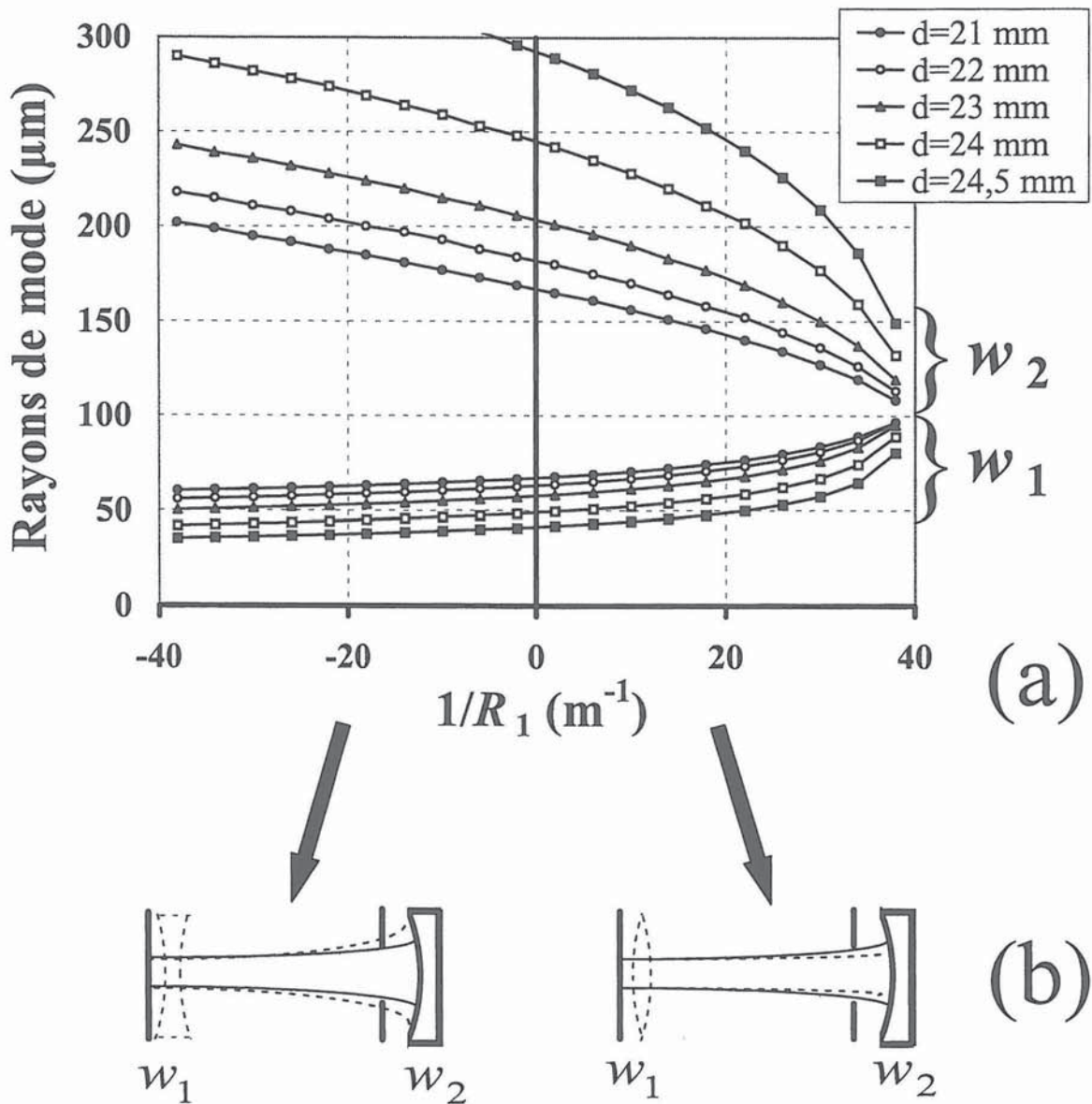


Figure 7: (a) Variations des rayons de mode au niveau du miroir d'entrée (w_1) et du miroir de sortie (w_2) en fonction du rayon de courbure (R_1) du miroir d'entrée pour différentes longueurs (d) de la cavité. Le rayon de courbure du miroir de sortie est fixé à $R_2 = 2,5$ cm. (b) L'apparition d'une lentille induite dans le milieu actif est accompagnée de pertes par diffraction qui dépendent du signe de la lentille.

aussi remarquer que les variations de w_1 restent petites devant celles de w_2 , ce qui est en accord avec les travaux antérieurs de la référence [88].

Nous pouvons à présent étudier les effets de la lentille de saturation sur le fonctionnement d'un laser solide. Comme nous l'avons dit dans l'introduction, l'oscillation monomode transverse impose la présence d'un filtrage spatial. Dans le cas d'un laser à cavité étendue, ce filtrage peut être obtenu en plaçant dans la cavité laser un élément diffractant, un trou par exemple. Le diamètre de ce trou doit être ajusté de façon à provoquer le minimum de pertes sur le mode TEM_{00} tout en pénalisant suffisamment les modes d'ordres supérieurs [89]. Or, nous savons, d'une part, que la lentille de saturation induite par le mode laser n'est pas la même pour toutes les fréquences et, d'autre part, que la géométrie du mode dépend de la vergence de cette lentille. Par exemple, si le trou est placé près du miroir de sortie, on s'attend à ce que les pertes par diffraction soient plus grandes du côté des petites longueurs d'onde que du côté des grandes longueurs d'onde comme illustré sur la Figure 7-b. De plus, le module de la vergence de la lentille de saturation étant proportionnel, au premier ordre, à l'intensité intracavité, il est logique de penser que les pertes par diffraction vont dépendre du taux d'excitation du laser. En outre, nous avons vu que le rayon de mode au niveau du miroir d'entrée variait peu avec la lentille induite. Nous pouvons donc négliger les effets liés aux variations de mode dans le milieu actif⁶. Ainsi, le fonctionnement d'un laser solide monomode accordable doit être perturbé par le mécanisme de diffraction résonante. C'est ce que nous nous proposons de vérifier expérimentalement.

⁶ Entant donné que nous voulons isoler les effets de lentille de saturation, nous chercherons par la suite à minimiser la lentille de population en prenant, dans le milieu actif, un volume de pompe supérieur à celui du mode laser. Dans ces conditions une faible variation du diamètre de mode au niveau du milieu actif n'implique pas de changement notable de la puissance totale du laser, contrairement au cas où le recouvrement entre les deux modes aurait été optimisé.

C. Expériences.

Pour vérifier les prédictions théoriques, nous utiliserons deux types de lasers. D'abord, nous prendrons un laser monomode à cavité étendue dans lequel il sera possible de contrôler tous les paramètres. Puis nous examinerons les conséquences observables sur quelques microlasers monolithiques usuels.

1. Laser monomode à cavité étendue.

Le laser utilisé dans l'expérience est schématisé dans la Figure 8. Le milieu actif est un verre phosphate dopé à $0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'erbium et $20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'ytterbium. Nous le

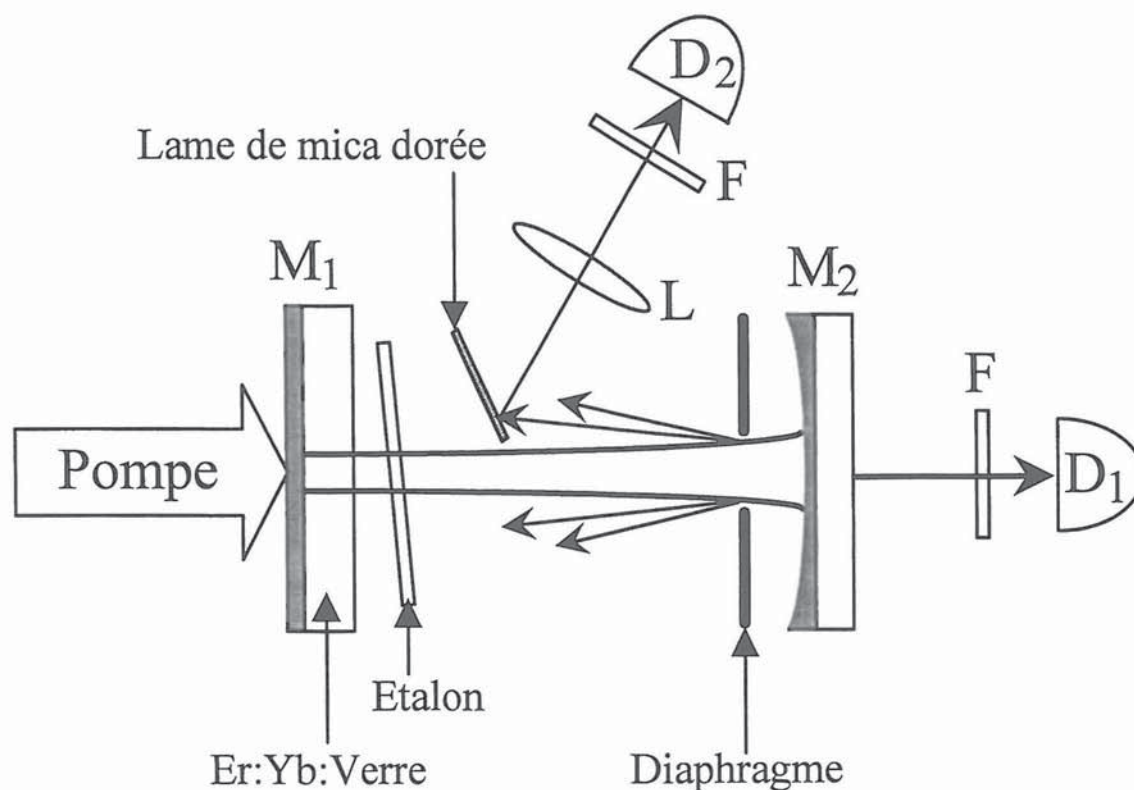


Figure 8: Schéma expérimental. M_1 et M_2 sont respectivement les miroirs d'entrée et de sortie. D_1 et D_2 sont des photodiodes Ge. F est un filtre dichroïque qui supprime la lumière de pompe parasite. La lentille L permet de collecter une partie de la puissance diffractée.

prenons suffisamment court, $e = 500 \mu\text{m}$, pour qu'il puisse être assimilé à une lentille mince. Sa première face, qui sert de miroir d'entrée M_1 , est traitée pour réfléchir 99,9 % de la lumière à 1535 nm et transmettre plus de 95 % de la lumière à 975 nm. La seconde face du milieu actif est recouverte d'un traitement antireflet à 1535 nm. La cavité laser est fermée par le miroir M_2 de rayon de courbure $R_2 = 25 \text{ mm}$ et de coefficient de transmission 0,5 % à 1535 nm. Le milieu actif est pompé à 975 nm. Afin d'obtenir une bonne symétrie de révolution du faisceau de pompe, nous utilisons une diode fibrée de modèle OPC-A002-FC/150. Le faisceau de pompe est ensuite collimaté puis focalisé dans le milieu actif à l'aide de deux lentilles de focales 4 et 6 cm respectivement. Dans le but de minimiser les effets dus à l'inhomogénéité transverse de la pompe, c'est-à-dire la lentille thermique et la lentille de population, les focales de ces lentilles sont choisies de manière à obtenir un faisceau de pompe relativement large. Ainsi, au niveau du milieu actif, ce faisceau est de forme circulaire et son profil transverse d'intensité, qui est représenté sur la Figure 9, est parabolique et de

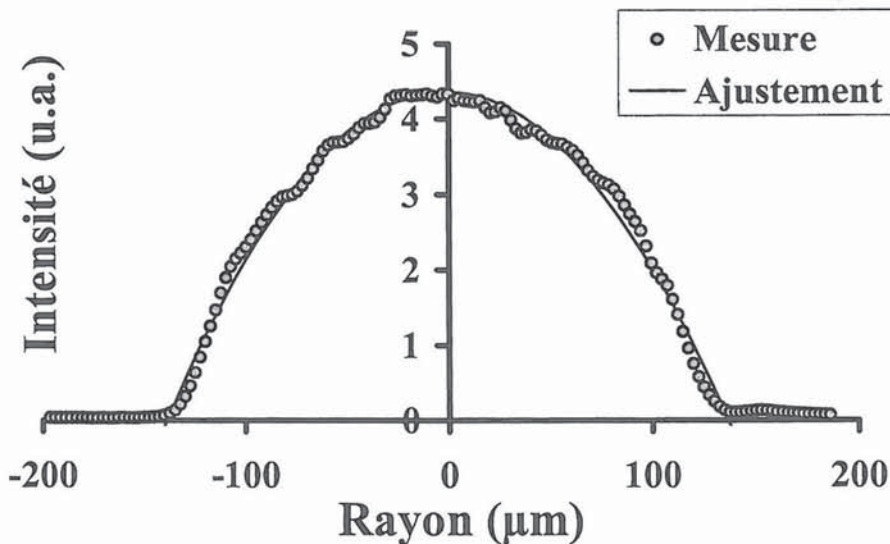


Figure 9: Profil radial du faisceau de pompe au niveau du milieu actif. La fonction parabolique en trait plein est celle qui reproduit le mieux le profil expérimental.

rayon $100 \mu\text{m}$ à mi-hauteur. Nous ajustons la longueur de la cavité de façon à obtenir dans le milieu actif un rayon de mode de $50 \mu\text{m}$. Ce dernier a été évalué à partir de la divergence du

faisceau laser. Pour assurer l'oscillation du mode TEM_{00} uniquement, on introduit, près du miroir de sortie M_2 , un diaphragme de diamètre 0,8 mm. Finalement, l'oscillation monomode longitudinale est obtenue en insérant dans le résonateur un étalon de silice fondue de 40 μm d'épaisseur. De plus, incliner cet étalon permet d'accorder la longueur d'onde du laser de part et d'autre de la *longueur d'onde de référence* à 1535 nm, mais aussi de favoriser l'oscillation d'un seul état propre de polarisation linéaire. Ainsi, le laser est polarisé suivant le plan d'incidence de la lumière sur l'étalon, c'est-à-dire suivant l'état propre qui voit le moins de pertes. Dans ces conditions, nous mesurons une puissance de pompe au seuil de 210 mW. En outre, nous vérifions que le taux de polarisation du laser reste meilleur que 300:1 pour toutes les valeurs de la puissance de pompe. Ceci montre que le faisceau de pompe circulaire et non polarisé (suite à sa propagation dans la fibre multimode) n'induit pas de biréfringence notable dans le milieu actif.

Afin d'observer les effets de pertes par diffraction, nous choisissons de mesurer directement la puissance de sortie du laser en fonction du taux d'excitation. Pour cela, une partie du faisceau laser est focalisée sur une photodiode calibrée. L'autre partie, qui n'apparaît pas sur la figure 8, est envoyée sur un analyseur de spectre optique afin de contrôler la longueur d'onde d'oscillation. En outre, un Fabry-Perot permet de s'assurer que le laser reste bien monomode longitudinalement quand on augmente la puissance de pompe. Rappelons que les longueurs d'onde 1534 et 1536 nm ont été choisies de part et d'autre de la longueur d'onde de référence 1535 nm car nous nous attendons à ce qu'elles subissent des lentilles de saturation de signes opposés. Cependant, ces deux longueurs d'onde sont suffisamment proches pour voir le même gain (voir Figure 6-a) et les mêmes pertes. En effet, nous observons expérimentalement que la puissance de pompe au seuil est pratiquement la même pour les trois longueurs d'onde. Ceci nous permet de vérifier que l'inclinaison de l'étalon pour passer de 1536 à 1534 nm ($< 1^\circ$) n'ajoute pas de pertes conséquentes. Les résultats reportés sur la Figure 10-a montrent clairement que le rendement du laser à 1534 nm diminue en fonction du taux de pompage alors qu'il augmente à 1536 nm. La différence de puissance entre ces deux longueurs d'onde atteint alors 25 % pour un taux de pompage de 2 seulement.

Notons que la caractéristique de puissance à 1535 nm n'est pas parfaitement linéaire à cause de la lentille thermique qu'il n'est pas possible d'éliminer complètement. Le comportement observé confirme bien l'existence d'un effet résonnant qui dépend aussi de l'intensité intracavité. Si cet effet est réellement lié au mécanisme de diffraction résonnante, la lumière diffractée par le trou doit alors présenter le comportement inverse. Pour mesurer l'intensité diffractée, nous plaçons une lame de mica dorée près de l'axe optique de la cavité [90] en

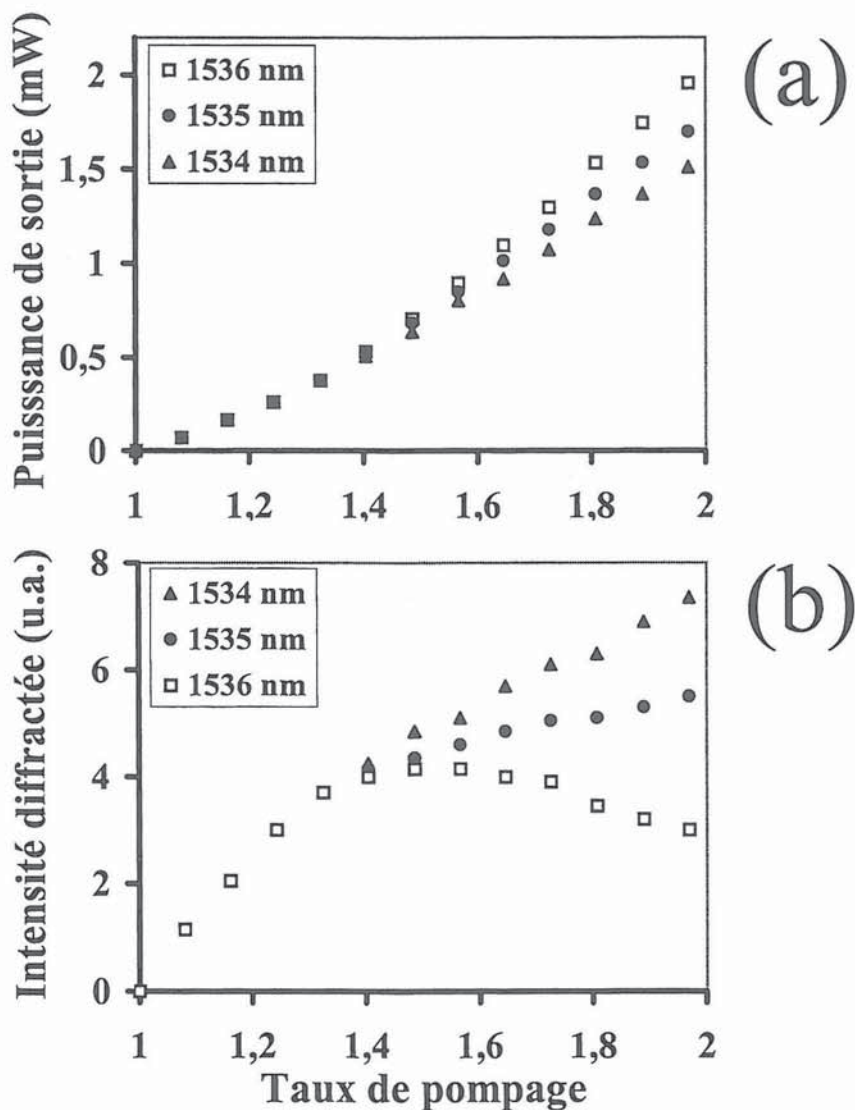


Figure 10: (a) Puissance de sortie expérimentale en fonction du taux de pompage pour les trois longueurs d'onde 1534, 1535 et 1536 nm. (b) intensités diffractées expérimentales.

prenant soin de ne pas perturber le fonctionnement du laser (voir Figure 8). Ainsi, une partie de la lumière diffractée par le trou et réfléchiée par la lame de mica est collectée puis focalisée sur le deuxième détecteur D_2 à l'aide d'une lentille de focale 4 cm. Un filtre dichroïque placé avant le détecteur sert à éliminer la lumière de pompe parasite. Nous mesurons alors l'intensité diffractée en fonction du taux de pompage pour les trois longueurs d'ondes (Figure 10-b). Comme attendu, l'évolution des intensités diffractées est *inversée* par rapport à celle de la puissance de sortie du laser. En particulier, l'intensité diffractée à 1534 nm augmente rapidement par rapport à la courbe de référence à 1535 nm. Quant à l'intensité diffractée à 1536 nm, elle décroît considérablement par rapport à la courbe de référence. Ceci prouve définitivement que la lentille de saturation induite dans le milieu actif provoque des pertes par diffraction qui dépendent de la fréquence.

Le mécanisme de pertes par diffraction étant isolé expérimentalement, il devrait être possible de reproduire théoriquement l'allure des courbes des Figures 10-a et 10-b. Pour cela, nous introduisons dans les équations d'évolution du laser un terme de pertes dépendant de la fréquence et agissant comme une perturbation. Dans le cadre d'une approximation linéaire, les pertes totales pour un aller-retour dans la cavité s'écrivent

$$p(\lambda) = p_0(1 + \alpha(\lambda)I(\lambda) + \beta I_p), \quad (18)$$

où p_0 représente les pertes totales de la cavité "froide" et où les intensités $I(\lambda)$ et I_p sont en nombre de photons par cm^2 et par seconde. Les paramètres phénoménologiques $\alpha(\lambda)$ et β ont été introduits pour tenir compte de la lentille de saturation et de la lentille thermique respectivement. Nous estimons les pertes totales de la cavité froide, p_0 , dues à la transmission du miroir de sortie et à la présence de l'étalon et du diaphragme à 3 %. L'expression (18) est alors injectée dans l'équation (7). L'intensité de pompe au seuil et l'intensité du laser deviennent chacune solution d'une simple équation du second degré. Nous ajustons ensuite les valeurs de $\alpha(\lambda)$ et β de manière à reproduire théoriquement les courbes expérimentales de la Figure 10-a. Nous obtenons alors les courbes théoriques de la Figure 11-a avec

$\beta = -170 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ s}$ et avec α égal à 9×10^{-25} , 0 et $-9 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ s}$ à $\lambda = 1534, 1535$ et 1536 nm respectivement. En supposant que l'intensité diffractée $I_d(\lambda)$ est proportionnelle à l'intensité intracavité et aux pertes par diffraction p_ϕ de la cavité froide, on peut écrire,

$$I_d(\lambda) = \theta I(\lambda) \left(\frac{p_\phi}{p_0} + \alpha(\lambda) I(\lambda) + \beta I_p \right), \quad (19)$$

où θ est un facteur de proportionnalité. En utilisant cette relation avec les valeurs trouvées

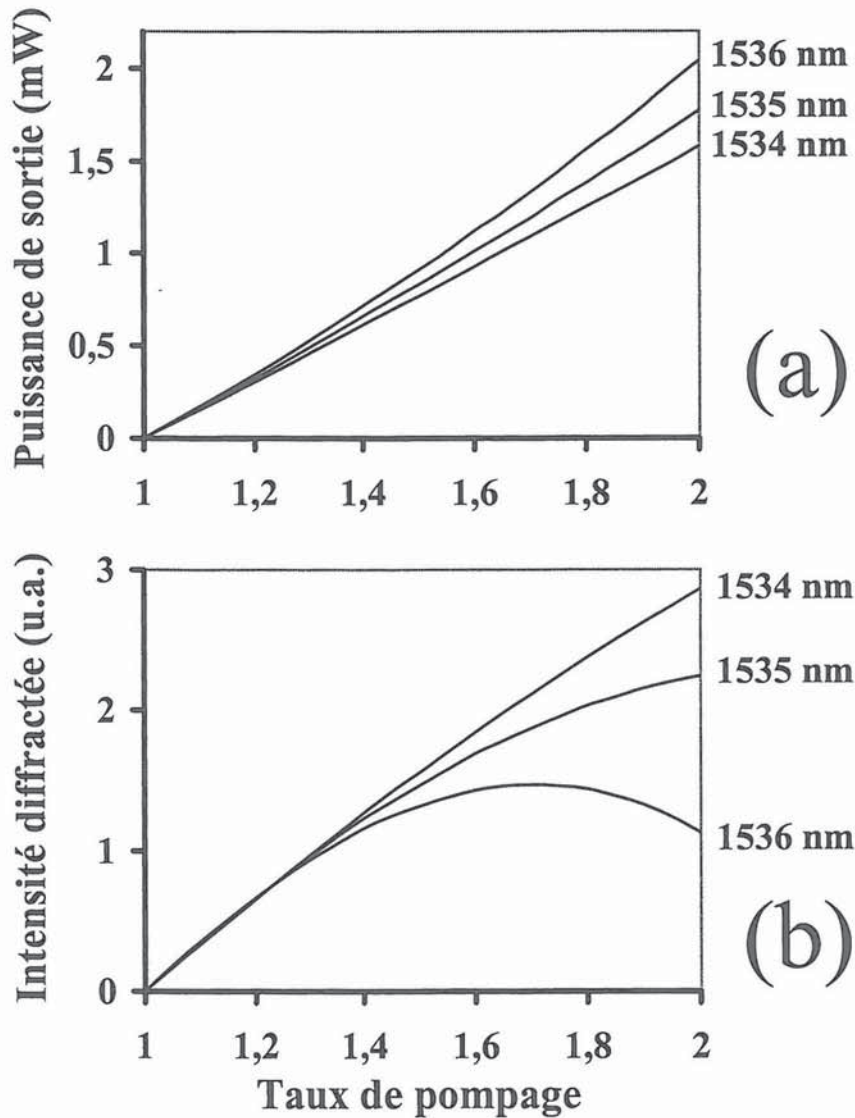


Figure 11: (a) Puissances de sortie théorique en fonction du taux de pompage pour les trois longueurs d'onde 1534, 1535 et 1536 nm. (b) intensités diffractées théoriques.

précédemment pour $\alpha(\lambda)$ et β , nous calculons les intensités diffractées en fonction du taux de pompage, ce qui donne les résultats de la Figure 11-b. Ici, p_ϕ est estimé à 0,5 %. On peut noter que ces courbes reproduisent remarquablement bien la forme des courbes expérimentales. Ceci montre la consistance de notre approche théorique simple. En outre, les valeurs trouvées pour les coefficients $\alpha(\lambda)$ et β montrent que la lentille thermique ne peut pas être négligée. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que ce sont les termes $\alpha(\lambda) \times I$ et $\beta \times I_p$ qu'il faut comparer. Dans notre cas, ces deux termes sont du même ordre de grandeur. En effet, pour un taux de pompage de 2, l'intensité intracavité est dix fois plus grande que celle de la pompe, comme c'est souvent le cas dans les lasers solides.

2. *Microlasers.*

Nous venons de voir, dans un laser solide à cavité stable, que l'effet de lentille de saturation peut jouer un rôle aussi important que la lentille thermique, notamment loin du seuil [91]. Par conséquent, on peut s'interroger sur le rôle de l'effet de lentille de saturation dans le fonctionnement des microlasers Er:Yb:Verre usuels. Ces microlasers monolithiques suscitent, en effet, depuis quelques années, un intérêt grandissant [92] : ce sont des sources compactes, robustes, performantes, qui peuvent être produites à partir d'une technique d'élaboration collective et par conséquent à un coût relativement faible [93,94]. En particulier, dans les domaines de la spectroscopie et des transmissions optiques cohérentes [95], ces sources constituent une alternative aux diodes lasers monomodes de type DFB avec lesquelles il est difficile d'obtenir des largeurs de raie inférieures à la centaine de kHz. En plus de leur pureté spectrale, les microlasers fournissent des puissance de sortie de quelques dizaines de milliwatts, ce qui les rend intéressants pour la réalisation de micro-télemètres cohérents [96] et pour la transmission de signaux dans des réseaux optiques sans amplificateurs. Dans ces lasers, l'oscillation peut être monomode longitudinale à condition de réduire suffisamment la longueur de la cavité [97]. Quant au fonctionnement monomode transverse, il est assuré par le faisceau de pompe qui délimite dans le milieu actif une région à gain positif équivalente à un élément diffractant [98]. Bien que des microlasers à cavité plan-concave soient réalisables, on

leur préfère les microlasers à cavité plan-plan qui sont plus simples. Dans ce cas, la stabilité de la cavité est assurée par la lentille thermique convergente induite par le faisceau de pompe dans le milieu actif [99]. Cependant, cette lentille n'est pas la seule à définir la géométrie de la cavité [56]. En effet, les variations d'indice liées aux inhomogénéités spatiales du gain peuvent aussi provoquer des changements du diamètre de mode pour une fréquence d'oscillation donnée, comme cela a été observé dans le cas du Nd:YVO₄ [100]. En général, dans un microlaser, cette fréquence d'oscillation est fixée uniquement par la résonance de la cavité qui coïncide avec la raie. Or, cela n'est plus vrai pour un microlaser Er:Yb:Verre dans lequel la raie est une dizaine de fois plus large que l'intervalle spectral libre de la cavité. On peut donc penser que la lentille de saturation étudiée précédemment va jouer un rôle différent dans ce type de microlaser. En particulier, le mécanisme de diffraction résonnante ne va-t-il pas favoriser l'oscillation des résonances qui se trouvent systématiquement du côté des grandes longueurs d'onde ? Pour répondre à cette question, nous nous proposons d'étudier expérimentalement le comportement spectral de trois microlasers Er:Yb:Verre.

Le montage expérimental est schématisé sur la Figure 12. Le microlaser étudié est constitué d'un verre phosphate de section carrée de 1 mm × 1 mm. Il est dopé avec des concentrations de $0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'erbium et de $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ d'ytterbium. Sa première face qui sert de miroir d'entrée est traitée de façon à réfléchir la totalité de la lumière à 1,5 μm et à transmettre plus de 95 % de la lumière autour de 975 nm. Sa deuxième face qui constitue le coupleur de sortie a un coefficient de réflexion de 99 % à 1,5 μm et de 95 % à 975 nm. Afin de minimiser les effets thermiques, le microlaser est placé dans une monture en cuivre qui repose sur un élément Peltier. La température de la monture est ainsi maintenue à 20° C. Nous pompons le milieu actif avec une diode laser (modèle OPC-D01-HB/250) accordée à 975 nm. Comme dans la première expérience, le faisceau de pompe, après propagation dans une fibre multimode, est collimaté puis focalisé à l'aide des deux lentilles L₁ et L₂ de focales 5 cm et 2,5 cm respectivement. Cette combinaison permet d'obtenir un faisceau de pompe de 60 μm de rayon dans le milieu actif. Notons ici que c'est le milieu actif lui-même qui va jouer le rôle de diaphragme car, loin de l'axe optique, les ailes du mode laser sont absorbées par les régions

non pompées. Afin de caractériser le faisceau laser, nous en dirigeons une partie sur un détecteur calibré et l'autre partie sur un analyseur de spectre optique.

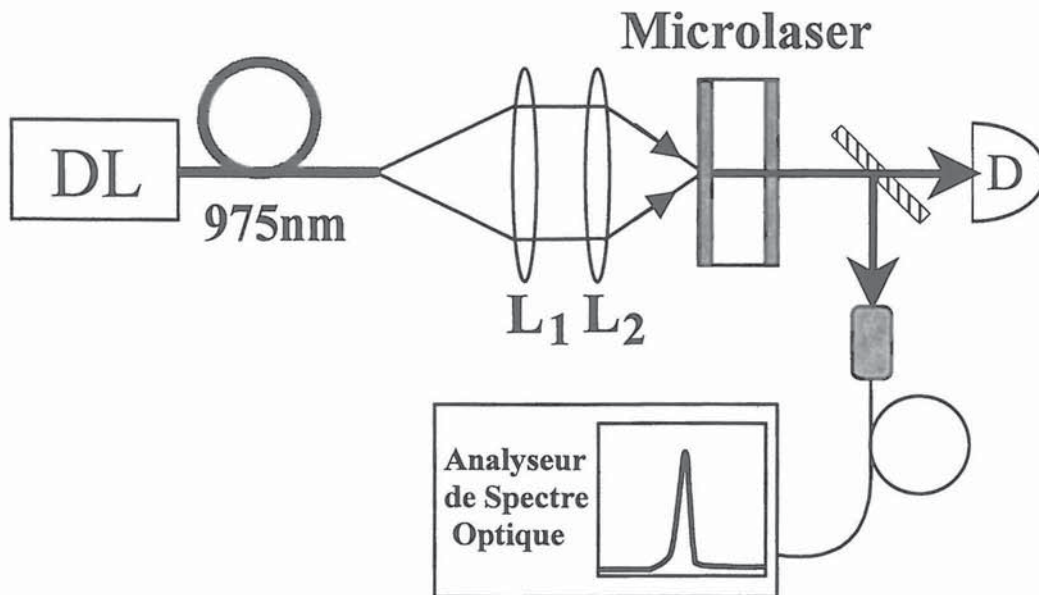


Figure 12: Dispositif expérimental. DL est une diode laser de pompe. Les lentilles L_1 et L_2 ont des focales de 5 et 2,5 cm respectivement. D est une photodiode Ge.

Commençons par le microlaser de longueur $500\ \mu\text{m}$. L'oscillation laser est obtenue pour une puissance de pompe de 70 mW. Comme le montre le spectre de la Figure 13-a, près du seuil, le microlaser oscille sur un seul mode longitudinal à 1534 nm. En augmentant la puissance de pompe, le laser devient longitudinalement multimode. Il apparaît deux fréquences situées à 200 GHz (correspondant à l'intervalle spectrale libre de la cavité) de part et d'autre de la première. En augmentant encore la puissance de pompe, un quatrième mode apparaît à 8 nm du premier mais cette fois-ci uniquement du côté des grandes longueurs d'onde (voir Figure 13-b)⁷. Finalement, pour un taux de pompage encore plus élevé, un autre

⁷ On peut remarquer que l'augmentation du taux de pompage est accompagnée par un léger glissement du peigne de modes vers les grandes longueurs d'onde. Celui-ci est provoqué par la dilatation thermique locale de la cavité laser sous l'effet de la pompe. Il convient de distinguer cet effet de celui induit par la diffraction résonnante qui provoque non pas un glissement mais l'apparition de nouvelles résonances.

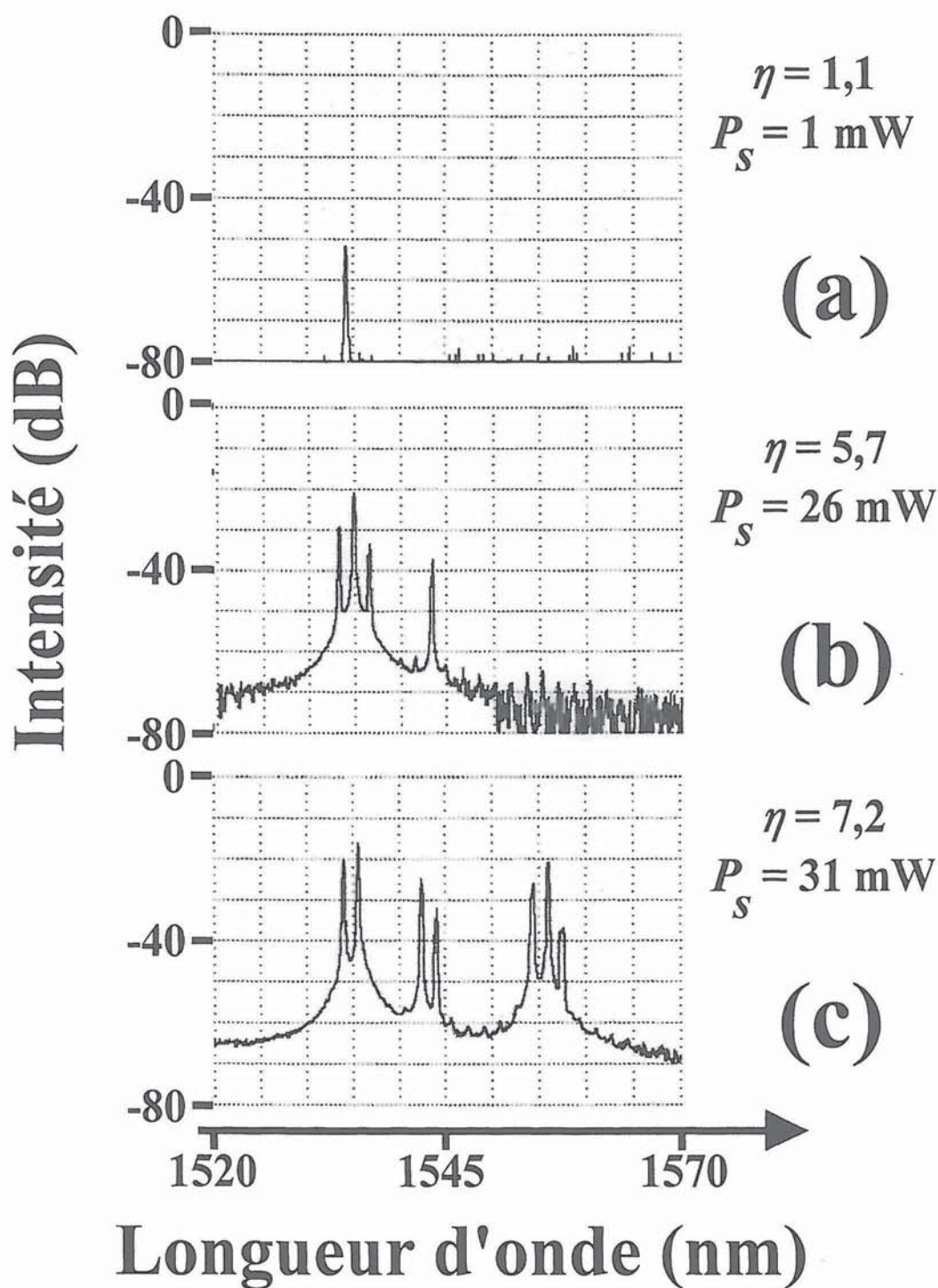


Figure 13: Spectres du microlaser de $500 \mu\text{m}$ de long pour différents taux de pompage η . P_s est la puissance de sortie totale du microlaser.

paquet de modes apparaît autour de 1555 nm comme le montre le spectre de la Figure 13-c. Au bilan, plus le taux de pompage est grand et plus le laser a tendance à osciller du côté des grandes longueurs d'onde. Ces observations sont donc a priori en accord avec nos prédictions. Cependant, il est logique de se demander si l'apparition des modes n'est pas liée tout simplement à une augmentation du gain du côté des grandes longueurs d'onde.

Afin de lever ce doute, nous réalisons la même expérience avec un microlaser de 700 μm de longueur. En effet, si le comportement observé est dû à l'apparition d'une lentille résonnante dans le milieu actif, alors il doit être plus prononcé quand le milieu actif est plus long. Dans ce raisonnement, nous supposons, bien sûr, que l'inversion de population est positive sur toute la longueur du milieu actif, ce qui est le cas loin du seuil, c'est-à-dire dans la région qui nous intéresse. La Figure 14 reproduit les spectres du microlaser de 700 μm . Comme dans la première expérience, ce microlaser est monomode près du seuil. Cependant, il devient rapidement multimode et comme prévu, les modes du côté des grandes longueurs d'onde apparaissent beaucoup plus tôt (voir Figure 14-b). Remarquablement, pour un taux de pompage η supérieur à 3, les deux paquets de modes situés autour de 1535 et de 1541 nm disparaissent au profit de celui situé à 1555 nm. De plus, pour $\eta = 6,7$, la Figure 14-c montre que ce paquet de mode s'étend maintenant de 1555 à 1565 nm. Ceci prouve de manière non ambiguë la pertinence du mécanisme de diffraction résonnante dans le comportement spectral des microlasers.

On peut remarquer que, dans les deux microlasers étudiés, les modes n'apparaissent pas de manière continue mais, curieusement, par paquets centrés sur trois régions spectrales bien définies. Il semblerait que ces trois régions correspondent à des transitions associées aux sous-niveaux Stark de l'erbium [101]. Ainsi, en partant des petites longueurs d'onde, la première région correspondrait aux raies d'émission F6 (1534 nm) et F11 (1536 nm). La deuxième région serait liée à la transition F2 à 1541 nm, et la troisième aux transitions F7 à 1555 nm et F3 à 1559 nm.

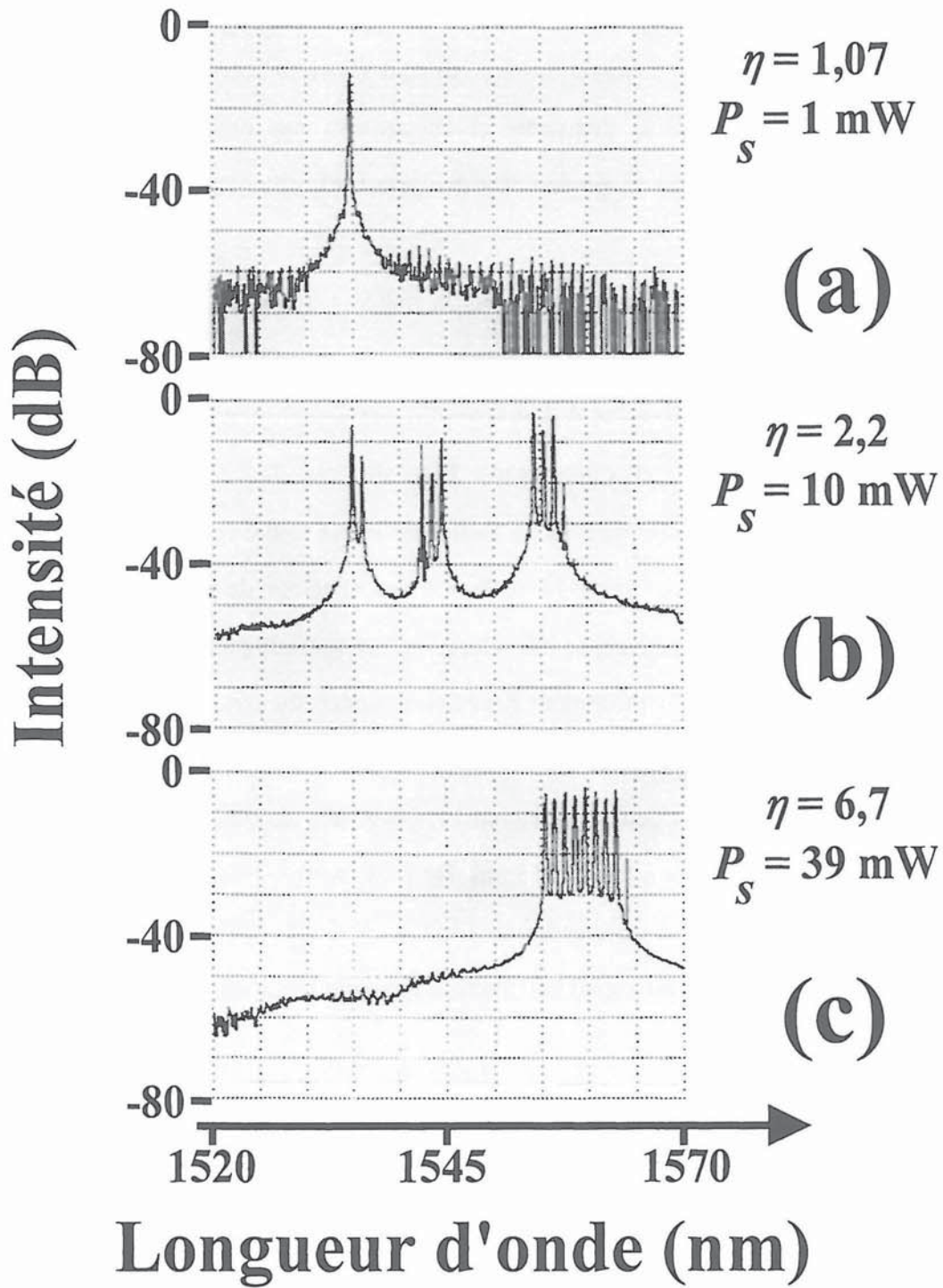


Figure 14: Spectres de sortie du microlaser de $700 \mu\text{m}$ de long pour différents taux de pompage η . P_s est la puissance de sortie totale du microlaser. On peut noter le déplacement des modes oscillants vers les grandes longueurs d'onde avec le taux de pompage.

Si maintenant, à l'inverse, on réduit la taille du microlaser en dessous de $500\ \mu\text{m}$, le mécanisme de diffraction résonnante doit jouer un rôle moins important puisque la vergence de la lentille de saturation équivalente est moins grande. La même expérience est alors réalisée sur un microlaser de $300\ \mu\text{m}$ de long. Comme attendu, il n'apparaît plus de mode du côté des grandes longueurs d'ondes. De plus, comme l'indique le spectre de la Figure 15, ce microlaser reste monomode longitudinalement quel que soit le taux d'excitation. Nous en déduisons donc, qu'en plus du mécanisme de pertes par diffraction résonnante, il existe une compétition intense entre les différents modes du microlaser. Mais nous n'aborderons pas ce dernier point ici puisqu'il sera l'objet du deuxième chapitre.

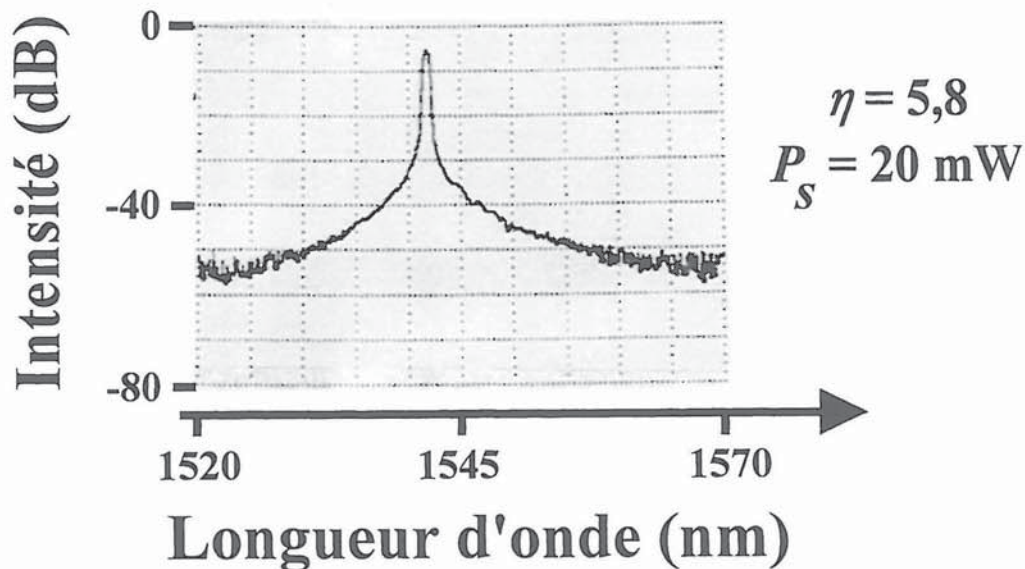


Figure 15: Spectres de sortie du microlaser de $300\ \mu\text{m}$ de long. Contrairement aux cas précédents, quand on augmente le taux de pompage, il n'apparaît pas de modes aux grandes longueurs d'ondes.

Il est important de souligner que les microlasers monolithiques sont par construction très sensibles à la lentille de saturation. En effet, le fonctionnement optimal du microlaser est obtenu en ajustant le recouvrement entre les modes de pompe et du laser. Par conséquent, près du seuil, le trou creusé par le mode laser lui-même dans le profil spatial de gain est compensé

par la lentille de population. En revanche, lorsque la puissance de pompe augmente, la vergence de la lentille thermique induite par la pompe augmente aussi. Cette lentille étant convergente [102] en général ⁸, le "waist" du microlaser diminue. Dès lors, le trou creusé dans le profil radial de gain devient d'autant plus étroit et d'autant plus profond que le taux d'excitation augmente. Ainsi, loin du seuil, la lentille de saturation est prédominante. Le mécanisme de diffraction résonnante joue donc un rôle important et inévitable dans ces microlasers. Ce mécanisme n'étant pas limité à l'erbium, il se pourrait qu'il soit à l'origine des changements de la longueur d'onde d'émission qu'on peut observer dans d'autres lasers comme le laser Nd:GdCOB par exemple [103].

⁸ Dans le cas des verres dopés à l'erbium, la lentille thermique est bien convergente. En effet, bien que la variation de l'indice avec la température soit négative, elle est largement compensée par la dilatation thermique du verre. Pour un verre QX, la dilatation thermique est de $82 \times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$, alors que la variation de l'indice avec la température est de $-10 \times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ seulement.

D. Conclusion.

En conclusion, nous avons montré l'existence du mécanisme de diffraction résonnante dans les lasers solides Er:Yb:Verre. Ce mécanisme est gouverné par la lentille de saturation non-linéaire induite dans le milieu actif par le faisceau laser lui-même. Dans le cas d'un laser Er:Yb:Verre monomode, des variations de puissance de sortie atteignant 25 % peuvent être observées en désaccordant légèrement la fréquence d'oscillation (les autres paramètres étant constants par ailleurs). Un bon accord entre la théorie et l'expérience est obtenu à l'aide d'une approche simple en introduisant dans les équations d'évolution du laser des pertes résonnantes. Alors que la caractéristique de base d'un laser (puissance de sortie en fonction de l'excitation) présente usuellement une saturation, on voit ici que la diffraction résonnante, qui peut réduire les pertes, entraîne au contraire une augmentation anormale de cette puissance de sortie. En outre, l'observation du comportement spectral de microlasers monolithiques Er:Yb confirme l'importance du mécanisme de diffraction résonnante en régime multimode. Dans ce cas, il ne se traduit plus par des variations du rendement du laser mais par un décalage des modes oscillants vers les grandes longueurs d'onde. Le mécanisme étudié étant inévitable, il peut être nécessaire d'en tenir compte, en plus des effets thermiques, pour l'optimisation des lasers solides accordables [104,105] et pour la réalisation de microlasers à fréquences fixes [106]. De plus, l'universalité de ce mécanisme suggère son existence dans d'autres types de lasers solides. Finalement, la spectroscopie du diffracté, qui nous a permis d'isoler de manière non ambiguë les effets de lentille de saturation, peut s'avérer être un outil puissant pour observer et quantifier d'autres effets de lentille.

Chapitre II

Couplage non-linéaire dans les lasers solides

II. Couplage non-linéaire dans les lasers solides.

A. Introduction.

La réalisation d'un laser bi-fréquence repose sur la possibilité d'obtenir l'oscillation simultanée de deux modes dans une seule cavité. Lorsque les deux modes partagent la même région du milieu actif, ils sont couplés de manière plus ou moins prononcée selon les inhomogénéités spatiales et/ou spectrales de la saturation du gain. Historiquement, VAN DER POL fut le premier à exprimer de manière analytique les effets de compétition entre deux oscillateurs électroniques couplés par des bobines électriques [107]. Ce travail a ensuite été repris par LAMB pour en souligner l'analogie avec la dynamique de deux modes axiaux de même polarisation dans un laser à gaz [108]. Dans l'analyse de LAMB, il apparaît une constante de couplage C . Selon que cette constante est supérieure ou inférieure à 1, les deux modes du laser oscillent respectivement en simultanéité ou en bistabilité. LAMB a donné une expression analytique de cette constante dans laquelle il apparaît notamment deux contributions : une contribution spatiale liée au taux de recouvrement spatial des deux modes et une contribution spectrale qui tient compte du caractère homogène et/ou inhomogène de la saturation du gain. Dans le cas où le milieu actif est un verre dopé, par exemple un verre dopé à l'erbium, le problème du couplage entre modes devient beaucoup plus délicat. En effet, comme nous l'avons dit dans le chapitre I, le profil de gain est constitué de plusieurs transitions décalées spectralement en raison de la nature désordonnée des sites actifs dans le verre. De plus, il existe des transferts d'énergie entre les ions voisins et entre les ions et les modes de vibration du verre (phonons). Ainsi, la complexité de la raie fait qu'il n'existe toujours pas de modèle qui décrive le couplage entre deux oscillateurs optiques dans une "matrice" vitreuse dopée. Cependant, les propriétés spectrales des solides dopés sont maintenant bien connues d'un point de vue macroscopique. En particulier, dans le cas d'un verre dopé à l'erbium, il est communément admis que l'élargissement de la raie est homogène.

Cette propriété est mise à profit, par exemple, pour stabiliser le gain des amplificateurs multicanaux sur toute leur largeur spectrale de gain. La méthode consiste à utiliser une raie laser saturante pour contrebalancer les variations de gain dues à l'apparition ou la disparition d'un ou plusieurs canaux [109-111]. En outre, le caractère homogène de la raie permet d'expliquer le fonctionnement monomode des lasers à fibre en anneau [112,113]. On attribue alors le caractère multimode des lasers dopés à l'erbium à cavités linéaires au "hole burning" spatial [106,114]. Paradoxalement, lorsqu'on se place dans une situation où le recouvrement spatial entre modes est quasiment parfait, d'autres travaux montrent que l'oscillation simultanée de deux modes est encore possible. Ceci est le cas dans un laser à fibre en anneau à pertes contrôlables [115], ou encore dans un microlaser dans lequel on peut observer l'oscillation de deux modes de polarisations orthogonales avec des fréquences espacées de quelques centaines de MHz [116].

Nous pouvons donc constater que ces résultats, apparemment contradictoires, ne permettent pas de savoir si dans un verre dopé à l'erbium l'oscillation simultanée de deux modes est envisageable sur toute la plage spectrale du gain. Par conséquent, nous nous proposons, dans ce chapitre, d'étudier en détail le couplage entre deux modes dans un laser Er:Yb:Verre. Dans une première partie, nous adapterons l'analyse de stabilité de LAMB au cas d'un laser Er:Yb:Verre. Ensuite, nous mettrons au point deux expériences pour mesurer le couplage entre deux modes longitudinaux et deux états de polarisation dans un microlaser monolithique. Puis, nous exploiterons ces mesures pour comprendre les propriétés spectrales des microlasers Er:Yb:Verre et dégager les conditions requises pour obtenir leur fonctionnement monomode. En vue de réaliser des lasers bi-fréquences accordables, nous étendrons alors la mesure du couplage à toute la plage de longueurs d'onde accessibles dans un laser Er:Yb:Verre. En particulier, nous nous interrogerons sur la pertinence de la notion de constante de couplage dans un tel laser. Finalement, nous isolerons le rôle du "hole burning" spatial dans le mécanisme de couplage et nous verrons son implication sur les spectres des lasers multimodes à cavité étendue.

B. Modèle théorique.

Le but de cette partie est de développer un modèle simple qui décrit la stabilité de deux modes dans un laser solide co-dopé à l'erbium et à l'ytterbium. L'approche habituelle consiste à utiliser les équations de STATZ et DE MARS avec dépendance spatiale de l'inversion de population et des intensités [23] dans lesquelles on introduit un terme de saturation croisée constant [117-119]. Or, dans le cas d'un verre dopé à l'erbium, le gain net et le coefficient d'auto-saturation d'un mode dépendent des sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde du mode considéré [120]. L'approche habituelle n'est donc pas bien adaptée à ce cas. D'autres modèles qui tiennent compte des spectres d'absorption et d'émission des verres dopés à l'erbium ont été développés pour modéliser les amplificateurs à fibre multicanaux [121,122]. Cependant, dans ces modèles, on suppose généralement que la raie est homogène et on ne prend pas en compte le "hole burning" spatial. Ces modèles ne peuvent donc pas être utilisés pour décrire le fonctionnement d'un laser bi-fréquence car le régime de simultanéité serait impossible à obtenir.

Nous allons donc nous contenter ici d'adapter l'analyse de LAMB pour un laser à deux modes axiaux au cas d'un laser co-dopé à l'erbium et l'ytterbium. En toute rigueur, l'analyse de LAMB n'est pas valable dans le cas d'un laser de classe B⁹. En effet, dans ce type de lasers, il n'est pas possible d'éliminer adiabatiquement l'inversion de population puisque sa durée de vie (quelques ms) est supérieure à celle des photons dans la cavité (quelques ns). Cependant, dans tout ce qui suit, nous nous placerons exclusivement en régime stationnaire. Ainsi, dans les expériences que nous réaliserons, les perturbations que nous appliquerons au laser seront toujours très lentes devant tous les autres temps caractéristiques du système. En outre,

⁹ La classe B regroupe les lasers dont la durée de vie des cohérences optiques est petite devant celle de l'inversion de population et celle des photons dans la cavité qui sont du même ordre de grandeur.

l'analyse de LAMB n'est valable que près du seuil ($\eta < 1,3$) car elle repose sur un développement au troisième ordre de la polarisation du milieu actif. Par conséquent, on ne cherchera pas à utiliser les équations de LAMB pour déterminer les valeurs absolues des intensités. Ces équations nous serviront uniquement pour analyser la stabilité des solutions à 2 modes. En effet, les développements au troisième ordre seront faits localement autour de la solution stationnaire et non autour de zéro. A posteriori, on verra qu'écrire les équations de LAMB permet d'introduire la constante C qui reste malgré tout le meilleur paramètre que nous ayons trouvé pour interpréter les résultats expérimentaux. Finalement, la largeur spectrale de gain (≈ 3 THz) des lasers que nous étudierons est largement supérieure à leur intervalle spectral libre (330 GHz au maximum). Plus de deux modes sont donc susceptibles de dépasser le seuil dans ces lasers. Néanmoins, nous nous limiterons aussi bien dans la partie théorique qu'expérimentale à l'étude du couplage entre deux modes. Nous verrons que l'analyse de la compétition entre ces deux modes permet de guider l'intuition dans le cas des lasers multimodes.

En faisant un développement au troisième ordre de la polarisation du milieu actif, LAMB a montré que l'évolution des intensités I_1 et I_2 des deux modes axiaux est décrite par les deux équations

$$\begin{cases} \dot{I}_1 = 2I_1(\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2) \\ \dot{I}_2 = 2I_2(\alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1), \end{cases} \quad (20)$$

où α , β et θ sont respectivement les coefficients de gain, d'auto-saturation et de saturation croisée. A partir de ces deux équations, LAMB définit une constante de couplage C qui gouverne la dynamique des deux modes et qui est donnée par

$$C = \frac{\theta_{12}\theta_{21}}{\beta_1\beta_2}. \quad (21)$$

Rappelons que, lorsque C est plus grand que 1, les deux modes ne peuvent jamais osciller en

même temps. Ce régime de bistabilité peut être observé entre deux états de polarisation dans les lasers He:Ne [123,124] ou encore dans les diodes lasers par exemple [125]. En revanche, quand C est plus petit que 1, les deux modes peuvent osciller simultanément comme c'est souvent le cas dans les lasers solides [126,127]. Afin de calculer les coefficients α , β et θ , dans le cas d'un laser Er:Yb:Verre, nous utilisons les "rate equations" standards [79]. Cependant, pour rendre compte du "hole burning" spatial et spectral, nous considérons deux réservoirs d'ions, chaque réservoir étant associé à un mode. De plus, nous supposons que ces deux réservoirs ont une partie commune qui interagit avec les deux modes à la fois comme illustré sur la Figure 16. Par souci de simplicité, nous considérons que ces deux réservoirs contiennent le même nombre d'atomes. Ainsi, la concentration d'ions Er^{3+} dans chaque réservoir est donnée simplement par

$$N_{E,1} \equiv N_{E,2} = \frac{N_E}{2 - \kappa}, \quad (22)$$

où $N_{E,i}$ est la concentration d'erbium dans le réservoir i ($i = 1,2$) et κ le taux de recouvrement

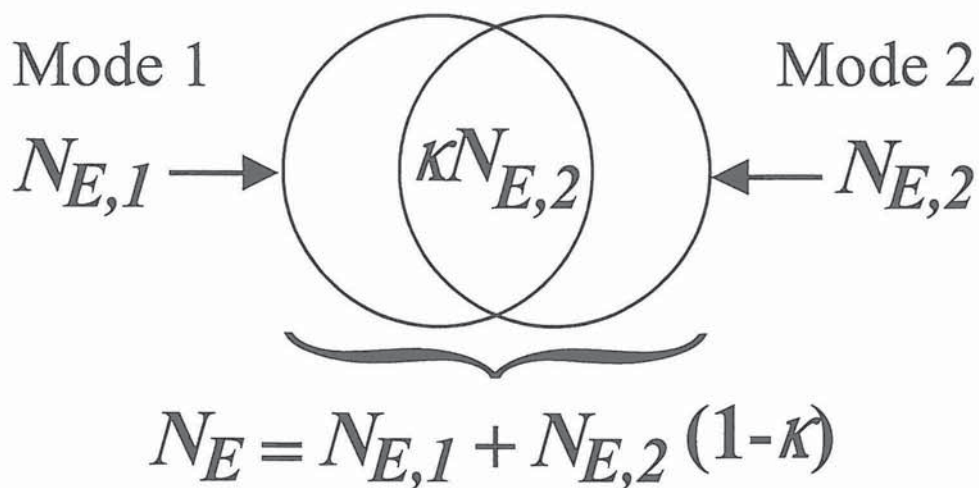


Figure 16 : Représentation schématique de l'interaction entre les deux modes du laser. Chaque mode interagit avec un réservoir contenant $N_{E,i}$ ($i = 1,2$) ions Er^{3+} et les deux réservoirs ont en commun $\kappa N_{E,2}$ ions Er^{3+} . κ est un paramètre phénoménologique mesurable qui intègre les effets de "hole burning" spatial, spectral et de polarisation.

entre les deux réservoirs d'ions. Il est utile de remarquer que, dans notre modèle, c'est le terme phénoménologique κ qui contient les contributions des "hole burning" spectral, spatial et éventuellement de polarisation. Dans l'état stationnaire, et en reprenant les hypothèses du chapitre I, la densité de population du niveau excité de l'erbium dans le réservoir 1 obéit à l'équation

$$(\sigma_{a1}I_1 + \kappa\sigma_{a2}I_2)N_{a1} - (\sigma_{e1}I_1 + \kappa\sigma_{e2}I_2)N_{e1} - \frac{N_2}{\tau} + k_{tr}N_1N_{2Y} = 0, \quad (23)$$

où σ_{ai} et σ_{ei} sont respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission du mode i ($i = 1,2$) et I_i l'intensité du mode i . N_{a1} et N_{e1} sont respectivement les densités de population du niveau fondamental et du niveau excité dans le réservoir 1. Notons ici que nous ne faisons intervenir le paramètre κ que dans les termes de saturation associés au mode 2. Ceci revient à dire que l'intensité du mode 2 n'interagit qu'avec une partie seulement des ions Er^{3+} du réservoir 1. Par ailleurs, le terme de pompage à droite de l'équation (23) est calculé à l'aide de la relation

$$\sigma_Y I_p N_Y - k_{tr} N_E N_{2Y} = 0. \quad (24)$$

Finalement, les populations des niveaux fondamentaux et excités des ions Er^{3+} et Yb^{3+} sont liées aux concentrations des dopants par

$$N_{E,1} = N_{a1} + N_{e1}, \quad (25)$$

$$N_Y = N_{1Y} + N_{2Y}. \quad (26)$$

Commençons par calculer le gain linéique g_1 vu par le mode 1 (le gain linéique vu par le mode 2 pourra être obtenu facilement en permutant les indices 1 et 2). Celui-ci s'écrit,

$$g_1 = \sigma_{e1}N_{e1} - \sigma_{a1}N_{a1}. \quad (27)$$

En tenant compte des relations (23-26), g_1 devient

$$g_1 = \sigma_{a1} N_{E,1} \frac{\frac{\sigma_{e1}}{\sigma_{a1}} W_p - \frac{1}{\tau} + \left(\frac{\sigma_{a2}}{\sigma_{a1}} \sigma_{e1} - \sigma_{e2} \right) \kappa I_2}{W_p + \frac{1}{\tau} + (\sigma_{a1} + \sigma_{e1}) I_1 + (\sigma_{a2} + \sigma_{e2}) \kappa I_2}, \quad (28)$$

où

$$W_p = \sigma_Y I_p \frac{N_Y}{N_E}. \quad (29)$$

Pour calculer les facteurs d'auto-saturation et de saturation croisée du mode 1, il faut trouver comment agissent I_1 et I_2 sur le gain de ce mode. Pour cela, il existe deux approches. La première consiste à faire un développement limité de g_1 , en I_1 et I_2 , près du seuil. Cette méthode est la plus simple mais n'est plus valable pour des taux de pompage importants. La deuxième approche consiste à calculer la variation de gain saturé que provoque une faible variation de I_1 et de I_2 autour de leurs valeurs stationnaires. Cette méthode est plus générale que la première mais plus complexe. Selon les conditions expérimentales nous utiliserons l'une ou l'autre approche. Nous vérifierons, par ailleurs, que ces deux approches convergent bien près du seuil.

1. Développement près du seuil.

Supposons que le laser oscille près du seuil. Le développement limité au premier ordre de g_1 en I_1 et I_2 donne :

$$g_1 = g_1^0 - \frac{g_1^0}{\psi} (\sigma_{a1} + \sigma_{e1}) I_1 - \frac{g_1^0}{\psi} \left[(\sigma_{a2} + \sigma_{e2}) - (\sigma_{a2} \sigma_{e1} - \sigma_{a1} \sigma_{e2}) \frac{N_{E,1}}{g_1^0} \right] \kappa I_2, \quad (30)$$

où

$$\psi = W_p + \tau^{-1}, \quad (31)$$

et où g_1^0 est le gain linéique non saturé qui s'écrit

$$g_1^0 = \sigma_{a1} N_{E,1} \frac{(\sigma_{e1}/\sigma_{a1}) W_p - \tau^{-1}}{W_p + \tau^{-1}}. \quad (32)$$

Dans le cas où le milieu actif est court par rapport à $1/g_1$, le gain pour un aller-retour dans la cavité vaut $2eg_1$, e étant la longueur du milieu actif. En identifiant les différents termes qui interviennent dans l'expression de g_1 avec les coefficients de LAMB, on trouve

$$\alpha_1 = \frac{c}{2L} (2e g_1^0 - p_1), \quad (33-a)$$

$$\beta_1 = \frac{c}{2L} \frac{2e g_1^0}{\psi} (\sigma_{a1} + \sigma_{e1}), \quad (33-b)$$

$$\theta_{12} = \frac{c}{2L} \kappa \frac{2e g_1^0}{\psi} \left((\sigma_{a2} + \sigma_{e2}) - (\sigma_{a2} \sigma_{e1} - \sigma_{a1} \sigma_{e2}) \frac{N_{E,1}}{g_1^0} \right), \quad (33-c)$$

où L est la longueur optique de la cavité laser et p_1 les pertes vues par le mode 1 pour un aller-retour de la lumière dans la cavité laser.

Le même calcul permet de trouver le gain linéique du mode 2 et donc les coefficients α_2 , β_2 et θ_{21} . Ces coefficients sont identiques à ceux obtenus pour le mode 1 en permutant les indices 1 et 2. Finalement, en introduisant les coefficients d'auto-saturation et de saturations croisées dans l'expression (21), nous obtenons la constante de couplage C . A ce stade, on peut remarquer que dans la région spectrale d'oscillation du laser, c'est-à-dire autour de 1535 nm, les sections efficaces d'absorption et d'émission de chaque mode ont des valeurs proches. Par conséquent, le terme de droite de l'expression (33-c) est négligeable devant celui de gauche et la constante de couplage se réduit à

$$C \cong \kappa^2. \quad (34)$$

Rappelons ici que le terme phénoménologique κ a été introduit pour tenir compte des effets de "hole burning" spectral et spatial entre les deux modes oscillants. Dans le cas où le taux de recouvrement spatial entre ces deux modes est constant et, en supposant que la largeur homogène de la raie est grande devant la plage spectrale d'oscillation du laser [128], le terme κ est une constante. On voit alors que, dans la limite de validité des hypothèses faites, bien que les termes d'auto-saturations et de saturations croisées puissent varier individuellement en fonction des longueurs d'onde des deux modes et du taux de pompage, C reste constante.

2. Développement local.

Quand le laser oscille loin du seuil, les développements limités précédents ne sont, a priori, plus valables. Il est donc intéressant de connaître la limite de validité de la première approche. Pour cela, un calcul plus général basé sur une approximation locale s'impose. Or, cette approche nécessite la connaissance des valeurs stationnaires de I_1 et I_2 . On obtient ces valeurs en égalant pour chaque mode le gain saturé donné par l'expression (28) et les pertes de la cavité laser. Dans l'état stationnaire on a donc pour chaque mode

$$g_i = \frac{p_i}{2e}, \quad (35)$$

où g_i et p_i sont respectivement le gain linéique saturé et les pertes vues par le mode i ($i = 1, 2$).

On obtient alors le couple d'équations à deux inconnues I_1 et I_2 suivant :

$$\begin{cases} a_1 I_1 + b_1 I_2 + c_1 = 0 \\ b_2 I_1 + a_2 I_2 + c_2 = 0 \end{cases}, \quad (36)$$

avec,

$$a_i = \frac{P_i}{2e} (\sigma_{ai} + \sigma_{ei}), \quad (37-a)$$

$$b_i = \kappa \left[\frac{P_i}{2e} (\sigma_{aj} + \sigma_{ej}) - N_{E,i} (\sigma_{aj} \sigma_{ei} - \sigma_{ai} \sigma_{ej}) \right], \quad (37-b)$$

$$c_i = \frac{P_i}{2e} (W_p + \tau^{-1}) - N_{E,i} (\sigma_{ei} W_p - \sigma_{ai} \tau^{-1}). \quad (37-c)$$

La résolution du couple d'équations (36) donne directement les valeurs de I_1 et I_2 .

Afin de calculer les variations de gain que provoquent les variations de I_1 et I_2 , nous posons :

$$\begin{cases} g_i = g_i^s + \delta g_i \\ I_i = I_i^s + \delta I_i \end{cases}, \quad (38)$$

où g_i^s et I_i^s sont respectivement le gain saturé et l'intensité du mode i ($i = 1, 2$) dans l'état stationnaire, et où δg_i et δI_i sont respectivement des faibles variations du gain saturé et de l'intensité du mode i . Traitons, dans un premier temps, le cas du mode 1. En introduisant (38) dans l'expression du gain saturé (28), en faisant un développement limité au premier ordre, puis en éliminant la solution stationnaire, on aboutit à l'expression suivante qui donne la variation du gain du mode 1 en fonction des variations de I_1 et I_2 :

$$\delta g_1 = -\frac{P_1}{2e} \frac{1}{\psi_1} \left[\delta I_1 (\sigma_{a1} + \sigma_{e1}) + \delta I_2 \kappa \left((\sigma_{a2} + \sigma_{e2}) - (\sigma_{a2} \sigma_{e1} - \sigma_{a1} \sigma_{e2}) \frac{N_{E,1}}{P_1/2e} \right) \right], \quad (39)$$

avec

$$\psi_1 = (\sigma_{a1} + \sigma_{e1}) I_1 + \kappa (\sigma_{a2} + \sigma_{e2}) I_2 + W_p + \tau^{-1}. \quad (40)$$

Nous en déduisons que les facteurs d'auto-saturation et de saturation croisée pour le mode 1 sont

$$\beta_1 = \frac{c}{2L} \frac{P_1}{\psi_1} (\sigma_{a1} + \sigma_{e1}), \quad (41)$$

$$\theta_{12} = \frac{c}{2L} \frac{P_1}{\psi_1} \kappa \left[(\sigma_{a2} + \sigma_{e2}) - (\sigma_{a2}\sigma_{e1} - \sigma_{a1}\sigma_{e2}) \frac{N_{E,1}}{P_1/2e} \right]. \quad (42)$$

On peut remarquer que les expressions donnant β_1 et θ_{12} sont beaucoup plus compliquées que celles obtenues par la première approche car elles nécessitent le calcul de I_1 et I_2 contenus dans ψ_1 . En revanche, le rapport θ_{12}/β_1 ne dépend pas de l'intensité des deux modes. De plus, contrairement à ce que laisse penser le développement près du seuil, θ_{12}/β_1 ne dépend pas, non plus, du taux de pompage. Par ailleurs, en faisant tendre les valeurs de I_1 et I_2 vers 0, on vérifie que les résultats donnés par les deux approches convergent. Finalement, les expressions de β_2 et θ_{21} peuvent être obtenues à partir de (41) et (42) en permutant les indices 1 et 2. Là encore, quand les sections efficaces d'absorption et d'émission ont des valeurs proches, la constante de couplage calculée avec les expressions (41) et (42) se réduit à $C \cong k^2$. Ainsi, en supposant que l'élargissement de la raie est principalement homogène et que le taux de recouvrement entre les deux modes est constant, ce qui est le cas entre différents modes longitudinaux, nous obtenons que C est constant.

Ainsi, quelle que soit l'approche utilisée (développement près du seuil ou développement local), le modèle développé ici prévoit que l'échange d'énergie entre les deux oscillateurs optiques n'est pas réciproque ($\theta_{12}/\beta_1 \neq \theta_{21}/\beta_2$ en général). Cependant, cette interaction est gouvernée par le terme de couplage $C = \theta_{12}\theta_{21}/\beta_1\beta_2$ qui, lui, ne varie pas en fonction des longueurs d'onde des deux modes. Tous les paramètres qui interviennent dans ce modèle sont connus expérimentalement à l'exception du terme phénoménologique κ . Peut-on le mesurer expérimentalement ?

3. Méthode de détermination de la constante de couplage.

Nous avons vu que la valeur de κ était à peu près égale à la racine carrée de C . Par conséquent, en mesurant C il est possible de remonter au seul paramètre inconnu du problème, c'est-à-dire κ . Or, notre groupe a montré que la mesure directe de C était possible en observant les variations d'intensités δI_1 et δI_2 induites par une modulation lente des pertes d'un des modes uniquement [129,130]. En effet, en régime stationnaire, les équations (20) d'évolutions des intensités I_1 et I_2 deviennent

$$\begin{cases} \alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2 = 0 \\ \alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1 = 0 \end{cases} \quad (43)$$

A présent, imposons une légère variation du gain α_1 et regardons comment évoluent les intensités I_1 et I_2 . Pour cela nous posons

$$\begin{cases} \alpha_1 = \alpha_1^s + \delta\alpha_1 \\ I_1 = I_1^s + \delta I_1 \\ I_2 = I_2^s + \delta I_2 \end{cases} \quad (44)$$

où α_1^s est le gain non saturé du mode 1. I_i^s est l'intensité du mode i ($i = 1,2$) quand aucune perturbation n'est appliquée au gain α_1 , $\delta\alpha_1$ et δI_i sont des petites variations du gain et des intensités respectivement. En introduisant les expressions (44) dans les relations (43) nous obtenons

$$-\frac{\delta I_2}{\delta I_1} = \frac{\theta_{21}}{\beta_2} \equiv K_{21}. \quad (45)$$

A l'inverse, si la modulation de gain est appliquée au mode 2, nous obtenons les variations d'intensités $\delta I'_1$ et $\delta I'_2$ des modes 1 et 2 liées par la relation

$$-\frac{\delta I'_1}{\delta I'_2} = \frac{\theta_{12}}{\beta_1} \equiv K_{12}. \quad (46)$$

Enfin, en se rapportant à l'expression (21), la constante de couplage est simplement donnée par

$$C = K_{12}K_{21}. \quad (47)$$

Notons ici que la mesure de C doit être réalisée en deux temps pour ne pas avoir à faire d'hypothèses sur les valeurs des coefficients d'auto-saturations et de saturations croisées des deux modes. Ainsi, en modulant les pertes d'un mode puis celles de l'autre, il est possible de mesurer la constante de couplage entre deux modes sans avoir à se soucier de la localisation de leurs fréquences dans la courbe de gain.

C. Mesure du couplage dans les microlasers.

La connaissance du couplage entre modes dans les microlasers est cruciale lorsqu'il s'agit d'obtenir l'oscillation mono-fréquence (un mode longitudinal et un état de polarisation). Dans les microlasers Er:Yb:Verre, par exemple, l'isotropie inhérente du milieu actif et du résonateur tend à favoriser l'oscillation simultanée de deux états de polarisation. De plus, la grande largeur spectrale du gain net favorise l'oscillation de plusieurs modes longitudinaux. Or, le groupe de Milan a montré qu'il était possible de réaliser un microlaser Er:Yb:Verre mono-fréquence de 200 μm de long [116]. Leurs résultats remarquables posent la question du couplage entre modes dans ces lasers. En effet, ce microlaser est monomode longitudinalement bien que l'intervalle spectral libre de la cavité (3,9 nm) soit beaucoup plus petit que la largeur de gain du milieu actif (≈ 20 nm). On peut donc se demander si notre approche basée sur l'analyse de LAMB ne peut pas apporter un éclairage à ce phénomène. Jusqu'à présent, peu d'expériences ont donné une information quantitative sur le couplage entre les modes d'un laser. Par exemple, la séparation spatiale des états propres d'un laser oscillant sur un mode longitudinal a permis de mesurer directement la constante de couplage entre deux états de polarisations orthogonales [129]. Malheureusement, cette méthode est basée sur l'insertion d'un élément biréfringent dans la cavité laser. Elle n'est donc pas adaptée au cas d'un microlaser monolithique. Par conséquent, nous mettons au point deux nouvelles techniques expérimentales pour sonder le couplage entre deux modes longitudinaux ou entre deux états de polarisation dans des microlasers. Nous interpréterons les mesures en terme de constante de couplage entre les deux oscillateurs optiques considérés. Dans cette partie, nous nous arrangerons pour obtenir dans le même microlaser successivement l'oscillation de deux modes longitudinaux de même état de polarisation, puis de deux états de polarisations orthogonales dans le même mode longitudinal. En effet, mesurer la constante de couplage dans ces deux configurations fournit suffisamment de renseignements pour étudier des configurations plus compliquées, qui ne seront qu'une superposition de ces deux cas d'école.

$$-\frac{\delta I'_1}{\delta I'_2} = \frac{\theta_{12}}{\beta_1} \equiv K_{12}. \quad (46)$$

Enfin, en se rapportant à l'expression (21), la constante de couplage est simplement donnée par

$$C = K_{12}K_{21}. \quad (47)$$

Notons ici que la mesure de C doit être réalisée en deux temps pour ne pas avoir à faire d'hypothèses sur les valeurs des coefficients d'auto-saturations et de saturations croisées des deux modes. Ainsi, en modulant les pertes d'un mode puis celles de l'autre, il est possible de mesurer la constante de couplage entre deux modes sans avoir à se soucier de la localisation de leurs fréquences dans la courbe de gain.

C. Mesure du couplage dans les microlasers.

La connaissance du couplage entre modes dans les microlasers est cruciale lorsqu'il s'agit d'obtenir l'oscillation mono-fréquence (un mode longitudinal et un état de polarisation). Dans les microlasers Er:Yb:Verre, par exemple, l'isotropie inhérente du milieu actif et du résonateur tend à favoriser l'oscillation simultanée de deux états de polarisation. De plus, la grande largeur spectrale du gain net favorise l'oscillation de plusieurs modes longitudinaux. Or, le groupe de Milan a montré qu'il était possible de réaliser un microlaser Er:Yb:Verre mono-fréquence de 200 μm de long [116]. Leurs résultats remarquables posent la question du couplage entre modes dans ces lasers. En effet, ce microlaser est monomode longitudinalement bien que l'intervalle spectral libre de la cavité (3,9 nm) soit beaucoup plus petit que la largeur de gain du milieu actif (≈ 20 nm). On peut donc se demander si notre approche basée sur l'analyse de LAMB ne peut pas apporter un éclairage à ce phénomène. Jusqu'à présent, peu d'expériences ont donné une information quantitative sur le couplage entre les modes d'un laser. Par exemple, la séparation spatiale des états propres d'un laser oscillant sur un mode longitudinal a permis de mesurer directement la constante de couplage entre deux états de polarisations orthogonales [129]. Malheureusement, cette méthode est basée sur l'insertion d'un élément biréfringent dans la cavité laser. Elle n'est donc pas adaptée au cas d'un microlaser monolithique. Par conséquent, nous mettons au point deux nouvelles techniques expérimentales pour sonder le couplage entre deux modes longitudinaux ou entre deux états de polarisation dans des microlasers. Nous interpréterons les mesures en terme de constante de couplage entre les deux oscillateurs optiques considérés. Dans cette partie, nous nous arrangerons pour obtenir dans le même microlaser successivement l'oscillation de deux modes longitudinaux de même état de polarisation, puis de deux états de polarisations orthogonales dans le même mode longitudinal. En effet, mesurer la constante de couplage dans ces deux configurations fournit suffisamment de renseignements pour étudier des configurations plus compliquées, qui ne seront qu'une superposition de ces deux cas d'école.

Le microlaser étudié est représenté sur la Figure 17-a. Le milieu actif est un verre phosphate dopé avec des concentrations de $0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'erbium et $20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'ytterbium. Ce verre de longueur $300 \mu\text{m}$ a une section carrée de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. Il est monté sur un élément Peltier. La première face du milieu actif sert de miroir d'entrée et un traitement hautement réfléchissant autour de 1535 nm et transmettant à 975 nm y est déposé. Le miroir

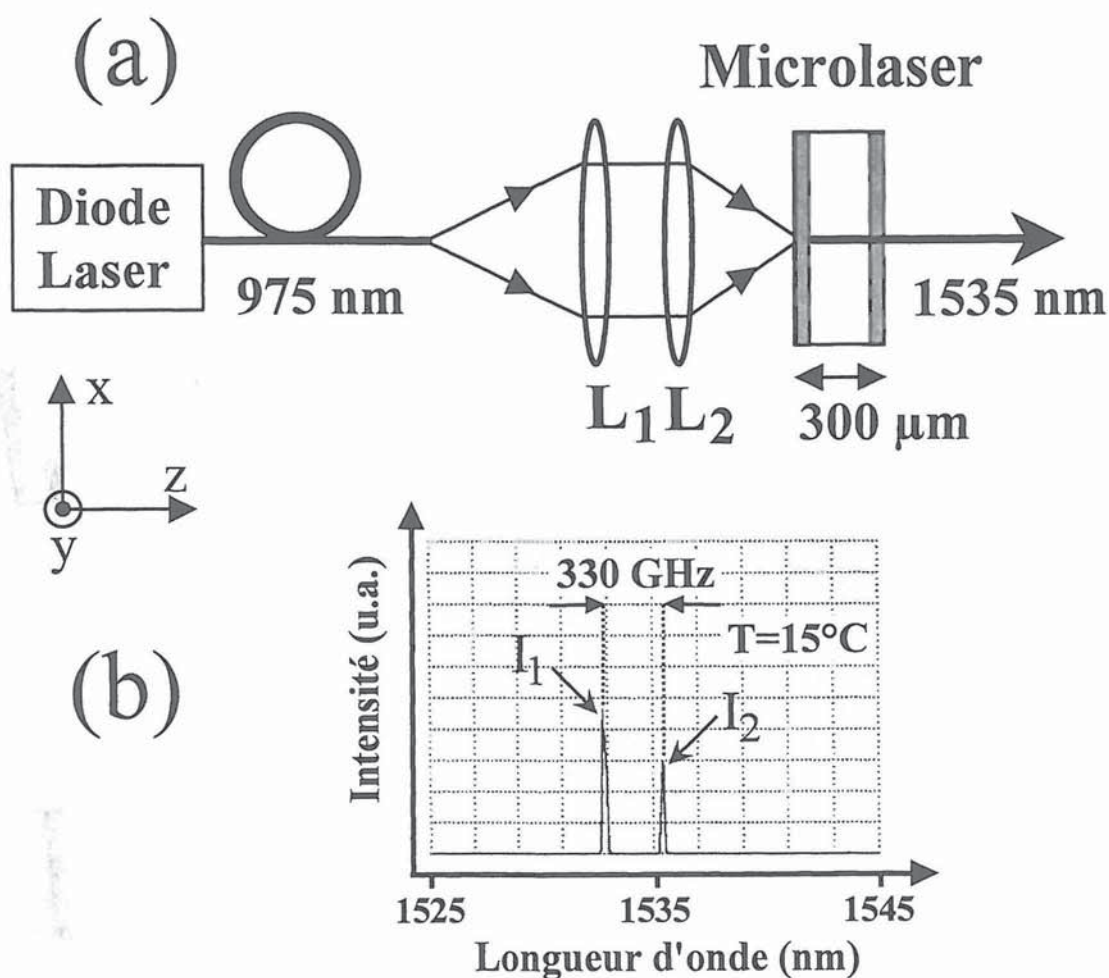


Figure 17 : (a) Montage expérimental du microlaser Er:Yb:Verre. Le faisceau de pompe est issu d'une fibre multimode dont le cœur a un diamètre de $250 \mu\text{m}$. Les lentilles L_1 et L_2 ont des focales de $4,5 \text{ cm}$ et $1,5 \text{ cm}$ respectivement. (b) Oscillation bi-fréquence observée à l'analyseur de spectre optique (plage d'acquisition 20 nm , résolution $0,1 \text{ nm}$). À $T = 15^\circ\text{C}$, le microlaser oscille sur deux modes longitudinaux polarisés linéairement suivant la direction y .

de sortie est formé par la deuxième face du milieu actif qui a un coefficient de réflexion de 99 % autour de 1535 nm. Dans le but d'augmenter l'efficacité de pompage, cette face réfléchit ($R = 95\%$ à 975 nm) la partie de la pompe non absorbée par le milieu actif au premier passage. Le microlaser est pompé au moyen d'une diode laser (modèle OPC-D010-HB/250) émettant à 975 nm. Nous utilisons les deux lentilles L_1 et L_2 de focales 4,5 cm et 1,5 cm pour collimater puis focaliser le faisceau de pompe sur un rayon de 40 μm dans le microlaser. Nous choisissons de faire fonctionner le laser à un taux d'excitation $\eta = 1,5$ ce qui correspond à une puissance de pompe de 40 mW. Le laser oscille alors sur le mode transverse TEM_{00} et sa puissance de sortie est de 2 mW.

1. *Entre deux modes longitudinaux.*

Nous fixons la température du microlaser à 15 °C. Dans ces conditions, deux modes longitudinaux oscillent simultanément aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 situées autour de 1534 nm (voir Figure 17-b). Ces deux modes sont séparés de 330 GHz correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité. Nous vérifions que ces deux longueurs d'onde sont émises avec la même polarisation linéaire orientée suivant la direction y . Nous avons vu qu'il est possible de mesurer le couplage non linéaire entre ces deux oscillateurs en modulant le gain net d'un mode uniquement et en relevant les variations d'intensité induites sur les deux modes. Pour ce faire, nous utilisons un réseau et un miroir de renvoi. En effet, comme le montre la Figure 18, l'association du microlaser et du miroir de renvoi est équivalente à une cavité composite. Ainsi, le miroir de sortie du microlaser et le miroir de renvoi peuvent être vus comme un seul miroir. Le calcul du coefficient de réflexion complexe r_{eq} du miroir équivalent donne [131]

$$r_{eq} = \frac{r_s - r_f \exp(2ikL_f)}{1 - r_s r_f \exp(2ikL_f)}, \quad (48)$$

où k est le nombre d'onde du mode considéré, L_f la distance entre les miroirs M_s et M_f et où r_s

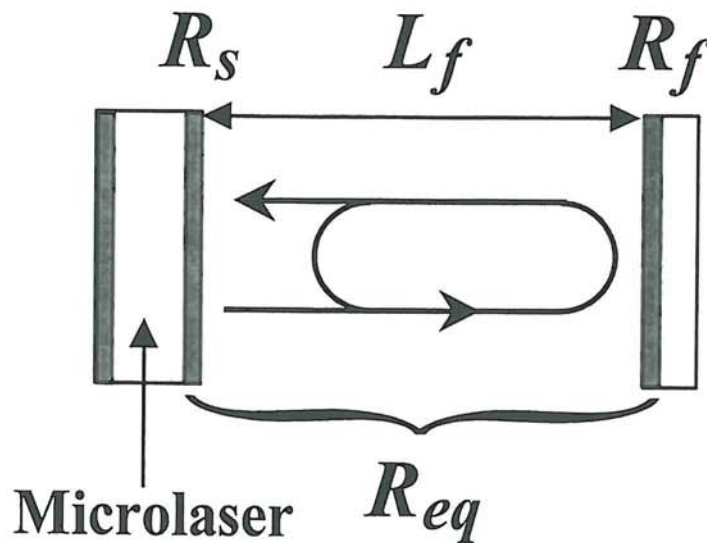


Figure 18 : Modulation des pertes à l'aide d'un miroir de renvoi. R_s et R_f sont respectivement les coefficients de réflexion en intensité du miroir de sortie du microlaser et du miroir de renvoi. La présence du miroir de renvoi modifie le coefficient de réflexion vu par le mode laser. La modulation des pertes est obtenue en faisant varier la longueur L_f .

et r_f sont respectivement les coefficients de réflexion en champ des miroirs M_s et M_f . Il est important de remarquer que le miroir de renvoi ne sert qu'à provoquer une perturbation. Dans ces conditions on choisit $r_f \ll r_s$. En outre, la valeur de r_s étant proche de 1, le coefficient de réflexion en intensité R_{eq} du miroir équivalent s'écrit

$$R_{eq} = R_s \left[1 - 4\sqrt{R_f/R_s} \cos(2kL_f) \right], \quad (49)$$

où R_s et R_f sont respectivement les coefficients de réflexion en intensité des miroirs M_f et M_s . Cette expression montre qu'une modulation de la longueur L_f induit une modulation du coefficient de réflexion du miroir équivalent et, par conséquent, une variation des pertes du mode considéré. Afin de moduler les pertes d'un mode uniquement, nous utilisons le montage de la Figure 19. Le faisceau laser est envoyé sur un objectif de microscope ($\times 20$) puis collimaté à l'aide de la lentille L_1 de focale 10 cm. Les deux modes longitudinaux sont ensuite séparés angulairement à l'aide d'un réseau (611 traits/mm) fonctionnant dans l'ordre -1 . Le

miroir M_f , monté sur une cale piézo-électrique, permet alors de renvoyer dans le microlaser une partie de la puissance d'un des modes longitudinaux. Afin d'isoler le microlaser des

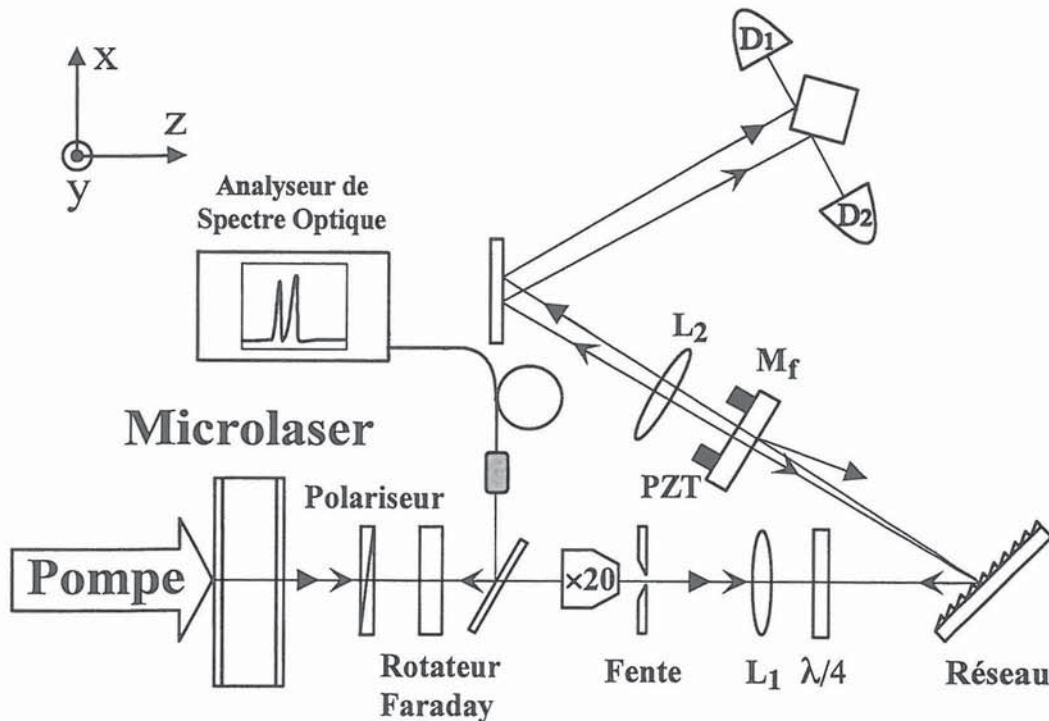


Figure 19 : Montage expérimental pour la mesure du couplage entre deux modes longitudinaux. L'association de l'objectif de microscope ($\times 20$) et de la lentille L_1 (10 cm de focale) permet d'obtenir un faisceau collimaté qui couvre la totalité de la surface du réseau. Le réseau sépare angulairement les faisceaux associés à chaque mode longitudinal. Cette séparation angulaire est transformée en séparation spatiale, au niveau des détecteurs D_1 et D_2 , au moyen de la lentille L_2 de focale 40 cm. La fente de largeur $10 \mu\text{m}$ ne laisse passer qu'un seul des modes longitudinaux réfléchis par le miroir de renvoi M_f . L'ensemble {polariseur + rotateur Faraday} isole le microlaser de toutes réflexions parasites. Seul le faisceau réfléchi par le miroir de renvoi et qui a traversé la lame quart d'onde $\lambda/4$ peut revenir sur le microlaser.

réflexions parasites sur l'objectif de microscope et la fente, nous plaçons un polariseur, orienté suivant l'axe y , suivi d'un rotateur de Faraday. La quantité de lumière injectée dans le microlaser est alors contrôlée au moyen d'une lame quart-d'onde placée avant le réseau. La mesure de I_1 et I_2 est réalisée derrière le miroir de renvoi M_f . Pour cela, les faisceaux transmis par ce miroir sont focalisés à l'aide de la lentille L_2 (focale 40 cm). Un coin de cube doré placé au niveau du foyer de L_2 , là où les deux modes sont complètement séparés spatialement,

permet alors de diriger les deux faisceaux sur des photodiodes indépendantes.

Dans le but de mesurer le couplage entre les deux modes, le miroir M_f est d'abord orienté de façon à injecter dans le mode 1 une petite proportion de sa puissance (quelques ppm). La tension aux bornes de la cale piézo-électrique, qui supporte le miroir de renvoi, est modulée à 450 Hz. Nous observons alors les variations d'intensité de la Figure 20-a. Dans cet exemple, le taux de modulation de l'intensité I_1 est de 10 %. On peut noter que le taux de modulation du mode 2 est supérieur à celui du mode 1. Ceci est cohérent avec le fait que λ_1 est plus proche que λ_2 de la longueur d'onde du maximum de gain. Notons aussi que les modulations de I_1 et I_2 sont sinusoïdales et en opposition de phase, conformément à ce que donne l'expression (45). Ceci confirme que l'injection faible et lente n'induit aucun mécanisme dynamique lié aux oscillations de relaxation. En effet, dans nos conditions expérimentales, la fréquence des oscillations de relaxation vaut 250 kHz. Il est donc légitime de considérer que le laser oscille ici tout le temps dans un état stationnaire comme nous l'avons supposé dans la partie théorique. A partir des résultats de la Figure 20-a nous mesurons le rapport entre les deux variations d'intensité, qui vaut $K_{21} = 2,4$. Ainsi, une augmentation de l'intensité du mode 1 provoque une diminution de l'intensité du mode 2 2,4 fois plus grande. Ceci illustre le fait que l'erbium est loin de se comporter comme un système à 2 niveaux.

En tournant légèrement le miroir M_f , la modulation des pertes est cette fois-ci appliquée au mode 2. Nous obtenons alors les variations d'intensité de la Figure 20-b. Nous mesurons dans ces conditions $K_{12} = 0,35$. Nous vérifions que les modulations d'intensité restent bien sinusoïdales et en opposition de phase pour différents taux d'excitation η inférieurs à 1,5 et/ou lorsqu'on décale légèrement les deux fréquences dans le spectre de gain. De plus, pour les différents points de fonctionnement du laser, nous mettons en évidence que le produit $K_{12}K_{21}$ reste constant malgré les variations individuelles de K_{12} et K_{21} . Ces observations justifient l'utilisation du modèle de LAMB et nous amènent à définir une constante de couplage entre deux modes longitudinaux que nous noterons C_{12} et qui est simplement donnée par $C_{12} = K_{12}K_{21}$. Les mesures réalisées pour différents points de

fonctionnement du laser donnent toutes $C_{12} = 0,8 \pm 0,05$.

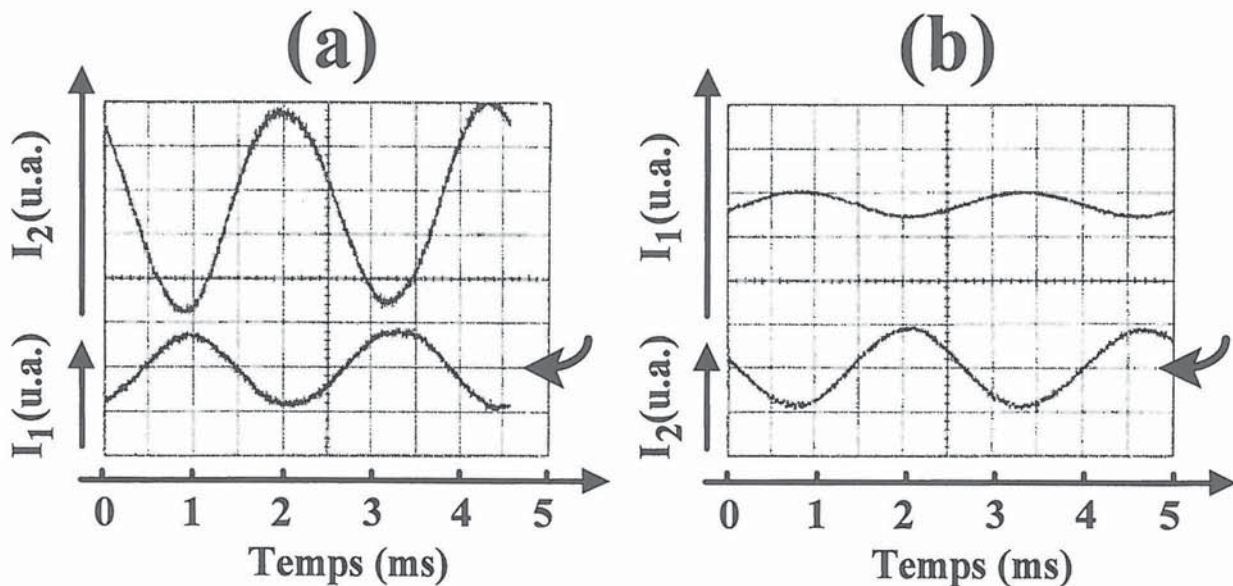


Figure 20 : (a), (b) Variations des intensités des deux modes longitudinaux lorsque la modulation de pertes est appliquée au mode pointé par la flèche arquée. La modulation de pertes induite est équivalente à une variation totale de 0,005 % du coefficient de réflexion du miroir de sortie du microlaser. Le taux de modulation de l'intensité du mode sur lequel la perturbation est appliquée est alors de 10 %.

Cette valeur relativement élevée explique le fait que peu de modes (en fait deux) oscillent dans ce microlaser bien que l'intervalle spectral libre de la cavité (330 GHz) soit une dizaine de fois plus petit que la largeur spectrale du gain (≈ 3 THz). Ainsi l'oscillation simultanée de deux modes longitudinaux n'est possible que si les deux modes voient à peu près le même gain, c'est-à-dire quand ils sont situés de manière symétrique par rapport à la longueur d'onde du maximum de gain net (1534 nm). Par conséquent, en translatant les résonances du laser dans la courbe de gain, on s'attend à ce que le laser puisse devenir monomode. Afin de tester cette idée, nous augmentons la température du microlaser à l'aide du module Peltier. Ceci induit une dilatation thermique du verre et donc un glissement des résonances du laser vers les grandes longueurs d'onde. Les points expérimentaux de la Figure 21 montrent la variation de fréquence observée au Fabry-Perot en fonction de la température. Le facteur d'échelle mesuré est de $-1,38 \pm 0,05$ GHz/°C, ce qui est en accord avec les résultats de la référence [132]. Ainsi, en augmentant progressivement la température

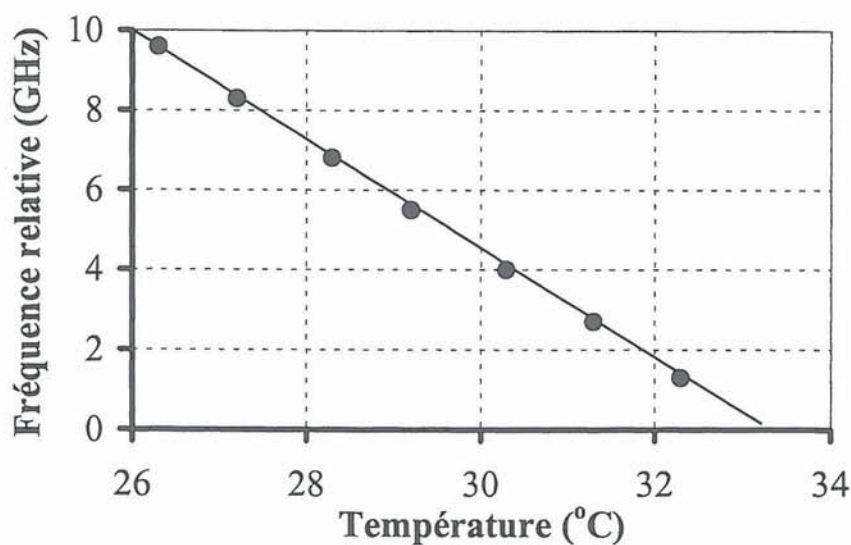


Figure 21 : Variation de la fréquence optique des modes en fonction de la température du microlaser. Celle-ci est provoquée principalement par la dilatation thermique du milieu actif.

du microlaser nous observons le mode 2 disparaître au profit du mode 1. Finalement pour une température de 70 °C, le laser devient monomode longitudinalement comme le montre le spectre de la Figure 22.

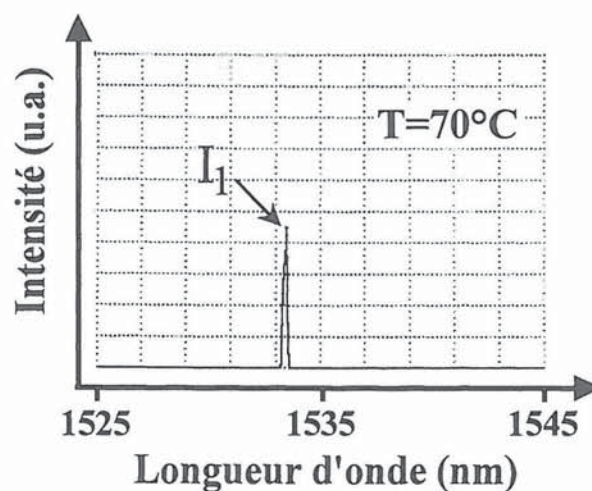


Figure 22 : Oscillation monomode observée à l'analyseur de spectre optique (plage d'acquisition 20 nm, résolution 0,1 nm). À T = 70 °C, le mode 2 a totalement disparu au profit du mode 1.

2. *Entre deux états propres.*

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés uniquement au cas où les deux modes avaient le même état de polarisation. Cependant, quand le laser est monomode longitudinalement, il est possible d'obtenir l'oscillation de deux états propres. En effet, en changeant la position du faisceau de pompe dans le microlaser¹⁰ et/ou en augmentant la puissance de pompe, nous observons au Fabry-Perot le spectre de la Figure 23. On peut y voir l'oscillation simultanée de deux états propres de polarisations linéaires et orthogonales orientées suivant les axes x et y. La différence de fréquence entre ces deux états propres est de 200 MHz, correspondant à une anisotropie d'indice résiduelle de 6×10^{-4} . Cette anisotropie est

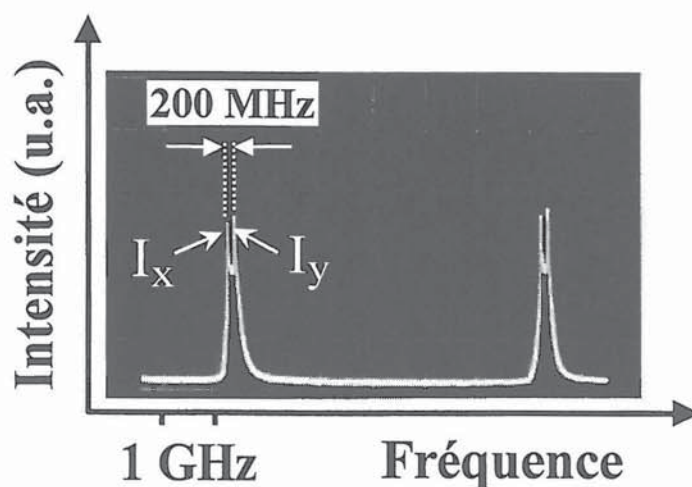


Figure 23 : Spectre du microlaser observé avec un Fabry-Perot confocal d'intervalle spectral libre 7,5 GHz. À $n = 1,5$ et $T = 70$ °C, deux états propres de polarisations linéaires et orthogonales oscillent simultanément.

probablement due aux contraintes induites par la monture du microlaser. Pour mesurer le

¹⁰ Les deux faces du microlaser ne sont pas rigoureusement parallèles. Elles présentent localement un angle qui peut atteindre 5 minutes d'arc.

couplage entre ces deux états propres, nous devons moduler les pertes d'un état de polarisation sans affecter les pertes de l'autre. Pour ce faire, nous mettons en place le montage de la Figure 24. Les deux états de polarisation sont séparés spatialement à l'aide d'un polariseur de Glan. L'intensité transmise par ce dernier est atténuée puis réfléchi sur le microlaser à l'aide du miroir de renvoi de l'expérience précédente. Une lame demi-onde placée devant le polariseur de Glan permet de sélectionner l'état propre sur lequel nous voulons appliquer la modulation de pertes. La valeur de la densité D et le diamètre du diaphragme A sont ajustés de manière à ce que la puissance injectée dans le microlaser soit de l'ordre du ppm (partie par million). Pour mesurer I_x et I_y , nous collectons la puissance de sortie résiduelle provenant de la face d'entrée du microlaser (voir Figure 24). Les deux états de polarisation sont séparés à l'aide d'un polariseur de Glan et leurs intensités mesurées par deux photodiodes au Germanium.

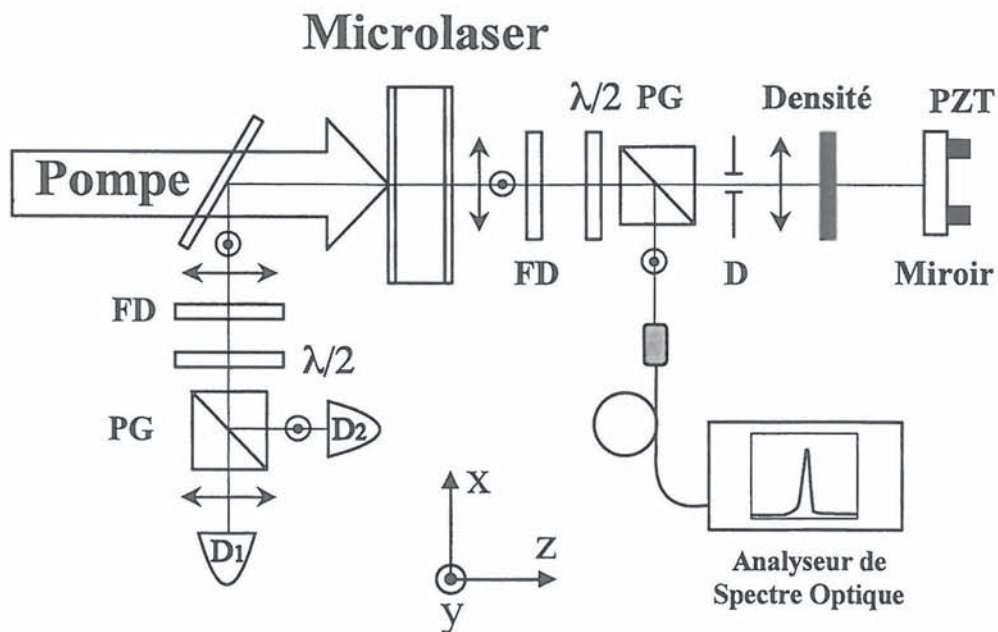


Figure 24 : Montage expérimental pour la mesure du couplage entre deux états propres. Les deux états de polarisation sont séparés à l'aide du polariseur de Glan PG. La lame demi-onde permet de sélectionner l'état propre sur lequel la modulation des pertes est appliquée. FD est un filtre dichroïque qui absorbe le faisceau de pompe. Les variations de I_x et I_y sont mesurées du côté de la face d'entrée du microlaser.

Dans un premier temps, nous orientons la lame demi-onde de manière à ne perturber que les pertes de l'état propre polarisé suivant x . Quand la position du miroir M_f est modulée lentement (1,5 Hz), nous observons les variations d'intensité induites de la Figure 25-a. Nous mesurons alors le rapport $K_{yx} \equiv -\delta I_y / \delta I_x = 0,89$. Ensuite, en tournant la lame demi-onde de 45° , nous appliquons la modulation de pertes à l'état propre polarisé suivant y . Nous obtenons alors les évolutions d'intensité de la Figure 25-b. Le rapport des modulations d'intensité de I_x et I_y vaut dans ce cas $K_{xy} \equiv -\delta I'_x / \delta I'_y = 1,1$. Comme dans l'expérience

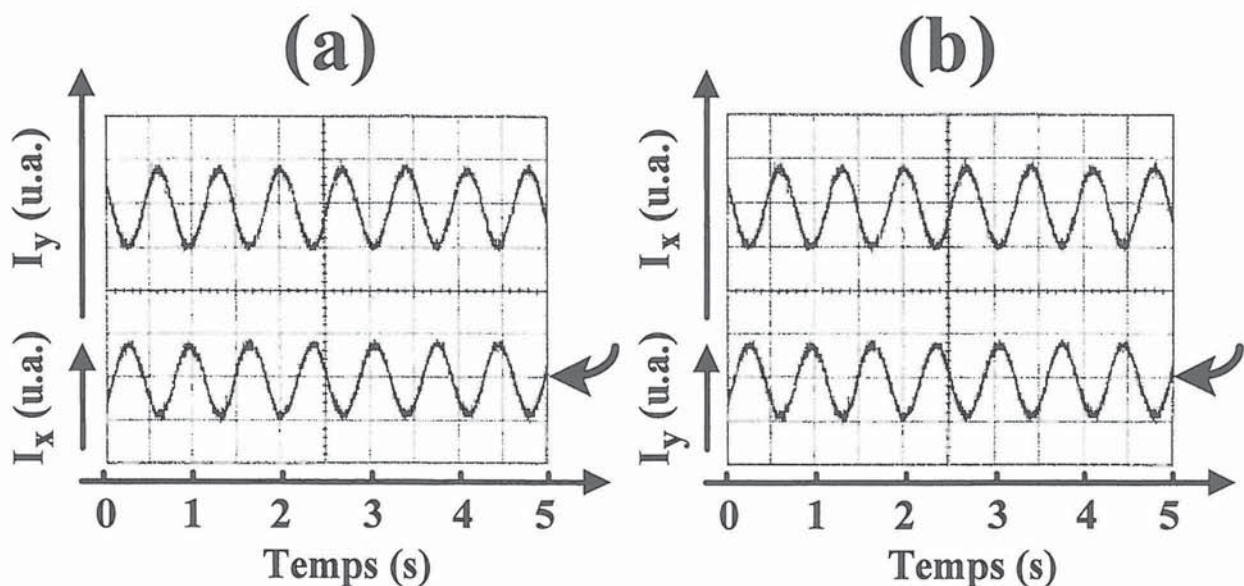


Figure 25 : (a), (b) Variations d'intensités des deux états propres lorsque la modulation de pertes est appliquée au mode pointé par la flèche arquée. La modulation de pertes induite est équivalente à une variation totale de 0,001 % du coefficient de réflexion du miroir de sortie du microlaser. Le taux de modulation de l'intensité du mode sur lequel la perturbation est appliquée est alors de 10 %.

précédente, en modifiant légèrement le point de fonctionnement du laser, nous vérifions que le produit $K_{xy}K_{yx}$ reste bien constant malgré les variations individuelles de K_{xy} et K_{yx} . Cette propriété nous amène à définir une deuxième constante de couplage entre deux états propres qui est donnée par $C_{xy} = K_{xy}K_{yx}$ et qui vaut $C_{xy} = 0,95 \pm 0,05$. Ainsi, l'oscillation des deux états de polarisation est aussi gouvernée par une constante de couplage. On peut noter que C_{xy} est supérieure à la constante de couplage C_{12} entre deux modes longitudinaux. Cette différence est probablement liée au recouvrement spatial entre les deux oscillateurs qui est

plus grand pour deux états propres ($\Delta\nu=200$ MHz) que pour deux modes longitudinaux adjacents ($\Delta\nu=330$ GHz). De plus, nous pouvons remarquer que C_{xy} est très proche de la valeur critique 1 à partir de laquelle apparaît le régime de bistabilité [133]. Cette valeur relativement élevée implique que l'oscillation simultanée des deux états propres n'est possible que si leurs gains nets ont des valeurs quasiment identiques. Ainsi, quand nous diminuons le taux d'excitation η en dessous de 1,5, un état propre (I_x dans notre cas) disparaît au profit de l'autre. Ceci est illustré sur la Figure 26 dans laquelle l'oscillation mono-fréquence est obtenue pour un taux de pompage $\eta=1,3$.

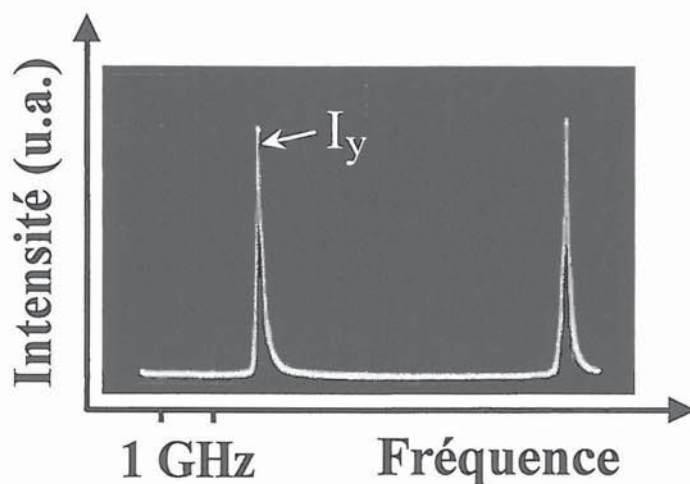


Figure 26 : Spectre du microlaser à $\eta=1,3$ et $T=70$ °C observé à l'aide d'un Fabry-Perot d'intervalle spectral libre 7,5 GHz. L'état propre polarisé suivant la direction x a complètement disparu au profit de celui qui est polarisé suivant la direction y.

D. Régimes bi-fréquence et mono-fréquence dans un microlaser Er:Yb:Verre.

Nous nous proposons ici de mettre à profit les mesures réalisées précédemment pour prédire les propriétés spectrales des microlasers co-dopés à l'erbium et l'ytterbium. Nous avons observé que la présence d'une faible anisotropie de pertes, par exemple quand les deux faces du microlaser ne sont pas rigoureusement parallèles, suffit à favoriser l'oscillation d'un seul état de polarisation aux dépens de l'autre. Ainsi d'un point de vue pratique, l'oscillation d'un seul état de polarisation n'est pas trop difficile à réaliser. En revanche, il est moins aisé de savoir si, pour un taux de pompage et une longueur donnée du microlaser, l'oscillation d'un seul mode longitudinal est possible. Nous allons donc, dans un premier temps, valider expérimentalement notre approche théorique, puis la mettre à profit pour prédire les conditions requises pour l'obtention du régime monomode longitudinal dans un microlaser Er:Yb:Verre.

1. *Oscillation bi-fréquence : validation de l'approche théorique.*

Nous avons vu qu'il est possible de faire fonctionner le laser sur un ou deux modes longitudinaux simplement en translatant les résonances du microlaser dans le profil de gain de l'erbium. Pour tester notre modèle, nous nous proposons de calculer la plage spectrale dans laquelle le laser doit osciller sur deux modes longitudinaux. Pour cela, nous partons des équations (43) et nous recherchons les conditions de stabilité de la solution $I_1 > 0$ et $I_2 > 0$. On aboutit alors à la double inégalité

$$C_{12} < \frac{\alpha_2 \theta_{12}}{\alpha_1 \beta_2} < 1. \quad (50)$$

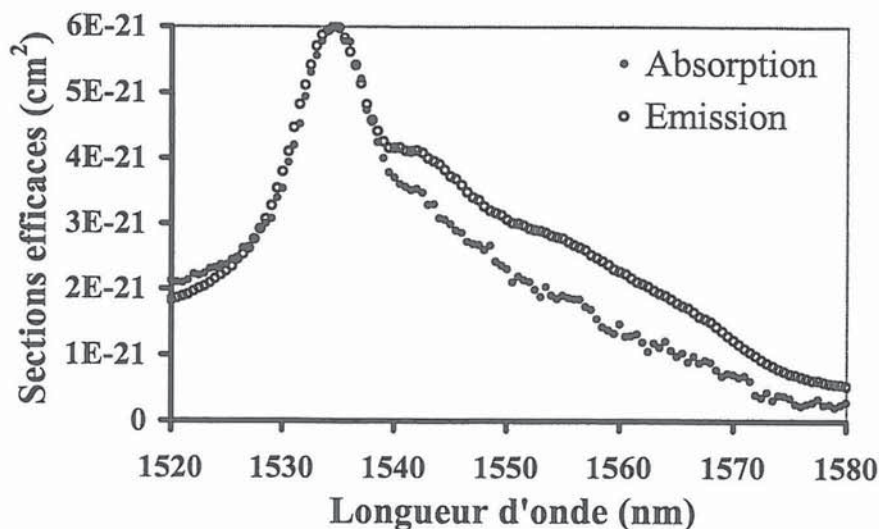


Figure 27 : Spectres expérimentaux des sections efficaces d'absorption et d'émission du microlaser étudié. Ces spectres proviennent du CEA/LETI à Grenoble.

A partir des spectres de sections efficaces expérimentales ¹¹ de la Figure 27, il est possible de calculer les coefficients α , β et θ pour n'importe quel couple de longueurs d'onde. Dans le cas présent, nous fixons l'écart spectral entre les deux modes à $\lambda_2 - \lambda_1 = 2,6$ nm, soit 330 GHz, et nous calculons le terme $\alpha_2 \theta_{12} / \alpha_1 \beta_2$ en fonction de la longueur d'onde du mode 1. En prenant $C_{12} = 0,8$ et $\eta = 1,5$, nous obtenons alors la courbe de Figure 28-a. Cette courbe montre que la double inégalité (50) est satisfaite pour $1532,6 < \lambda_1 < 1533,4$ nm. L'intervalle spectral libre du microlaser étant de 2,6 nm, on en déduit que la plage d'oscillation monomode est comprise entre 1533,4 et 1535,2 nm. Enfin, un mode dont la longueur d'onde est inférieure à 1532,6 nm n'oscille pas au bénéfice du mode longitudinal suivant qui tombe en effet dans la fenêtre $1533,4 < \lambda < 1535,2$ nm. Le calcul que nous venons d'effectuer ne fait pas intervenir les valeurs de I_1 et I_2 car il est basé sur la première approche, c'est-à-dire un développement près du seuil. Afin de vérifier que cette approche est encore valable pour un taux de pompage de 1,5, nous effectuons à partir des équations (36) et (37-a-c) le calcul rigoureux de I_1 et I_2 en fonction de la longueur d'onde du mode 1. On obtient alors les résultats de la Figure 28-b qui

¹¹ Spectres expérimentaux fournis par le CEA/LETI à Grenoble.

sont en bon accord avec ceux de la Figure 28-a. Ceci permet d'affirmer que le calcul basé sur le développement près du seuil est encore satisfaisant pour $\eta = 1,5$.

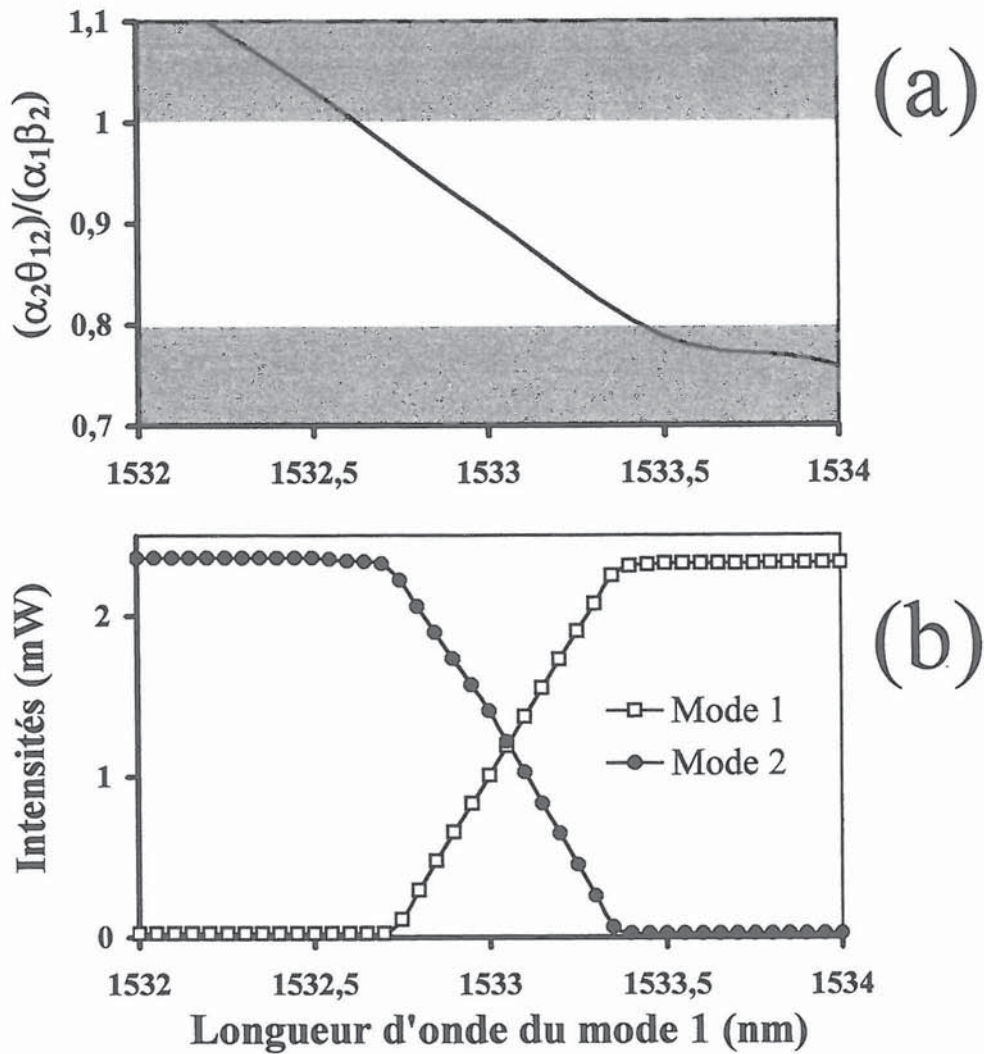


Figure 28 : Calcul de la plage spectrale de simultanéité entre deux modes longitudinaux adjacents séparés de 2,6 nm en fonction de la longueur d'onde du mode 1. (a) Condition de simultanéité calculée à partir du développement près du seuil. La condition de simultanéité impose que la courbe soit comprise entre C et 1. (b) Intensités des deux modes en fonction de la longueur d'onde du mode 1. Pour un taux de pompage $\eta = 1,5$, on peut remarquer que les résultats obtenus par les deux méthodes sont sensiblement les mêmes.

Pour vérifier expérimentalement ces prédictions, nous augmentons progressivement la température du microlaser utilisé précédemment que nous appellerons dorénavant microlaser n  1. Comme le montrent les spectres de ce microlaser dans les Figures 29-a-c, le

mode 2 disparaît bien pour $\lambda_1 = 1533,4$ nm. Etant donné qu'il n'est pas possible de chauffer davantage ce microlaser pour observer l'apparition du mode longitudinal situé du côté des

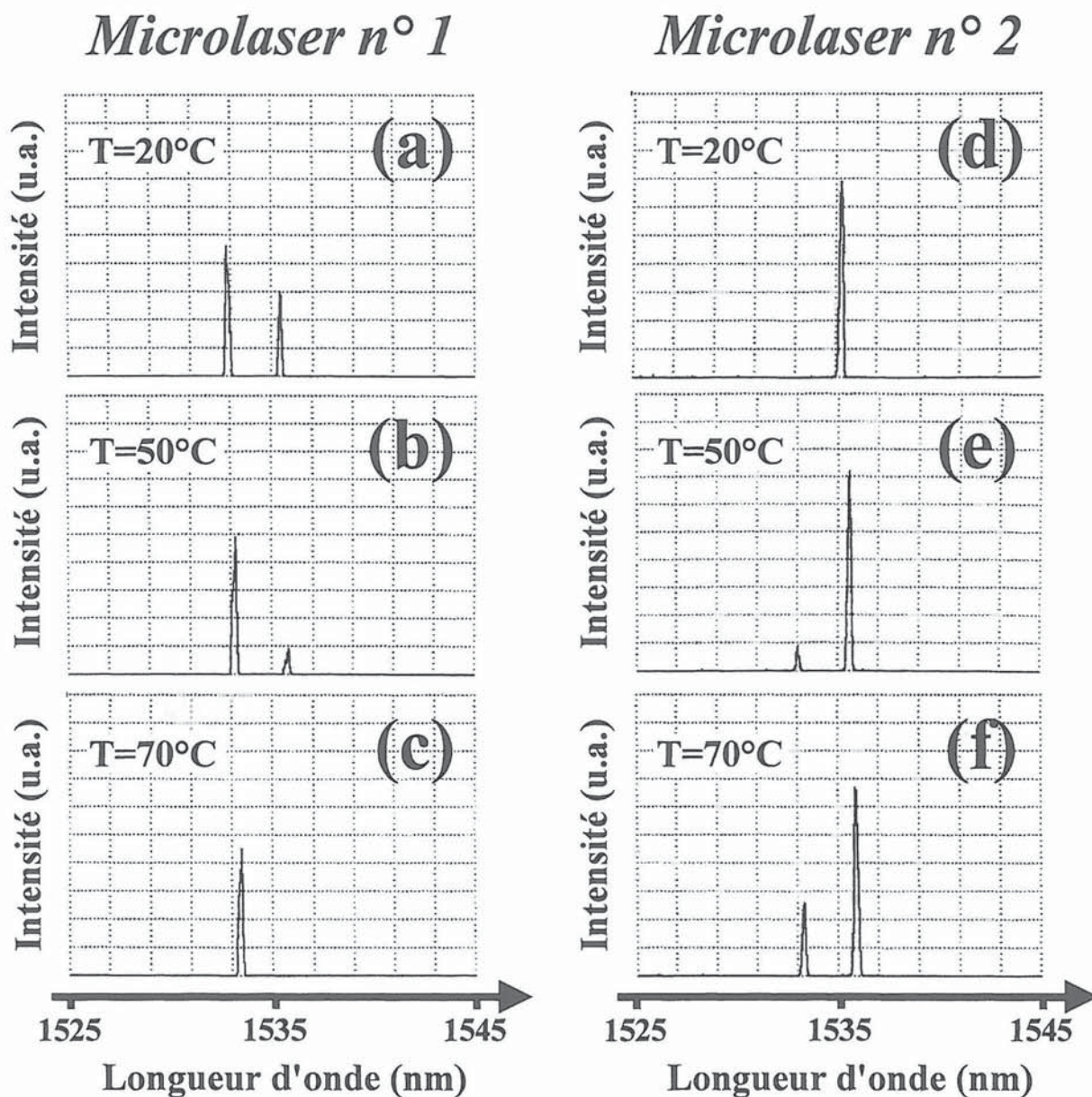


Figure 29 : (a-c) Spectres expérimentaux pour différentes températures d'un microlaser de 300 μm de longueur. En augmentant la température, on peut remarquer que le mode de grande longueur d'onde disparaît au profit du mode de petite longueur d'onde. (d-f) Spectres expérimentaux d'un deuxième microlaser similaire au premier. Dans ce cas, le microlaser est monomode à 20 °C. En augmentant progressivement la température, le mode de petite longueur d'onde apparaît.

petites longueurs d'onde, nous utilisons un deuxième microlaser (microlaser n°2) toujours long d'environ 300 μm . En se plaçant dans les mêmes conditions expérimentales ($\eta = 1,5$), le spectre de la Figure 29-d montre que ce microlaser est longitudinalement monomode à température ambiante. Comme dans l'expérience précédente, nous augmentons progressivement la température du microlaser. Ceci se traduit par l'apparition du côté des petites longueurs d'onde d'un second mode longitudinal comme illustré dans les Figures 29-e-f. Ce mode apparaît pour une température de 30 °C lorsque $\lambda_2 = 1535,2 \text{ nm}$, c'est-à-dire $\lambda_1 = 1532,6 \text{ nm}$. Ces résultats expérimentaux sont remarquablement bien en accord avec les prévisions théoriques, ce qui valide notre approche théorique simple ainsi que la pertinence de la notion de constante de couplage. La plage d'oscillation monomode qui se déduit directement de la plage de simultanéité et de l'intervalle spectral libre du microlaser (voir Figure 30) est donc de 1,8 nm. Pour un microlaser de 300 μm de long, cette plage d'oscillation monomode correspond à une marge de 0,35 μm sur la longueur du microlaser. Ceci explique le fait que deux microlasers a priori identiques puissent présenter des spectres différents.

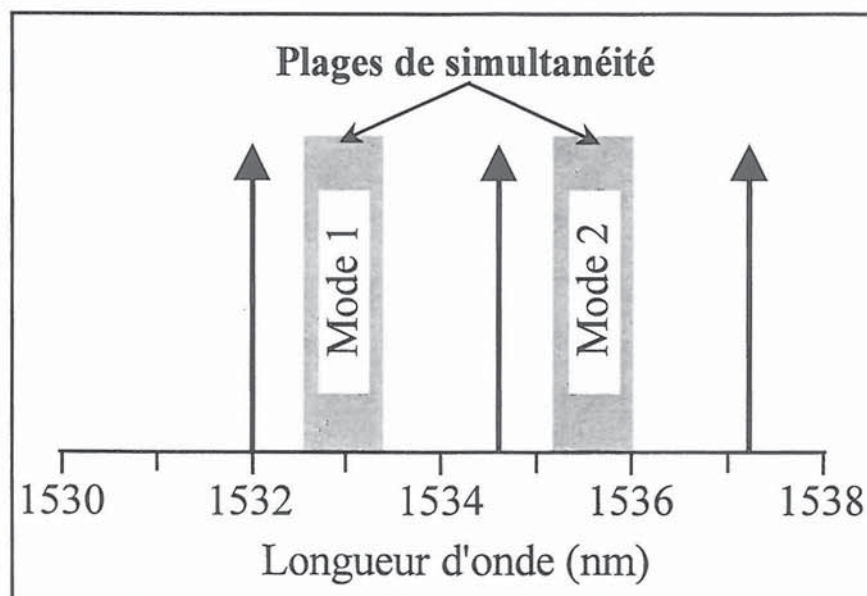


Figure 30 : Représentation schématique des plages spectrales de simultanéité pour les modes 1 et 2. Les flèches verticales représentent les résonances du microlaser. Les plages de simultanéité (zones grises) sont calculées théoriquement à partir de des paramètres expérimentaux du laser. Lorsque les flèches verticales sont en dehors des zones grises, le laser est monomode.

2. Condition pour l'obtention d'un régime monomode.

Nous avons pu observer dans le chapitre I qu'un microlaser de $500 \mu\text{m}$ oscille sur plusieurs modes longitudinaux dès qu'on dépasse le seuil. Or, il est intéressant pour les concepteurs de lasers de rallonger le microlaser pour en extraire le maximum de puissance. On peut donc se demander quelle est la longueur du microlaser et le taux de pompage à ne pas dépasser pour obtenir l'oscillation monomode. Afin de répondre à cette question, nous utilisons de nouveau le modèle simple développé ci-dessus. Nous nous plaçons dans le cas idéal, c'est-à-dire quand la résonance du laser est au maximum de la courbe de gain net. En supposant que la transmission du miroir de sortie est toujours de 1 %, nous calculons pour différents intervalles spectraux libres du microlaser le taux de pompage maximum pour qu'il reste monomode longitudinal. Les résultats sont reportés dans la Figure 31 en fonction de la longueur géométrique d'un microlaser d'indice $n = 1,52$. On peut remarquer que l'oscillation monomode longitudinale est encore envisageable avec un microlaser de $400 \mu\text{m}$ de long à condition de ne pas dépasser un taux de pompage de 2,5. On peut aussi noter qu'en

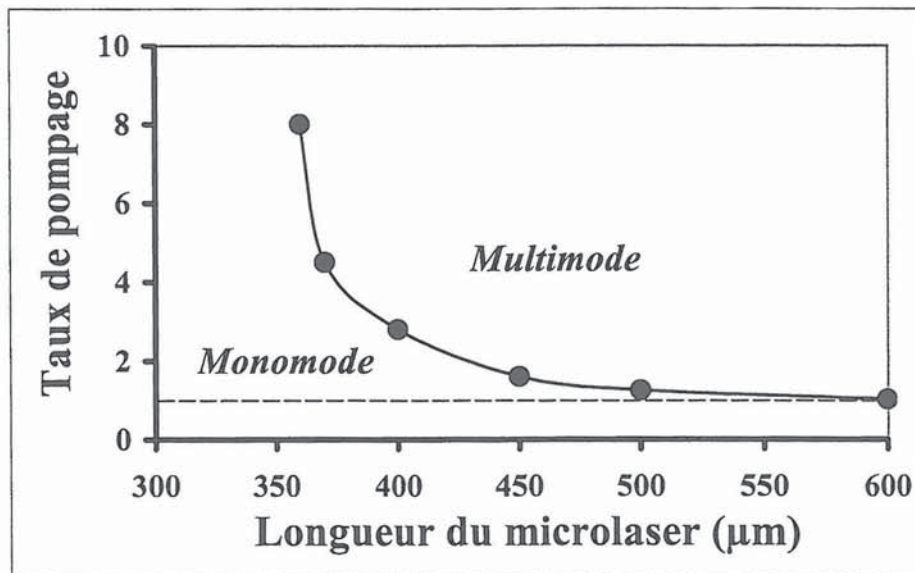


Figure 31 : Prédications sur le taux de pompage en fonction de la longueur du microlaser pour obtenir l'oscillation monomode longitudinale. Le mode considéré est au maximum de la courbe de gain.

augmentant la longueur du microlaser, on atteint très rapidement le régime de fonctionnement multimode. Ceci est dû à l'existence de trois contributions qui favorisent l'oscillation multimode. En effet, en allongeant la cavité **(i)** on réduit la différence de fréquence entre deux modes longitudinaux adjacents, **(ii)** on élargit la plage de simultanée car les deux modes ont des gains très proches et **(iii)** à pertes égales, on réduit le taux d'inversion de population au seuil, ce qui se traduit par un aplatissement du sommet de la courbe de gain (voir Figure 5-a du chapitre I). Ces trois mécanismes expliquent le fait que l'oscillation monomode du microlaser de 500 μm de long du chapitre I n'ait été obtenue que très près du seuil, alors qu'un microlaser de 300 μm de long peut rester longitudinalement monomode pour n'importe quel taux de pompage pourvu que sa cavité soit accordée à proximité du maximum de la courbe de gain.

E. Observation du couplage entre deux modes de longueurs d'onde quelconques.

Rappelons que nous cherchons à mettre à profit la grande largeur spectrale du gain d'un verre co-dopé à l'erbium et à l'ytterbium pour réaliser un battement dans la gamme du THz. On peut donc se demander si l'oscillation bi-fréquence est envisageable sur toute la plage de gain et en particulier si la notion de constante de couplage est encore pertinente dans le cas où la différence de fréquence entre les deux modes devient grande. La mesure du couplage entre deux modes de longueurs d'onde quelconques repose sur la possibilité, d'une part, d'aller au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité laser et, d'autre part, de moduler sélectivement le gain net d'un mode sans perturber le deuxième. Ces deux conditions peuvent être réunies en adaptant au cas particulier d'un laser Er:Yb:Verre la méthode de mesure différentielle du couplage avec un laser à séparation spatiale des états propres développée par BRUNEL et al. [129].

1. Schéma expérimental.

Le montage expérimental est représenté sur la Figure 32. Le milieu actif, de longueur 2 mm, a une composition et des concentrations de dopants identiques à celles des microlasers utilisés dans la première partie de ce chapitre. Sa première face possède un traitement dichroïque qui transmet 95 % de l'intensité à 975 nm et qui est hautement réfléchissant ($R > 99,9\%$) autour de 1550 nm. Pour éviter les effets d'étalon parasites, la deuxième face du milieu actif est traitée antireflet autour de 1550 nm et présente un angle de 2° par rapport à la première face. La cavité laser, de longueur 9 cm, est fermée par le miroir plan M_2 . Ce miroir a un coefficient de réflexion de 99,9 % autour de 1550 nm. La séparation spatiale des états propres est réalisée en insérant dans le résonateur un cristal de calcite C taillé à 45° de son axe optique. Ce cristal, de longueur 10 mm et dont les faces sont traitées antireflet, permet de

lever la dégénérescence spatiale des deux états propres dans une partie du résonateur uniquement ¹². Ainsi, les deux états propres du résonateur sont polarisés linéairement suivant les directions x (état extraordinaire) et y (état ordinaire). De plus, ils sont séparés spatialement de 1 mm entre C et M₂ et superposés entre C et M₁. Notons que l'adaptation des états propres aux modes de la cavité oblige à placer un miroir plan du côté où les deux états propres sont séparés spatialement. La stabilité de la cavité est alors assurée au moyen de la lentille L de focale 2 cm placée à 2,3 cm du miroir M₁ [87]. Dans ces conditions les diamètres de mode estimés au niveau du miroir d'entrée et de sortie valent respectivement 45 et 150 μm . Pour obtenir l'oscillation monomode transverse ainsi que la parfaite superposition spatiale des deux états propres dans le milieu actif, nous insérons entre le verre dopé et L un diaphragme de 300 μm de diamètre (D). Le laser est pompé longitudinalement avec une diode laser fibrée (OPC-A002-FC/150) accordée sur le pic d'absorption de l'ytterbium à 975 nm. Le faisceau de pompe est collimaté à l'aide d'une première lentille de focale 5 cm, puis focalisé dans le milieu actif grâce à une deuxième lentille de focale 3 cm (non représentées sur la Figure 32). On obtient, de cette façon, un faisceau de pompe de 90 μm de diamètre au niveau milieu actif. Nous imposons l'oscillation mono-fréquence des deux états propres en insérant sur chaque axe un étalon de silice fondue (voir Figure 32). Ces deux étalons de 40 μm d'épaisseur sont identiques et leurs faces ont un coefficient de réflexion de 30 % autour de 1550 nm. En plus de rendre chaque état propre monomode, ces étalons permettent, en les inclinant, d'accorder indépendamment les longueurs d'ondes des deux modes. Afin de moduler les pertes d'un état propre sans affecter les pertes de l'autre, nous plaçons à proximité de chaque axe une lame de rasoir. Ces deux lames sont montées sur des transducteurs piézo-électriques. L'application d'une tension sinusoïdale sur un transducteur permet de translater la lame qu'il supporte suivant la direction x, et donc d'introduire des pertes par diffraction (quelques dixièmes de pour-cent) sur un des modes sans modifier les pertes de l'autre mode. Notons que les modifications que cela implique sur les faisceaux sont négligeables. Pour mesurer les

¹² Le formalisme des matrices de JONES généralisées qui permet de décrire théoriquement un tel laser sera rappelé dans le chapitre III.

variations d'intensités induites par ces pertes, un polariseur de Glan, placé derrière le laser, sépare les deux états propres et les dirige sur deux photodiodes calibrées (voir Figure 32). Finalement, nous utilisons un miroir amovible pour diriger les faisceaux ordinaires et extraordinaires vers un bras d'analyse contenant un analyseur de spectre optique et un interféromètre Fabry-Perot.

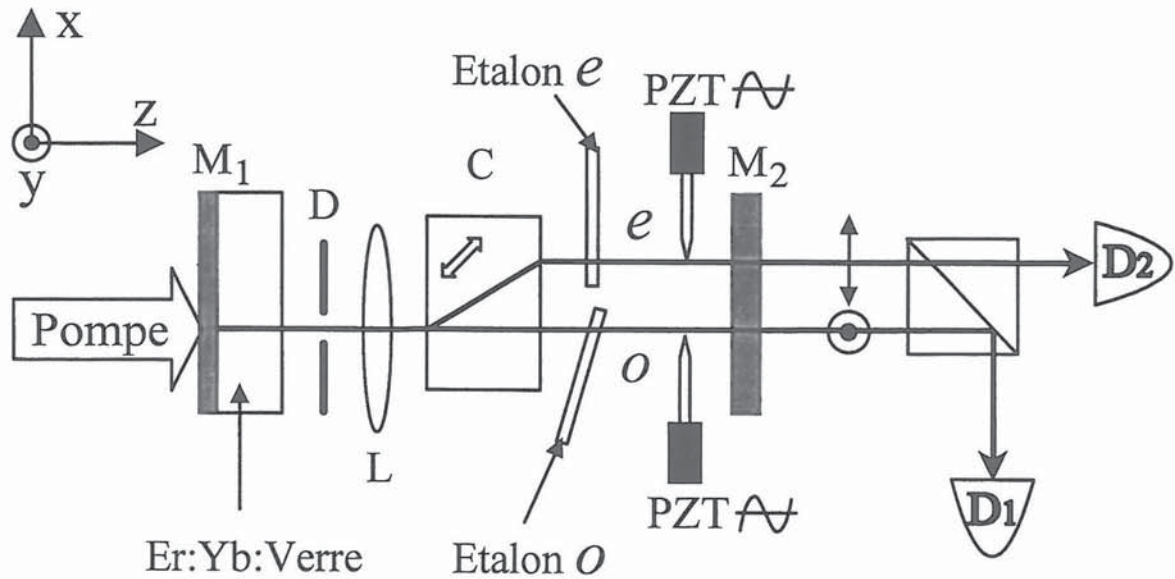


Figure 32 : Montage expérimental. M_1, M_2 : miroirs plans ; D : diaphragme ; L : lentille de focale 2 cm ; C : cristal biréfringent de calcite ; PZT : céramique piézo-électrique supportant une lame de rasoir ; D_1, D_2 : photodiodes. o et e désignent respectivement les états propres ordinaire et extraordinaire. La mesure du couplage est réalisée en observant les variations d'intensités des deux états propres induites par la modulation des pertes de l'état extraordinaire puis celles de l'état ordinaire.

2. Résultats expérimentaux.

L'oscillation simultanée des deux états propres est obtenue en ajustant précisément leurs pertes par diffraction. Dans un premier temps, nous fixons les longueurs d'onde des deux états propres λ_x et λ_y proches de $1535,6 \pm 0,01$ nm avec une différence $\lambda_y - \lambda_x$ de l'ordre de 0,2 nm. La puissance de pompe au seuil est alors de 220 mW. Nous choisissons de faire fonctionner le laser à un taux d'excitation de 1,7 correspondant à une puissance de pompe de

380 mW. Cette valeur a été choisie de manière à avoir accès à toute la gamme spectrale définie par l'intervalle spectral libre de l'étalon (de 1530 à 1550 nm) sans trop s'écarter des conditions expérimentales de la première partie. Dans ces conditions, on vérifie à l'aide du Fabry-Perot que le spectre de chaque état propre est bien constitué d'une seule fréquence. Afin de mesurer le couplage entre ces deux modes, on relève les variations de I_y en fonction de celles de I_x lorsqu'une tension de modulation est appliquée successivement sur la céramique piézo-électrique ordinaire puis extraordinaire. Nous ajustons l'amplitude de cette tension de modulation de façon à ce que les variations d'intensités induites ne dépassent pas 10 % de l'intensité totale. De plus, pour ne pas exciter les oscillations de relaxation du laser présentes à 45 kHz, nous fixons la fréquence de modulation à 0,5 Hz. On obtient alors les variations d'intensité de I_y en fonction de celles de I_x de la Figure 33. On peut remarquer que les deux

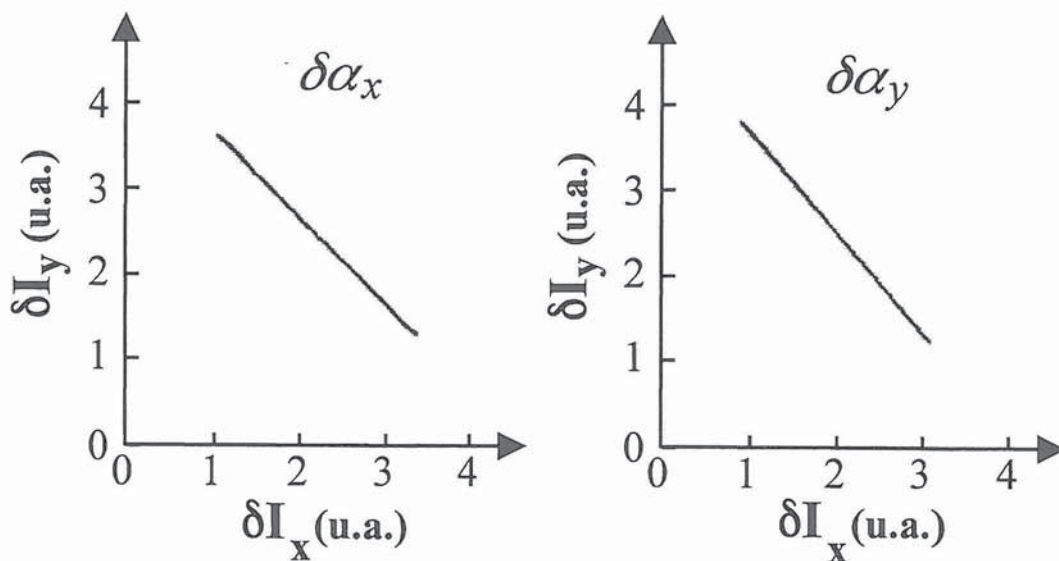


Figure 33 : Trajectoires expérimentales dans le plan (I_x, I_y) des variations d'intensités des deux états propres lorsque le modulation de pertes est appliquée au mode extraordinaire ($\delta\alpha_x$) puis au mode ordinaire ($\delta\alpha_y$). Dans cet exemple λ_x et λ_y sont au voisinage de $1535,6 \pm 0,1$ nm.

trajectoires dans le plan (I_x, I_y) sont bien linéaires et que les rapports K_{yx} et K_{xy} , donnés respectivement par la pente de la trajectoire $\delta\alpha_x$ et l'inverse de la pente de la trajectoire $\delta\alpha_y$, ont des valeurs différentes. Dans cet exemple, $K_{yx} = 0,98$ et $K_{xy} = 0,87$. Afin de vérifier que

ces valeurs ne dépendent pas des intensités des deux modes, nous mesurons K_{yx} et K_{xy} pour différents couples (I_x, I_y) en ajoutant une composante continue de pertes sur l'un des modes. Les trajectoires obtenues en modulant successivement les pertes du mode x puis celles du mode y sont reportées sur la Figure 34. Chaque couple de petits tirets sur cette Figure correspond à une trajectoire du système dans le plan (I_x, I_y) avec une valeur particulière de pertes moyennes. On peut remarquer que ces trajectoires sont situées sur deux droites, ce qui, d'une part, atteste de la validité de la première mesure et, d'autre part, justifie l'utilisation du modèle de LAMB. Ces observations nous permettent alors de définir une constante de couplage pour ce couple de modes qui vaut $C = K_{xy}K_{yx} = 0,85 \pm 0,05$. La valeur relativement élevée de C est cohérente avec le fait que l'oscillation simultanée des deux modes nécessite un

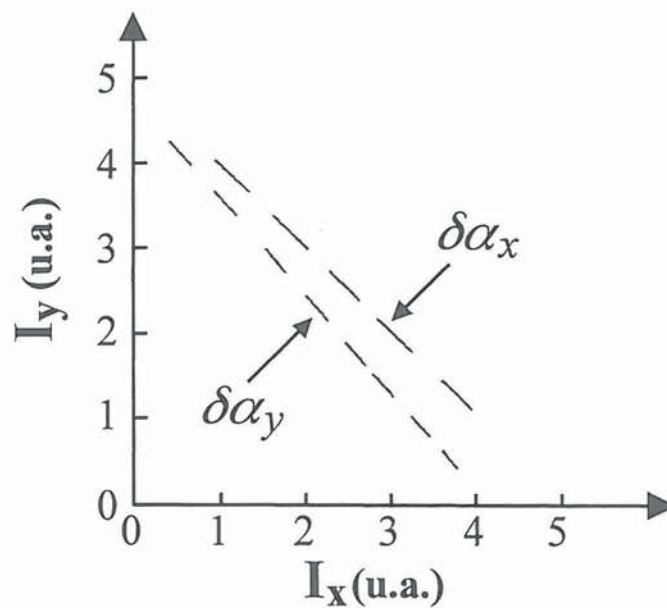


Figure 34 : Trajectoires expérimentales dans le plan (I_x, I_y) des variations d'intensités des deux états propres pour différents points de fonctionnement du laser. Chaque tiret correspond à une trajectoire du système avec une valeur particulière des pertes moyennes. $\delta\alpha_x$ ($\delta\alpha_y$) pointe la trajectoire obtenue en modulant les pertes du mode extraordinaire (ordinaire). On peut noter que ces trajectoires sont remarquablement bien linéaires.

ajustement précis de leurs pertes. De plus, on peut noter que la valeur trouvée est sensiblement la même que celle obtenue précédemment entre les deux modes longitudinaux

du microlaser, c'est-à-dire avec deux modes espacés de 2,6 nm. Il semble donc que l'écart spectral entre les deux modes n'intervient pas notablement dans la valeur de la constante de couplage. Cependant, on peut se demander si tel est toujours le cas pour des écarts spectraux plus élevés.

La longueur d'onde extraordinaire λ_x étant fixée à 1535,6 nm, on modifie la longueur d'onde ordinaire λ_y en ajustant l'orientation de l'étalon o. L'oscillation simultanée des deux modes est alors obtenue en compensant, grâce à la lame de rasoir placée près du faisceau extraordinaire, les faibles variations de pertes provoquées par l'inclinaison de l'étalon o. Dans les mesures qui suivent, nous admettons que le taux de recouvrement spatial entre les modes est constant. Nous le justifierons ultérieurement. Pour chaque valeur de λ_y , nous mesurons K_{yx} et K_{xy} en modulant successivement les pertes du mode x puis y. Nous obtenons ainsi les résultats de la Figure 35-a qui montrent que K_{xy} et K_{yx} dépendent fortement de la longueur d'onde du mode extraordinaire. Cependant, on peut constater que ces deux termes varient de manière complémentaire. En particulier, leur produit $K_{xy}K_{yx} = 0,85 \pm 0,05$ reste, de manière surprenante, constant quelle que soit la différence de fréquence entre les deux modes (voir Figure 35-b). Soulignons le fait que l'incertitude de mesure sur C ne nous permet pas de détecter des effets de "hole burning" spectral aussi petits que ceux qui ont été mesurés par SULHOFF et al. dans une fibre dopée à l'erbium [85]. En revanche, les mesures de K_{xy} et de K_{yx} mettent clairement en évidence la présence d'une structure spectrale qui n'est pas observable par les méthodes de spectroscopie classiques. Cette structure est probablement corrélée au nombre élevé de transitions, plus ou moins couplées entre elles, qui participent au gain de chaque mode. Une physique similaire a été récemment mise en évidence par RUDKEVICH et al. dans une fibre dopée à l'erbium dans laquelle on observe des saturations du gain hors résonance [134]. Notons ici que notre modèle théorique ne permet pas de reproduire de telles structures puisqu'il repose sur des spectres de sections efficaces d'absorption et d'émission qui ne rendent pas compte de la structure interne complexe du verre dopé. Cependant, nous avons vu que cette approche théorique simple a été jusqu'à présent fructueuse, en particulier

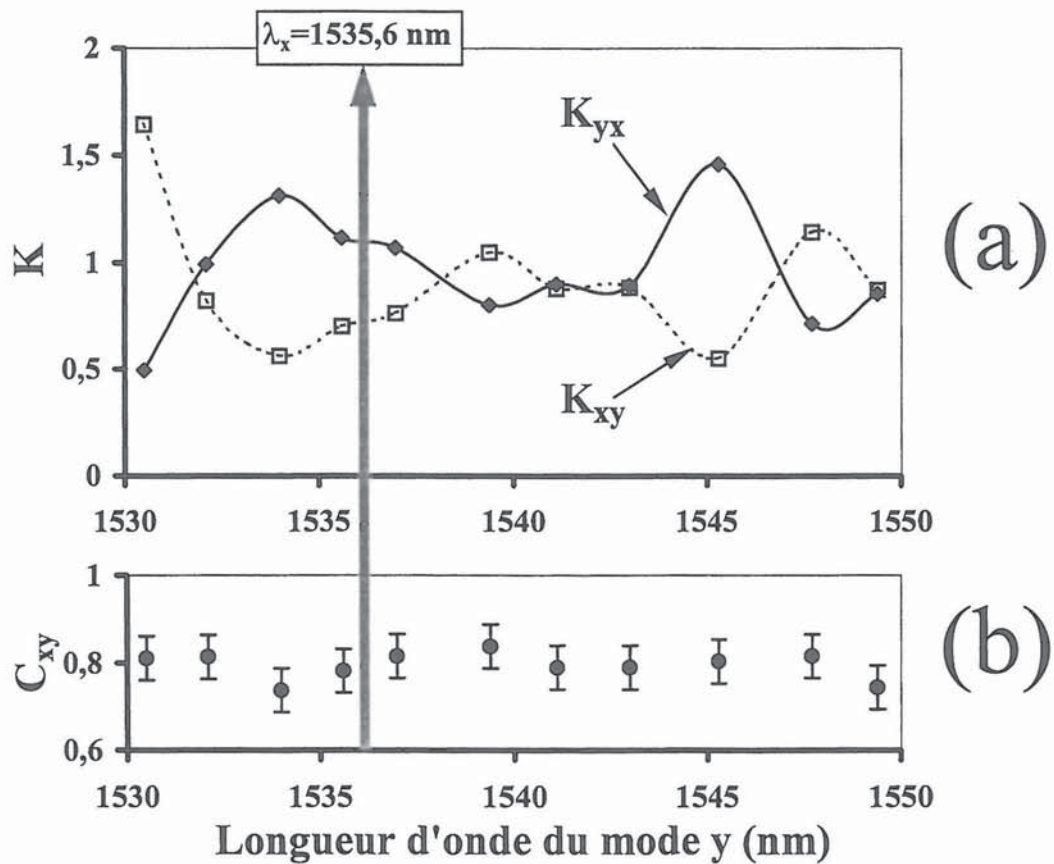


Figure 35 : (a) Mesure des rapports $K_{yx} = \delta I_y / \delta I_x$ (modulation de α_x) et $K_{xy} = \delta I_x / \delta I_y$ (modulation de α_y) pour différentes longueurs d'onde λ_y . Dans cet exemple, λ_x est fixé à 1535,6 nm. (b) Constante de couplage $C_{xy} = K_{yx}K_{xy}$ calculée à partir des mesures (a). Bien que K_{xy} et K_{yx} varient en fonction de λ_y , C reste constant.

pour expliciter les propriétés spectrales des microlasers Er:Yb:Verre¹³. De plus, il est intéressant de remarquer que la valeur de C mesurée entre deux états propres de polarisations orthogonales est identique, aux incertitudes de mesure près, à celle mesurée dans le microlaser

¹³ Comme nous l'avons dit dans le chapitre I, les spectres d'absorption et d'émission constituent une approche phénoménologique de l'interaction entre la lumière et les ions de la matrice vitreuse. Leur utilisation repose sur l'hypothèse que les temps de relaxation entre sous-niveaux Stark sont plus courts que tous les autres temps du système. Cette condition n'est plus valable lorsque les ions sont soumis à un champ saturant intense.

entre deux modes de polarisations parallèles. Ceci est cohérent avec les résultats expérimentaux et théoriques de MAZURCZYK [135] et WYSOCKI [136] qui montrent que le "hole burning" de polarisation dans un verre dopé à l'erbium est très faible. Cette propriété est due à la nature même de la matrice vitreuse dans laquelle les dopants sont répartis dans plusieurs sites désordonnés. L'isotropie apparente d'un tel milieu actif pourrait expliquer le fait que la valeur de C que nous mesurons ici soit largement supérieure à celle observée dans un cristal Nd:YAG [129].

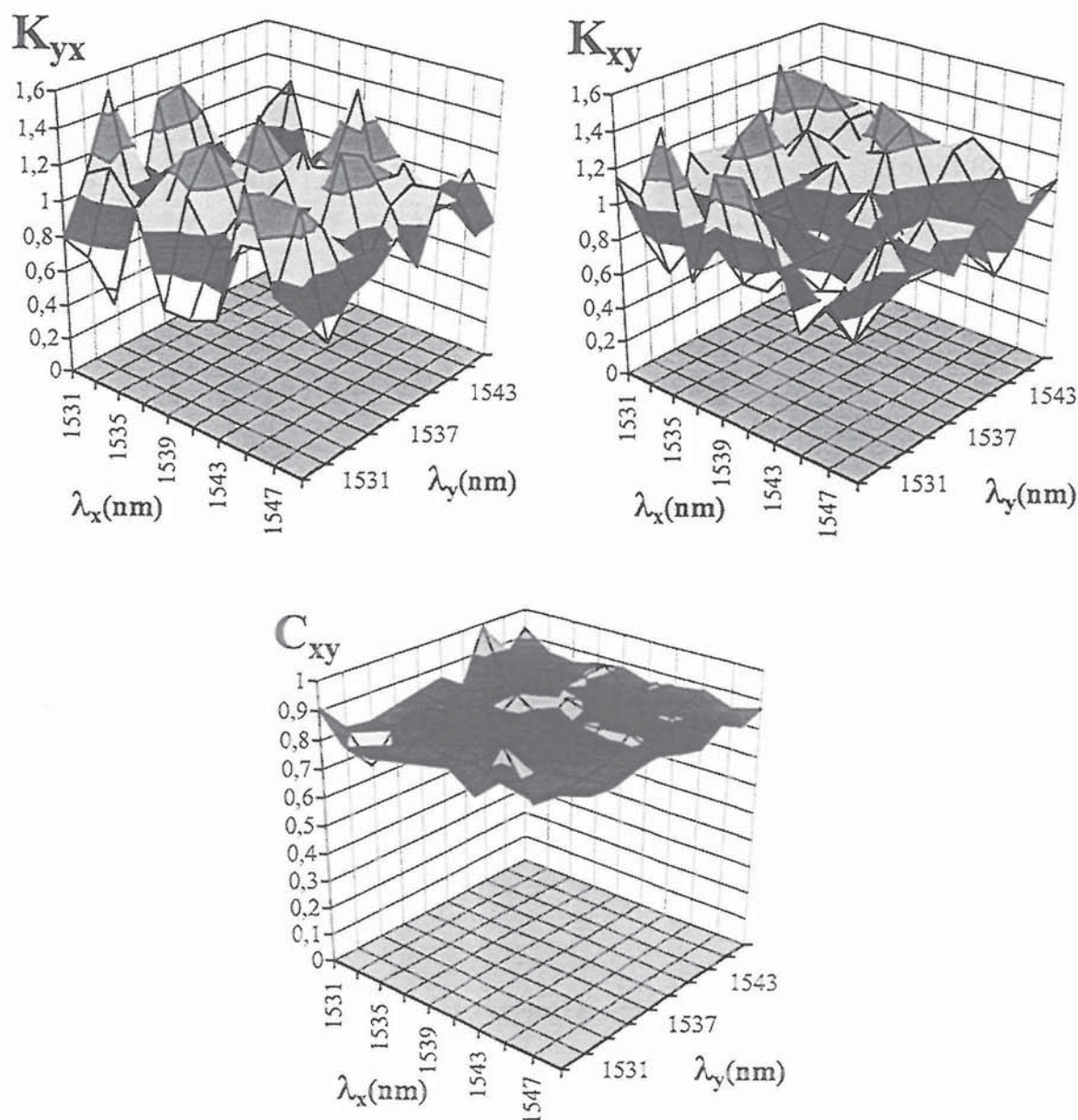


Figure 36 : Cartographies expérimentales de K_{xy} , K_{yx} et C_{xy} en fonction des longueurs d'onde λ_x et λ_y des deux états propres.

Compte tenu des résultats obtenus, il est légitime de se demander si C est constant quel que soit le couple de longueurs d'onde considéré. Afin d'apporter une réponse à cette interrogation, nous mesurons K_{yx} et K_{xy} sur toute la plage de gain du laser, c'est-à-dire de 1530 à 1550 nm avec un pas de 2 nm. On obtient alors la cartographie de la Figure 36. On peut y voir que les rapports K_{yx} et K_{xy} varient, là encore, fortement en fonction des longueurs d'onde des deux modes mais toujours de façon complémentaire : leur produit reste constant. Cette propriété spectaculaire nous permet d'affirmer que $C = 0,85 \pm 0,05$ est réellement une constante qui gouverne l'oscillation des deux modes sur toute la largeur spectrale de gain d'un laser Er:Yb:Verre.

3. *Importance du recouvrement spatial.*

a. **Rôle du recouvrement spatial.**

Nous avons pu vérifier que les "hole burning" spectral et de polarisation affectent peu le couplage entre modes. Or nous savons que les propriétés spectrales d'un laser dopé à l'erbium sont intimement liées aux effets de "hole burning" spatial. En effet, les lasers à cavité linéaire oscillent généralement sur plusieurs modes longitudinaux alors que les lasers en anneau fonctionnent presque toujours en régime monomode. Le recouvrement spatial entre modes doit donc intervenir de manière significative dans la valeur de C . Pour estimer sa contribution, nous commençons par définir le taux de recouvrement R entre deux états propres dans le milieu actif d'une cavité linéaire. Celui-ci s'écrit

$$R = \frac{\int_0^e I_x(z) I_y(z) dz}{\sqrt{\int_0^e I_x^2(z) dz \int_0^e I_y^2(z) dz}}, \quad (51)$$

où e est la longueur du milieu actif et où $I_x(z)$ et $I_y(z)$ sont respectivement les intensités des ondes stationnaires des modes x et y suivant la direction z de propagation de la lumière. Ici, nous supposons que le laser oscille suffisamment près du seuil pour que les intensités puissent être représentées par une fonction sinusoïdale suivant la direction z . Dans le cas où le milieu actif est situé contre le miroir d'entrée, le calcul de R aboutit à l'expression analytique simple

$$R = \frac{1}{3} \left[2 + \operatorname{sinc} \left(2\pi \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_l} \right) \right], \quad (52)$$

avec

$$\Delta\nu_l = \frac{c}{2ne}. \quad (53)$$

sinc signifie sinus cardinal, $\Delta\nu$ est la différence de fréquence entre les deux états propres et $\Delta\nu_l$ l'intervalle spectral libre du milieu actif de longueur e et d'indice n . Il est à noter que R intervient comme un terme multiplicatif au niveau des coefficients de saturation croisée [137]. Par conséquent, c'est le carré de R qui pondère la constante de couplage entre deux modes. Dans la Figure 37, nous avons tracé R en fonction de la différence de fréquence entre les deux modes normalisée à l'intervalle spectral libre du milieu actif $\Delta\nu_l$. Dans le cas d'un laser à deux états propres de polarisation, il est possible de décrire complètement cette courbe puisque la différence de fréquences entre les deux modes peut être accordée de manière continue [34]. Ainsi, en prenant $e = 2$ mm et $n = 1,52$, la courbe de Figure 37 indique que le taux de recouvrement entre les deux modes est à peu près constant tant que leur différence de fréquence est supérieure à $\Delta\nu_l/2$ qui vaut 25 GHz dans notre cas, c'est-à-dire 0,2 nm¹⁴. En revanche, on s'attend à ce que C augmente pour une différence de fréquence inférieure à 0,2 nm.

¹⁴ Ceci nous conforte dans l'idée que la constante de couplage mesurée précédemment est intrinsèque au milieu actif, c'est-à-dire que toutes les mesures ont été réalisées avec à peu près le même taux de recouvrement entre les deux modes.

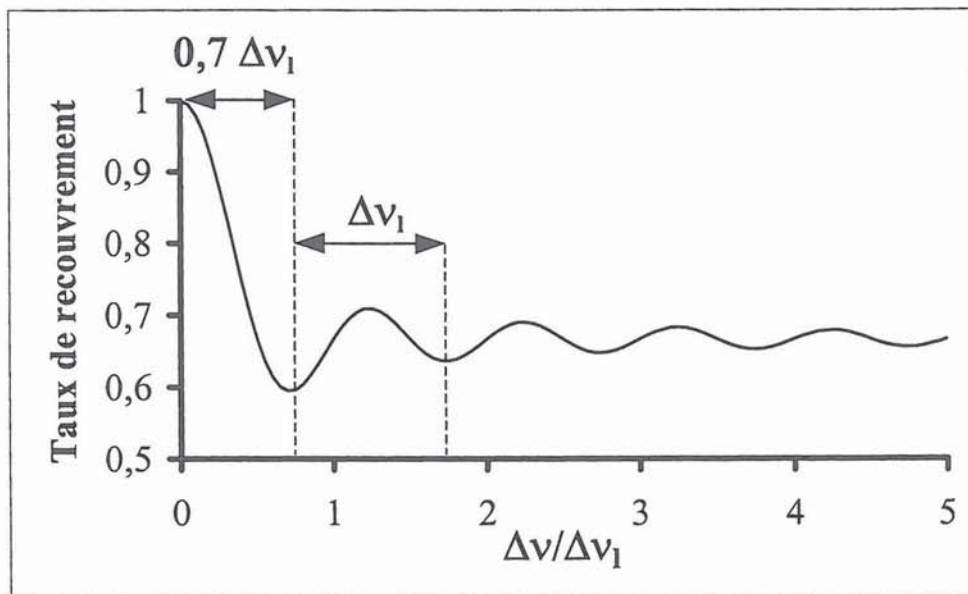


Figure 37 : Taux de recouvrement spatial des deux états propres en fonction de leur différence de fréquence normalisée. $\Delta\nu$ et $\Delta\nu_1$ sont respectivement la différence de fréquence entre les deux états propres et l'intervalle spectral libre du milieu actif.

Afin de vérifier cette prédiction, on fixe λ_x à 1539 nm et on fait tendre λ_y vers λ_x . Nous mesurons la différence de fréquence entre ces deux modes à l'aide d'un Fabry-Perot d'intervalle spectral libre de 150 GHz. Ce dernier est constitué de deux miroirs plans de façon à pouvoir observer simultanément les deux états propres qui sont, rappelons le, séparés spatialement hors du laser. Les mesures du couplage pour les différences de fréquences supérieures à 20 GHz sont représentées sur la Figure 38. La partie grisée indique la région dans laquelle on n'arrive jamais à faire osciller les deux modes. En effet, quelle que soit l'inclinaison de l'étalon ordinaire ou extraordinaire, le laser oscille préférentiellement sur deux états propres tels que $\Delta\nu \geq 15$ GHz¹⁵. Comme le montre le tracé de R^2 de la Figure 38, cette région correspond précisément à la plage spectrale dans laquelle le taux de recouvrement entre les deux modes augmente. Ces observations nous permettent de confirmer que la valeur

¹⁵ La finesse des étalons n'est pas assez grande pour contraindre les deux modes à osciller avec un écart de fréquence inférieur à 15 GHz.

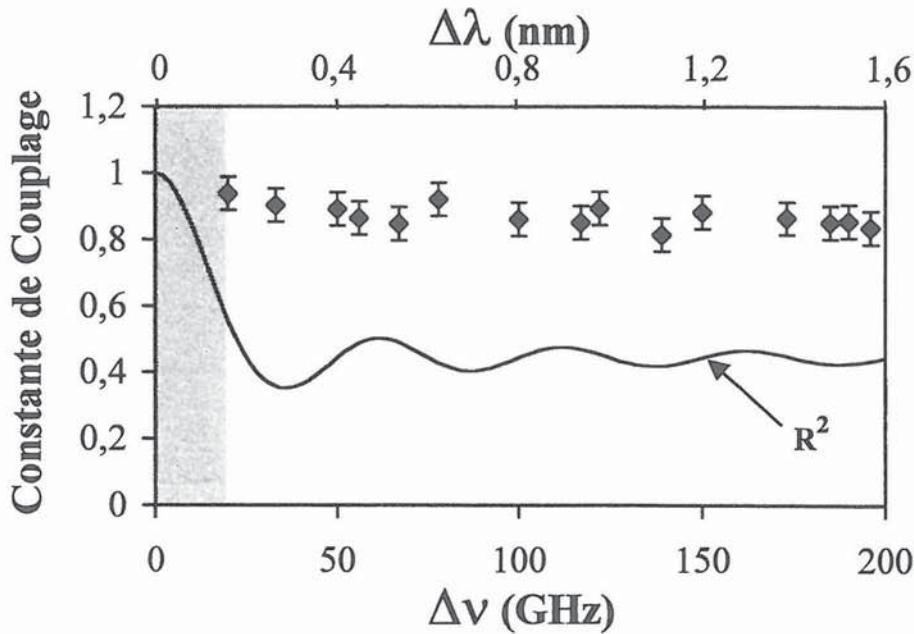


Figure 38 : Constante de couplage en fonction de la différence de fréquence entre les deux états propres. Les points représentent les valeurs de C mesurées expérimentalement. La zone grisée couvre les différences de fréquences qu'il n'est pas possible d'obtenir expérimentalement avec notre montage. On peut remarquer que cette zone correspond précisément à la région spectrale dans laquelle le taux de recouvrement spatial entre les deux états propres R augmente. Ici, $e = 2$ mm et $n = 1,52$, ce qui correspond à un intervalle spectral libre du milieu actif $\Delta\nu$ de 49,3 GHz.

de C croît avec le recouvrement des modes. De plus, il est légitime de penser que pour un taux de recouvrement de 1, C va valoir 0,95 comme nous l'avons mesuré entre les deux états propres du microlaser. On peut alors remarquer que, curieusement, il n'y a qu'un facteur 0,9 entre la constante de couplage de deux modes dont le taux de recouvrement vaut 1 et celle de deux modes dont le taux de recouvrement vaut $2/3$. Le fait que ce facteur ne vaille pas $(2/3)^2$ est probablement lié aux mécanismes de transferts d'énergie entre les ions de terres rares. En effet, comme l'a montré ZAYHOWSKI [138], la migration d'énergie entre ions réduit le "hole burning" spatial, ce qui a pour effet d'augmenter la compétition entre modes. Cependant, de plus amples investigations sont nécessaires pour vérifier cette hypothèse.

b. Implication sur le spectre d'un laser à cavité étendue.

Nous venons de voir que sur une plage spectrale de 20 nm, la constante de couplage entre deux modes dépend uniquement du recouvrement spatial entre ces deux modes dans le milieu actif. Dans nos expériences, les longueurs d'onde des deux oscillateurs optiques étaient fixées soit par la courbe de gain (cas du microlaser) soit par deux étalons (cas du laser à cavité étendue). On peut donc se demander comment va évoluer le spectre du laser si on relâche ces contraintes. En effet, dans un laser à cavité étendue standard, le milieu actif est toujours beaucoup plus court que la cavité elle-même. Par conséquent, dans un tel laser, le taux de recouvrement dans le milieu actif entre deux modes longitudinaux adjacents est proche de l'unité. Or, nous venons de voir que dans ce cas, la constante de couplage est proche de la valeur critique 1. On peut donc se demander si le couplage entre les modes ne va pas influencer le spectre d'un laser Er:Yb:Verre multimode à cavité étendue. En particulier, la forte valeur du couplage et sa dépendance du recouvrement spatial ne va-t-elle pas défavoriser l'oscillation simultanée de deux modes longitudinaux adjacents ?

Nous construisons un laser Er:Yb:Verre formé uniquement par un milieu actif et deux miroirs. Nous prenons dans un premier temps le milieu actif utilisé dans l'expérience précédente ($e = 2$ mm). La longueur de la cavité est fixée à 5 cm, ce qui correspond à un intervalle spectral libre de 3 GHz (0,024 nm). Pour un taux de pompage de 2, nous obtenons le spectre de la Figure 39-a. On peut remarquer que le laser n'oscille pas sur des modes longitudinaux adjacents, mais sur des modes espacés de 0,3 ou 0,4 nm. Ces intervalles correspondent précisément aux deux premiers minima du taux de recouvrement pour un milieu actif de longueur 2 mm (voir Figure 37). Il est important de noter que ce comportement n'est pas lié à des effets d'étalon car nous avons pris deux précautions pour éviter toutes réflexions parasites. Les faces du milieu actif forment entre elles un angle de 2° et la face qui est en vis-à-vis du miroir de sortie est traitée antireflet. En outre, la différence de longueur d'onde de 0,3 nm ne peut pas être attribuée à un effet d'étalon. De plus, nous avons vérifié

qu'on obtenait toujours les mêmes écarts de fréquence avec une cavité de longueur 10 cm. C'est donc bien le milieu actif et non pas la cavité laser qui fixe l'écart spectral entre les modes oscillants. Par conséquent, en utilisant un milieu actif plus court, on doit augmenter l'écart de fréquence entre deux modes oscillants voisins.

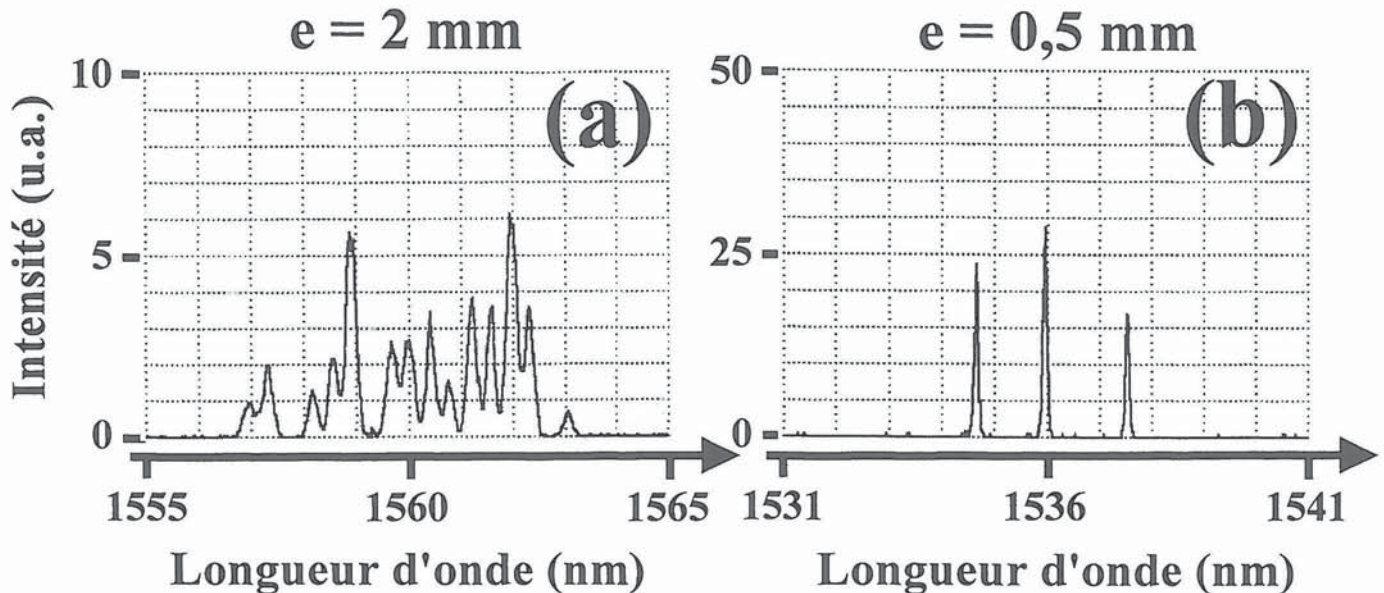


Figure 39 : Spectres expérimentaux de deux lasers à cavité étendue identiques (longueur 5 cm) observés avec un analyseur de spectre optique. (a) Le milieu actif a une longueur de 2 mm. L'écart spectral entre deux modes oscillants successifs est de 0,3 ou 0,4 nm, ce qui correspond aux deux premiers minima de la fonction de recouvrement pour $e = 2$ mm. (b) Le milieu actif a une longueur de 0,5 mm. L'écart spectral entre deux modes oscillants successifs est cette fois-ci de 1,2 ou 1,6 nm correspondant aux deux premiers minima de la fonction de recouvrement pour $e = 0,5$ mm.

Pour tester cette idée, nous prenons un milieu actif identique au premier mais de longueur 500 μm . On observe alors le spectre de la Figure 39-b obtenu pour un taux de pompage de 2. Les écarts de fréquence entre deux modes oscillants successifs sont maintenant de 1,2 ou de 1,6 nm, c'est-à-dire quatre fois plus grands que ceux obtenus précédemment. Ces résultats confirment de manière non ambiguë que c'est la longueur du milieu actif qui fixe l'écart spectral entre deux modes oscillants successifs. Ainsi, on en déduit que le recouvrement spatial entre modes joue un rôle crucial dans le fonctionnement d'un laser Er:Yb:Verre multimode en interdisant l'oscillation des modes longitudinaux adjacents. Ce rôle est d'autant plus important que la constante de couplage est élevée dans ce type de laser.

F. Conclusion et perspectives.

En conclusion, nous avons dans un premier temps adapté l'analyse de stabilité de LAMB entre deux oscillateurs optiques au cas d'un laser solide Er:Yb:Verre. Pour tenir compte des "hole burning" spatial, spectral et de polarisation, nous avons supposé que chaque mode interagissait avec un réservoir d'ions qui lui est propre et que les deux réservoirs possédaient une partie commune. Comme dans le modèle de LAMB, l'oscillation de deux modes est alors gouvernée par une constante de couplage C qui est dans notre cas directement liée au taux de recouvrement de ces deux réservoirs. Afin de mesurer C entre deux modes longitudinaux et deux états propres dans un microlaser Er:Yb:Verre, nous avons mis en place deux expériences originales. Dans les deux cas, nous avons montré que C était réellement une constante. Les valeurs mesurées sont $C_{12} = 0,8 \pm 0,05$ entre deux modes longitudinaux adjacents et $C_{xy} = 0,95 \pm 0,05$ entre deux états propres de polarisations linéaires orthogonales. Cette dernière valeur, largement supérieure à celle mesurée dans un cristal Nd:YAG, pourrait découler du caractère fortement isotrope des verres Er:Yb dû à la répartition désordonnée des sites dans la matrice vitreuse. Les valeurs de C_{12} et C_{xy} , proches de la valeur critique 1, permettent aussi d'expliquer les propriétés spectrales des microlasers Er:Yb:Verre. En particulier, la plage spectrale d'oscillation simultanée de deux modes longitudinaux dans un microlaser de 300 μm de long a été prédite théoriquement puis confirmée expérimentalement. Ces résultats ont ensuite été mis à profit pour déterminer les conditions requises pour l'obtention du régime monomode longitudinal dans un microlaser monolithique standard.

En outre, grâce à la séparation spatiale des états propres dans un laser Er:Yb:Verre, nous avons étendu la mesure du couplage à toute la largeur spectrale de gain du laser (1530-1550 nm). Ces mesures mettent en évidence que les rapports des coefficients d'auto-saturation et de saturation croisée K_{xy} et K_{yx} varient de manière spectaculaire avec les longueurs d'onde

du couple de modes considéré. Cependant, leur produit $C_{xy} = K_{xy}K_{yx}$ reste le même tant que le recouvrement spatial des deux modes est constant, attestant de la faible contribution du "hole burning" spectral dans le mécanisme de couplage. En revanche, on observe que le recouvrement spatial des modes joue un rôle important dans le couplage entre deux modes. Ainsi pour un taux de recouvrement proche de 1, C_{xy} vaut $0,95 \pm 0,05$ alors que pour un taux de recouvrement de $2/3$, C_{xy} vaut $0,85 \pm 0,05$ en accord avec les résultats obtenus dans le microlaser. Le rôle du recouvrement spatial associé à la valeur élevée de C influence notablement le spectre d'un laser Er:Yb:Verre à cavité étendue. On observe alors que la différence de fréquence entre deux modes successifs n'est pas fixée par l'intervalle spectral libre de la cavité mais par les différences de fréquences associées aux minima de recouvrement spatial dans le milieu actif.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence que les rapports d'auto-saturation et de saturation croisée (K_{xy} et K_{yx}) dans ce type de laser pouvaient être différents même quand les valeurs des gains nets des deux oscillateurs sont proches. Des travaux sont actuellement en cours pour expliquer les mécanismes physiques responsables de cet effet. Les premiers résultats laissent penser que cet effet est lié à la dynamique des phonons qui couplent les différents sous-niveaux Stark. Cette hypothèse pourrait être confirmée en prolongeant l'étude du couplage à certains cristaux dopés à l'erbium dans lesquels les transitions sont maintenant bien connues [139-141]. L'étude du couplage dans les lasers solides pourrait ainsi avoir un intérêt dans l'exploration des mécanismes liés aux phonons [142,143] et apporter un complément d'information aux études spectroscopiques usuelles [144,145]. D'un point de vue pratique, les résultats obtenus montrent que le régime de simultanéité dans un verre co-dopé à l'erbium et l'ytterbium est possible sur toute la plage d'oscillation du laser. Néanmoins, celui-ci n'est pas facile à obtenir à cause de la valeur relativement élevée de C . De plus, les variations de K_{xy} et K_{yx} avec les longueurs d'onde des deux modes impliquent que la réalisation d'un laser bi-fréquence accordable nécessite de contrôler de manière précise les pertes de chaque état propre. Finalement, les méthodes de mesure du couplage développées ici sont applicables à d'autres types de lasers et pourraient être utiles pour la conception d'étalons

et pour la mise au point de microlasers à une ou deux fréquences destinés à la génération de signaux micro-ondes ou pour les télécommunications [14,16,106].

Chapitre III

Lasers bi-fréquences: Génération de battements de haute pureté du MHz au THz

III. Lasers bi-fréquences: Génération de battements de haute pureté du MHz au THz.

A. Introduction.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la constante de couplage entre deux états propres d'un laser Er:Yb:Verre était inférieure à 1 sur toute la plage de gain du laser. L'oscillation bi-fréquence est donc possible quelle que soit la longueur d'onde de chaque état propre. Or, les lasers à deux fréquences largement accordables autour de 1550 nm sont des candidats potentiels pour un bon nombre d'applications. Parmi ces applications, la caractérisation des systèmes de télécommunications optiques [135,146] et, de façon plus générale, la spectroscopie infrarouge nécessitent souvent l'emploi de deux longueurs d'onde indépendantes et accordables sur quelques dizaines de nanomètres. Par ailleurs, de nombreux systèmes tels que les radars optiques [147] et ceux de la distribution vidéo courte portée par exemple [148] reposent sur la génération d'ondes sub-millimétriques grâce au mélange hétérodyne de deux fréquences optiques. Dans ce cas, le signal de battement doit avoir une grande pureté spectrale. Pour répondre à ces besoins, de nombreux travaux rapportent la réalisation de diodes laser [149,150] et de lasers fibrés oscillants à deux longueurs d'onde autour de 1550 nm [151,152]. Cependant il est difficile d'obtenir un battement avec une bonne qualité spectrale en utilisant des diodes lasers. D'autre part, les plages d'accordabilité des lasers à fibres à deux fréquences restent petites. Ainsi, la réalisation d'une source qui génère deux fréquences accordables autour de 1,55 μm avec une bonne pureté spectrale reste à notre connaissance un problème non résolu. Par conséquent, on peut se demander si l'utilisation des états propres d'un laser solide Er:Yb:Verre ne constitue pas une solution adéquate au problème. En effet, la faible largeur SCHAWLOW-TOWNES d'un tel laser, la grande largeur spectrale de sa courbe de gain et la possibilité d'obtenir l'oscillation simultanée de deux

fréquences sont autant d'atouts favorables à la réalisation de sources bi-fréquences performantes.

Le but de ce chapitre est donc d'étudier les potentialités des sources bi-fréquences solides pour deux catégories d'applications : celles qui utilisent le mélange hétérodyne des deux fréquences optiques et celles qui nécessitent l'emploi des deux longueurs d'onde indépendamment l'une de l'autre. Ainsi, la première partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude d'un laser bi-fréquence Er:Yb:Verre à un axe de propagation en vue de générer un battement dans la gamme du GHz à $1,55 \mu\text{m}$. Après avoir optimisé ses performances, nous mettrons en œuvre une boucle à verrouillage de phase pour stabiliser la fréquence de battement. Nous explorerons alors les capacités d'une telle source en tant qu'oscillateur local pour le déport optique de signaux millimétriques hertziens. Nous terminerons cette partie en présentant rapidement les perspectives de cette étude. Dans la deuxième partie, nous chercherons à aller au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité en adoptant une architecture à deux axes de propagation. En effet, comme nous l'avons évoqué dans l'introduction générale, cette architecture utilisée récemment par BRUNEL et al. dans un laser Nd:YAG a permis d'écarter suffisamment les deux fréquences propres pour obtenir un battement de 26 GHz à $1,06 \mu\text{m}$ [13]. Cependant, il n'est pas envisageable d'augmenter sensiblement cette fréquence de battement à cause de la bande passante relativement faible du milieu actif. Ceci n'est plus le cas avec un verre dopé à l'erbium qui, en plus de sa bande passante de plusieurs THz, présente l'intérêt d'émettre à $1,55 \mu\text{m}$. Par conséquent, nous essaierons de mettre à profit la grande largeur spectrale du gain d'un laser Er:Yb:Verre pour atteindre des fréquences de battement dans la gamme du THz. Puis, nous nous intéresserons au cas où les deux longueurs d'onde sont utilisées indépendamment l'une de l'autre. Nous verrons alors comment améliorer la stabilité en fréquence des états propres d'un tel laser. En particulier, en asservissant la fréquence d'un état propre sur le profil Doppler puis sur le pic d'absorption saturée d'une raie de l'acétylène, nous introduirons le concept de sonde à fréquence "absolue-accordable".

B. Génération d'une porteuse hyperfréquence stable à 1,55 μm : laser à un axe.

Le développement de sources optiques pour la génération d'ondes radio repose sur la possibilité de générer des signaux micro-ondes avec un faible bruit de phase [153]. Parmi les techniques utilisées pour la génération optique de micro-ondes, les plus courantes sont la modulation externe d'un laser mono-fréquence [154] et la génération d'un battement par mélange hétérodyne de deux fréquences optiques. La deuxième technique permet d'obtenir un taux de modulation optimal. En utilisant comme source optique un laser solide, il est alors possible de produire un battement à partir de fortes puissances optiques. De plus, ces sources ont un bruit potentiellement faible. Pour stabiliser ce battement, une des solutions consiste à utiliser deux modes longitudinaux d'un résonateur unique [155,156]. Cependant, cette solution souffre du manque d'accordabilité de la fréquence de battement. On peut, néanmoins, contourner cet obstacle en asservissant la fréquence de battement de deux lasers indépendants sur un oscillateur de référence externe [157]. Malheureusement, cette méthode nécessite l'utilisation de deux lasers mono-fréquences indépendants, ce qui augmente la complexité du dispositif et rend son utilisation difficile pour les applications de télécommunications. Par ailleurs, notre groupe a montré que les lasers bi-fréquences à deux états de polarisation offrent la possibilité d'obtenir un battement continûment accordable du MHz au GHz dans un seul résonateur [29,34]. On peut donc se demander s'il est possible d'asservir en phase un simple laser solide oscillant sur deux fréquences ajustables pour générer un signal micro-onde à 1,55 μm avec une grande pureté spectrale. En particulier, on peut se demander si l'utilisation d'un cristal électro-optique intracavité [126,158] ne permet pas d'obtenir un oscillateur micro-onde commandé en tension (VCO), dont la fréquence serait en plus ajustable à volonté. Nous nous proposons dans cette partie d'étudier un laser solide Er:Yb:Verre bi-fréquence ainsi que sa mise en œuvre dans une boucle à verrouillage phase optique.

1. *Le laser GHz mono-axe à 1,55 μm .*

Avant de passer à l'étude du laser GHz mono-axe, un bref rappel sur les états propres d'un laser s'impose. Comme nous l'avons dit dans l'introduction générale, pour décrire les caractéristiques d'émission d'un laser contenant une anisotropie de phase, on emploie le modèle spatial vectoriel [26]. La détermination des états de polarisation et de leurs fréquences propres repose sur la condition de résonance du vecteur champ électrique après un aller-retour dans la cavité,

$$\mathbf{M}\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E} \quad (54)$$

où \mathbf{M} est la matrice de Jones 2×2 pour un aller-retour et $\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$ le vecteur de Jones représentant le champ électrique [27]. λ est la valeur propre complexe associée au vecteur propre \mathbf{E} . Les deux vecteurs propres, solutions de l'équation (54), représentent les deux états de polarisation susceptibles d'osciller, et la condition $\lambda = 1$ donne les deux fréquences et intensités propres associées aux vecteurs propres. Considérons alors la cavité laser de la Figure 40. Elle est constituée de deux miroirs et d'un milieu actif quasi-isotropes. L'insertion d'un cristal biréfringent dans la cavité laser provoque la levée de dégénérescence entre les deux états propres. Dans le cas où la biréfringence est linéaire, les solutions de l'équation (54) sont deux états propres polarisés linéairement suivant les axes propres du cristal x et y . De plus, la différence de fréquence entre ces deux états propres est liée au déphasage simple passage $\Delta\varphi$ introduit par le cristal par la relation

$$\Delta\nu = \nu_x - \nu_y = \frac{\Delta\varphi}{\pi} \frac{c}{2L}, \quad (55)$$

où c est la vitesse de la lumière et L la longueur optique de la cavité. Ainsi, en faisant varier $\Delta\varphi$ entre 0 et $\pi/2$, il est possible d'accorder continûment la fréquence de battement $\Delta\nu$ entre 0

et $c/4L$. C'est ce principe que nous allons utiliser dans la réalisation du laser GHz mono-axe.

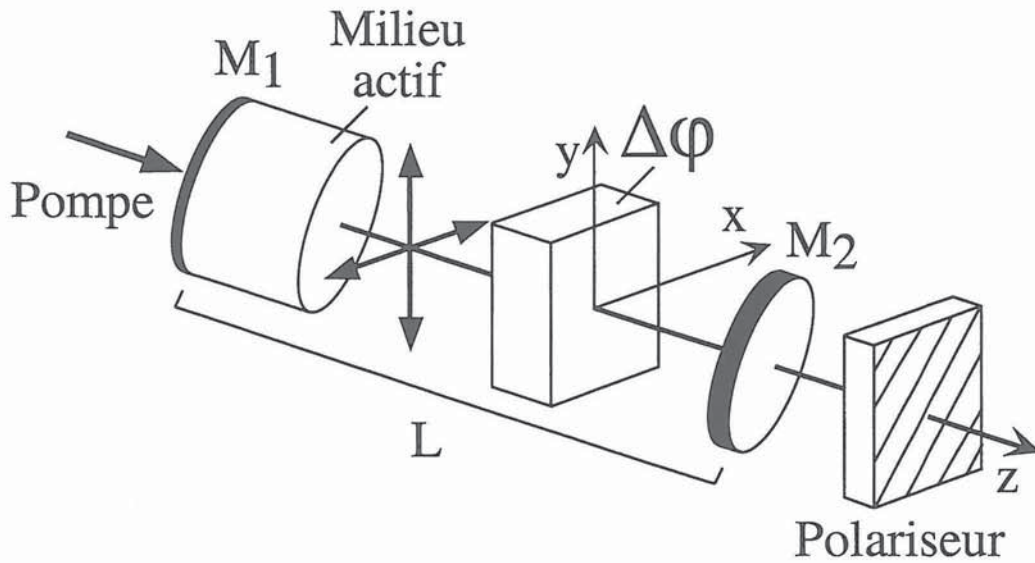


Figure 40 : Laser bi-fréquence monoaxe. M_1 et M_2 sont respectivement les miroirs d'entrée et de sortie de la cavité laser. $\Delta\varphi$ est l'anisotropie de phase simple passage qu'introduit le cristal biréfringent. Les deux états propres du laser sont polarisés linéairement suivant les axes propres x et y du cristal biréfringent et leur différence de fréquence est proportionnelle à $\Delta\varphi$.

Afin de commander la fréquence de battement électriquement, nous utiliserons un cristal électro-optique LiTaO_3 (LTO) taillé suivant l'axe x_3 (Z-cut). En l'absence de tension appliquée, le déphasage $\Delta\varphi$ s'exprime alors en fonction des indices ordinaires n_o et extraordinaires n_e du cristal suivant la relation

$$\Delta\varphi = 2\pi(n_e - n_o) \frac{L_m}{\lambda}, \quad (56)$$

où L_m est la longueur géométrique du LTO et λ la longueur d'onde d'oscillation moyenne dans le vide. L'application d'un champ électrostatique parallèle à l'axe x_3 du cristal [84] va permettre par effet électro-optique d'ajuster précisément la différence de fréquence entre les deux états propres. Cette différence de fréquence s'écrit alors :

$$\Delta \nu = \Delta \nu_0 + \Gamma V, \quad (57)$$

où la partie fixe est donnée par :

$$\Delta \nu_0 = \frac{c}{2L} (n_e - n_o) \frac{2L_m}{\lambda}, \quad (58)$$

et la partie ajustable est donnée par :

$$\Gamma = \frac{c}{2L} \frac{L_m (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})}{\lambda e}. \quad (59)$$

$r_{33} = 33 \text{ pm/V}$ et $r_{13} = 8 \text{ pm/V}$ sont les coefficients électro-optiques mis en jeu dans l'effet électro-optique transverse et e la distance entre les deux électrodes. Les valeurs des indices ordinaire et extraordinaire à $1,55 \text{ }\mu\text{m}$ sont respectivement $n_o = 2,1192$ et $n_e = 2,1234$ [159].

Le laser utilisé dans l'expérience est schématisé sur la Figure 41. Le milieu actif de 2 mm de long est un verre phosphate dopé à l'erbium et à l'ytterbium avec des concentrations respectives de $0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et $20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Sa première face, qui sert de miroir d'entrée M_1 , est pourvue d'un traitement dichroïque ($T > 95 \%$ à 975 nm et $R > 99,9 \%$ autour de 1550 nm). La deuxième face du milieu actif possède un traitement antireflet à 1550 nm . La cavité laser de longueur $4,8 \text{ cm}$ est fermée par un miroir concave M_2 de rayon de courbure 5 cm et transmettant $0,5 \%$ de la lumière autour de 1550 nm . Afin de garantir une bonne stabilité en puissance, nous choisissons de pomper le milieu actif avec une diode laser fibrée OPC-A001-FC/100 oscillant à 975 nm . Le faisceau de pompe est collimaté puis focalisé dans le milieu actif sur un diamètre de $100 \text{ }\mu\text{m}$ à l'aide de deux lentilles de focale 8 cm . Nous optimisons le recouvrement spatial entre les modes de pompe et du laser en ajustant la longueur de la cavité. Pour obtenir l'oscillation d'un seul mode longitudinal, nous plaçons dans la cavité laser un étalon de silice fondue. Cet étalon a une épaisseur de $50 \text{ }\mu\text{m}$ et ses

faces sont traitées pour réfléchir 50 % de l'intensité lumineuse à 1550 nm. En plus de rendre le laser monomode, cet étalon permet d'accorder la longueur d'onde d'oscillation sur toute la largeur de gain du milieu actif [50]. Afin de lever la dégénérescence en fréquence entre les deux états propres, nous insérons ensuite le cristal électro-optique. Il est monté sur un élément Peltier qui assure la régulation en température. Ce cristal de 3,5 mm de long est taillé selon l'axe x_3 et ses faces ont un traitement antireflet à 1550 nm. Dans notre exemple, nous avons choisi les dimensions du cristal et l'espacement entre les électrodes (1 mm) de façon à obtenir, d'une part, une différence de fréquence de 1 GHz quand aucune tension n'est appliquée sur le cristal et, d'autre part, un facteur d'échelle $\Gamma = 1,4$ MHz/V (voir les équations 57, 57 et 59).

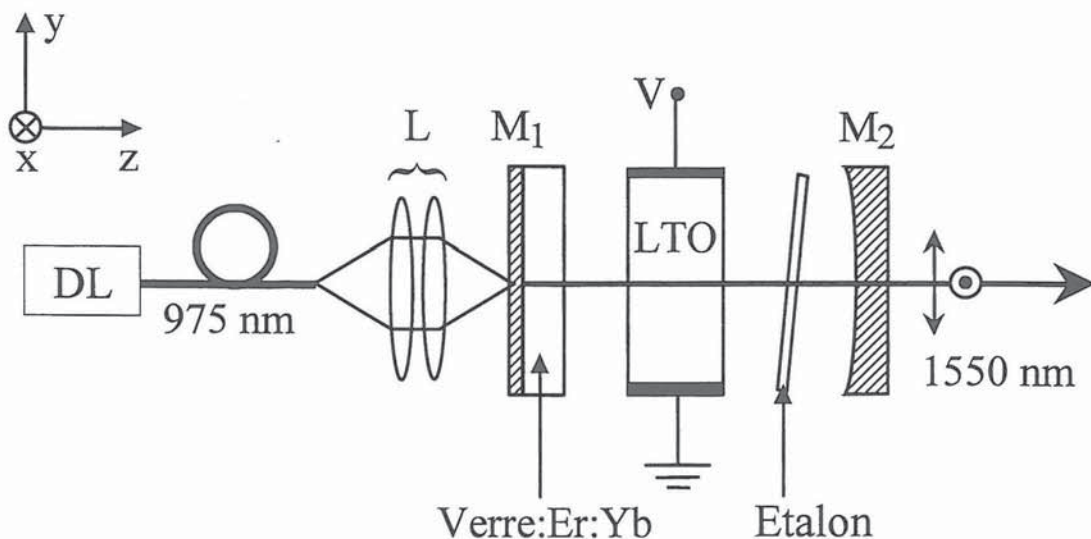


Figure 41 : Montage expérimental. DL : diode laser de pompe ; L : optique de focalisation constituée de deux lentilles ; M_1 , M_2 : miroirs ; LTO : cristal électro-optique de LiTaO_3 . La différence de fréquence entre les deux états propres est commandée électriquement via le LTO.

Au seuil, la puissance de pompe incidente est de 375 mW. Pour une puissance de pompe de 625 mW, nous mesurons une puissance de sortie de 10 mW. Dans ces conditions, le laser oscille sur le mode transverse fondamental TEM_{00} et les deux états de polarisation oscillent simultanément. Afin de caractériser le laser, nous mettons en place deux bras

d'analyse. Le premier, qui contient un analyseur de spectre optique à réseau et un Fabry-Perot permet de caractériser les fréquences optiques du faisceau laser. Le deuxième bras est consacré à l'analyse du battement dans la gamme du continu à 2 GHz grâce à un analyseur de spectre électrique. Comme attendu, l'observation à l'analyseur de spectre optique montre que le laser est monomode longitudinal (voir Figure 42) et qu'il est possible d'accorder la longueur d'onde moyenne sur une plage de 16 nm en inclinant l'étalon. De plus, l'observation au Fabry-Perot révèle la présence de deux fréquences séparées de $\Delta\nu_0 = 1,2$ GHz (voir l'encart de la Figure 42). En appliquant une tension continue aux bornes du LTO, nous vérifions que la

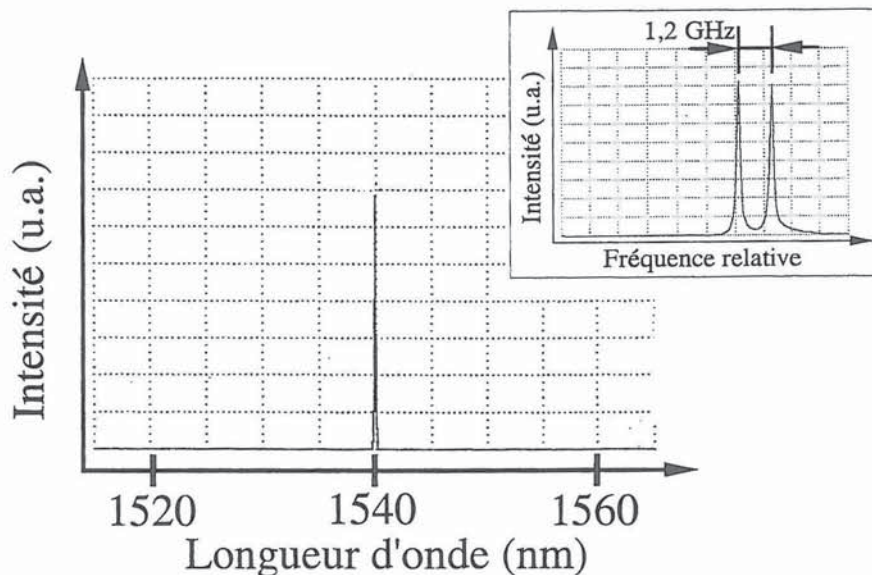


Figure 42 : Oscillation monomode longitudinale observée avec un analyseur de spectre optique, plage d'acquisition 50 nm, résolution 0,1 nm. Encart : Agrandissement du premier spectre obtenu au moyen d'un interféromètre Fabry-Perot, plage d'acquisition 10 GHz, résolution 100 MHz. Les deux états propres oscillent simultanément dans le même mode longitudinal.

différence de fréquences entre les deux états propres est bien accordable. En plaçant derrière la cavité laser un polariseur de Glan orienté à 45° des axes x et y, nous observons la modulation d'intensité à la fréquence de battement. Les acquisitions à l'analyseur de spectre électrique de la Figure 43 montrent l'évolution de cette fréquence de battement pour une excursion de la tension de commande V de 85 V. Notons que $\Delta\nu$ varie linéairement en fonction de V et que le facteur d'échelle mesuré Γ vaut 1,2 MHz/V. Cette valeur est légèrement inférieure à la valeur attendue car le contact entre le cristal et les électrodes n'est

pas parfait. En effet, la constante diélectrique du LTO étant élevée, la présence d'une fine pellicule d'air (quelques microns) suffit pour provoquer une variation notable du champ électrique dans le cristal [160]. Par ailleurs, étant donné que n_o et n_e sont sensibles à la

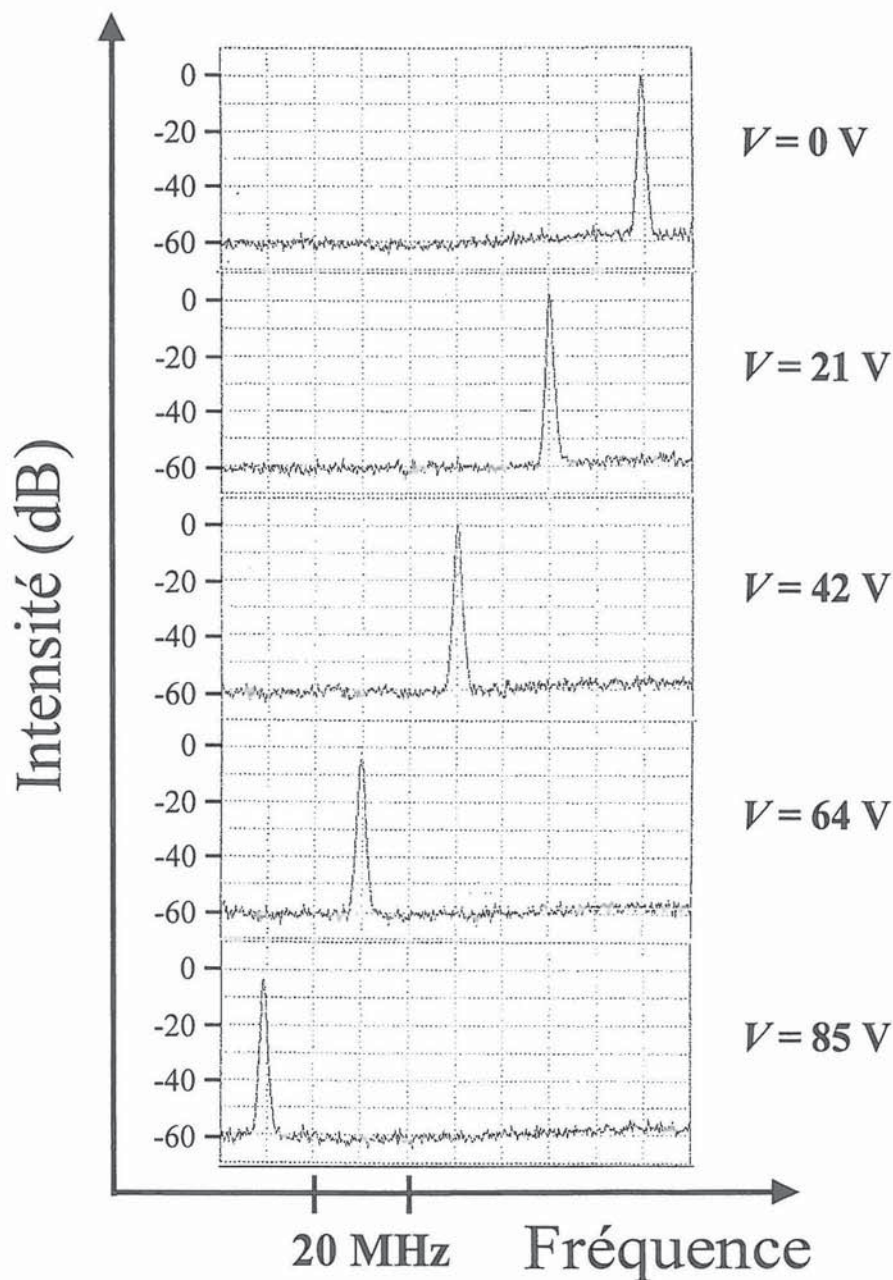


Figure 43 : Spectres de battement observés à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (plage d'acquisition 100 MHz, résolution 100 kHz) pour différentes tensions V appliquées aux bornes du LTO. On peut remarquer que la fréquence de battement (située autour de 350 MHz dans cet exemple) varie linéairement en fonction de V .

température, on s'attend à ce que la fréquence de battement dépende aussi de la température du LTO. Nous le confirmons expérimentalement en mesurant une variation de $\Delta\nu_0$ de 250 MHz/°C. Ceci explique le léger désaccord entre la valeur fixe du battement prédite d'après (58) et celle de la Figure 42. Il est intéressant de remarquer ici que la température, si elle est régulée, offre un moyen avantageux pour ajuster la partie fixe du battement sans avoir à appliquer une tension continue élevée sur l'électro-optique.

Pour estimer la stabilité du battement nous observons son évolution au cours du temps. Sur quelques minutes, on relève une dérive de 1 MHz typiquement. Cette dérive est essentiellement due aux fluctuations thermiques des indices du LTO. A plus court terme (10 ms), le signal de battement présente des fluctuations de quelques kHz dues au bruit acoustique. Rappelons que, jusqu'à présent, aucune précaution particulière n'a été prise pour stabiliser les fréquences propres du laser. Néanmoins, on peut remarquer que la stabilité du battement de l'ordre du kHz est relativement bonne. Ceci est cohérent avec le fait que les deux modes partagent la même cavité laser. En effet, une variation de la longueur du résonateur provoque des fluctuations identiques des deux fréquences optiques, et par conséquent aucune fluctuation, au premier ordre, de la fréquence de battement. Cependant, pour la réalisation d'un oscillateur local GHz optique compatible avec les besoins des télécommunications, ces fluctuations restent trop importantes. Nous nous proposons donc, dans la partie qui suit, d'asservir la fréquence de battement sur un oscillateur local électrique à 1 GHz.

2. *Asservissement de phase et d'intensité.*

La boucle à verrouillage de phase que nous utilisons est schématisée sur la Figure 44. Elle a pour but d'asservir la fréquence de battement sur celle de l'oscillateur de référence en appliquant une tension de contre réaction aux bornes du LTO. La lumière réfléchiée par le polariseur de Glan arrive sur une photodiode rapide qui convertit la modulation d'intensité à la fréquence de battement en un signal électrique. Ce dernier est amplifié puis mélangé à l'oscillateur local électrique. Un filtre de bande passante 5 MHz contenant un circuit de

compensation de la phase [161] permet alors de générer le signal d'erreur, lequel est envoyé directement sur les électrodes du LTO. Cette boucle d'asservissement qui a été réalisée à l'IRCOM¹⁶ est détaillée dans l'annexe 3. Elle est conçue pour assurer une plage d'accrochage de 3 MHz et une bande passante supérieure à 700 kHz. Une fois la boucle fermée, la

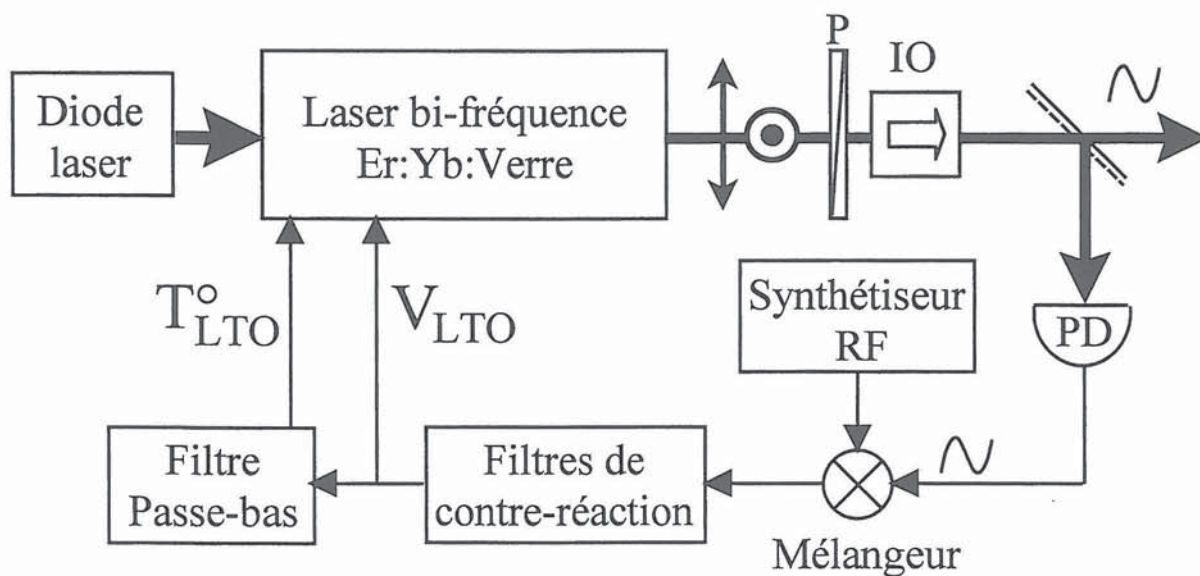


Figure 44 : Schéma expérimental de la boucle à verrouillage de phase. P : polariseur ; IO : isolateur optique ; PD : photodiode rapide. Les fluctuations rapides du signal de battement sont corrigées par contre-réaction sur la tension du LTO (V_{LTO}), alors que les dérives lentes sont compensées par contre-réaction sur la température du LTO (T_{LTO}).

fréquence de battement se stabilise. On observe alors, avec une résolution de 1 kHz, le spectre de la Figure 45. Nous pouvons remarquer, sur ce spectre, la présence de deux bandes latérales à ± 65 kHz de la fréquence de battement à 1 GHz. Cette différence de fréquence correspond précisément à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Bien que ces deux pics satellites soient à -63 dB de la porteuse, leur présence est gênante puisqu'elle rehausse le bruit de phase à 65 kHz de la porteuse. Dans ces conditions, le laser ne peut pas

¹⁶ Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, équipe Optique Guidée et Intégrée, 123 avenue Albert Thomas, 87060 LIMOGES Cedex.

servir d'oscillateur local dans un système de transmission à faible taux d'erreur [162]. Si ces pics sont bien dûs à un report du bruit d'intensité du laser sur le battement, on doit pouvoir les éliminer en atténuant ce bruit.

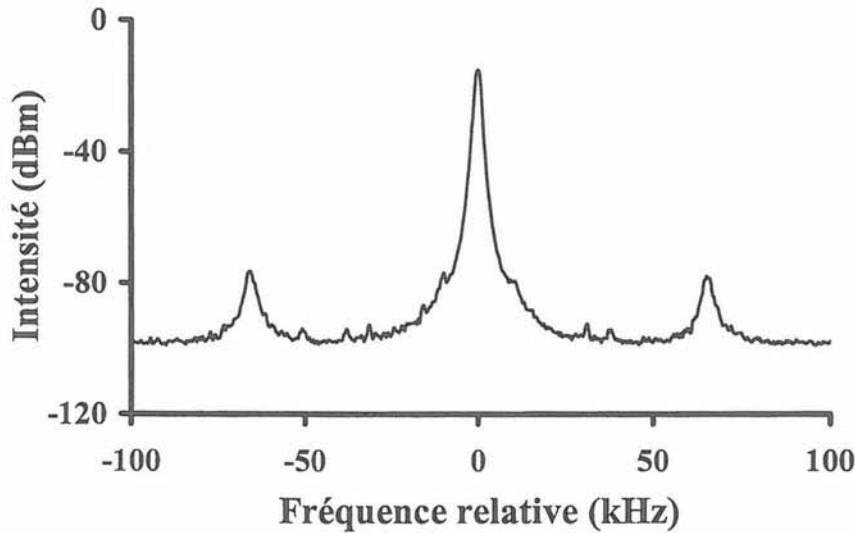


Figure 45 : Battement observé à l'analyseur de spectre électrique (plage d'acquisition 200 kHz, résolution 1 kHz) lorsque la boucle à verrouillage de phase est fermée. On peut noter la présence de deux pics à 65 kHz de part et d'autre de la fréquence de battement.

Afin de réduire le bruit d'intensité du laser, nous choisissons de contre-réagir sur le courant d'injection de la diode de pompe, comme cela est réalisé avec les lasers monomodes Nd:YAG [163] et Er:Verre [164]. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, le faisceau de pompe n'est pas directement absorbé par les ions Er^{3+} mais par les ions Yb^{3+} qui cèdent ensuite leur énergie aux ions Er^{3+} . La fonction de transfert du laser sera donc très différente des fonctions de transfert usuelles où les dopants sont pompés directement [47,165]. La réponse du laser à une modulation de la puissance de pompe a été calculée récemment par TACCHEO et al. [166]. Elle se déduit des équations d'évolution des populations de l'erbium et de l'ytterbium rappelées au début de ce mémoire. Cependant, les hypothèses faites dans le chapitre I ne sont plus toutes justifiées en régime dynamique. En particulier, pour tenir compte du processus de transfert d'énergie des ions ytterbium vers les ions erbium, il faut

introduire les valeurs de la constante de transfert k_{tr} et de la durée de vie radiative des ions ytterbium isolés τ_Y [60,167]. Le calcul de la fonction de transfert $G(\omega)$ ainsi que la comparaison avec les mesures expérimentales sont reportés dans l'annexe 2. Ces résultats montrent que la fonction de transfert du laser est correctement décrite par l'expression simplifiée

$$G(\omega) \cong \frac{G(0)}{\left(1 + j \left[\frac{\omega}{2\pi\nu_{tr}}\right]\right) \left(1 - \left[\frac{\omega}{2\pi\nu_r}\right]^2 + jk \left[\frac{\omega}{2\pi\nu_r}\right]\right)} \quad (61)$$

La fréquence des oscillations de relaxation ν_r est donnée par

$$\nu_r \cong \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_c \gamma (\eta - 1) \frac{2\rho}{\rho - 1}}, \quad (62)$$

où $\gamma_c \cong p \frac{c}{2L}$ est l'inverse de la durée de vie des photons dans la cavité "froide", $\gamma = \frac{1}{\tau}$ est l'inverse de la durée de vie du niveau métastable de l'erbium et ρ le taux d'inversion de population de l'erbium. La fréquence liée au processus de transfert d'énergie est, quant à elle, donnée par

$$\nu_{tr} \cong \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_Y} + k_{tr} \frac{N_E}{\rho + 1} \right). \quad (63)$$

Enfin le coefficient d'amortissement k s'écrit

$$k \cong \frac{1}{2\pi\nu_r} \left(\gamma + k_{tr} N_Y \frac{\rho_Y}{\rho_Y + 1} \right) + \frac{2\pi\nu_r}{\gamma_c}, \quad (64)$$

où N_Y est la concentration d'ytterbium et ρ_Y est le taux d'inversion de population de l'ytterbium. L'expression (61) montre que la fonction de transfert $G(\omega)$ possède un pôle d'ordre 1 à la fréquence ν_{tr} , dû au temps de réponse des ions Yb^{3+} et un pôle d'ordre 2

correspondant aux oscillations de relaxation à la fréquence ν_r . En prenant les paramètres expérimentaux du laser, les valeurs typiques de ν_{tr} et de ν_r sont respectivement 1 kHz et 60 kHz. Bien que le modèle analytique que nous utilisons repose sur plusieurs simplifications, il apporte suffisamment de renseignements pour réaliser la boucle de contre-réaction. En particulier, il permet de prédire les valeurs de ν_r et ν_{tr} quel que soit le point de fonctionnement du laser (taux de pompage, pertes intracavité etc...). En outre, il montre que le laser se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre pour les fréquences comprises entre ν_{tr} et ν_r , et comme un filtre d'ordre 3 pour les fréquences supérieures à ν_r . Le laser n'est donc plus sensible aux fluctuations de la pompe au delà de 65 kHz. Par conséquent, nous limiterons la bande passante de la contre-réaction à 100 kHz.

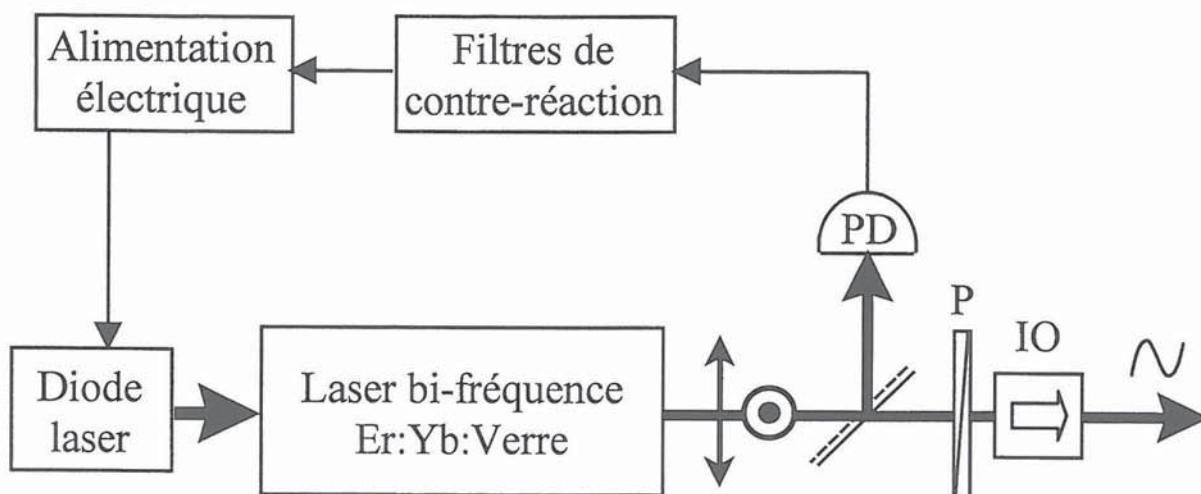


Figure 46 : Schéma expérimental de la boucle d'asservissement de l'intensité. P : polariseur ; IO : isolateur optique ; PD : photodiode. Les fluctuations d'intensité du laser sont corrigées par contre-réaction sur la puissance de pompe.

Connaissant la fonction de transfert du laser, nous réalisons la boucle d'asservissement en intensité représentée sur la Figure 46. Une partie de la puissance totale du laser est prélevée puis envoyée sur une photodiode. Après amplification, le signal électrique est filtré, puis inversé avant d'être injecté dans l'entrée de modulation de l'alimentation de la

pompe [168]. Ce circuit de contre-réaction est détaillé dans l'annexe 3. En boucle ouverte, le spectre de bruit d'intensité relatif (RIN) du laser est reporté sur la Figure 47. On reconnaît sur ce spectre le pic à la fréquence des oscillations de relaxation à $\nu_r = 75$ kHz dans cet exemple. Lorsque la boucle d'asservissement est fermée, on observe une réduction de 25 dB de ce pic (voir Figure 47). Le bruit relatif d'intensité atteint alors -105 dB/Hz à 75 kHz et -120 dB/Hz autour de 20 kHz.

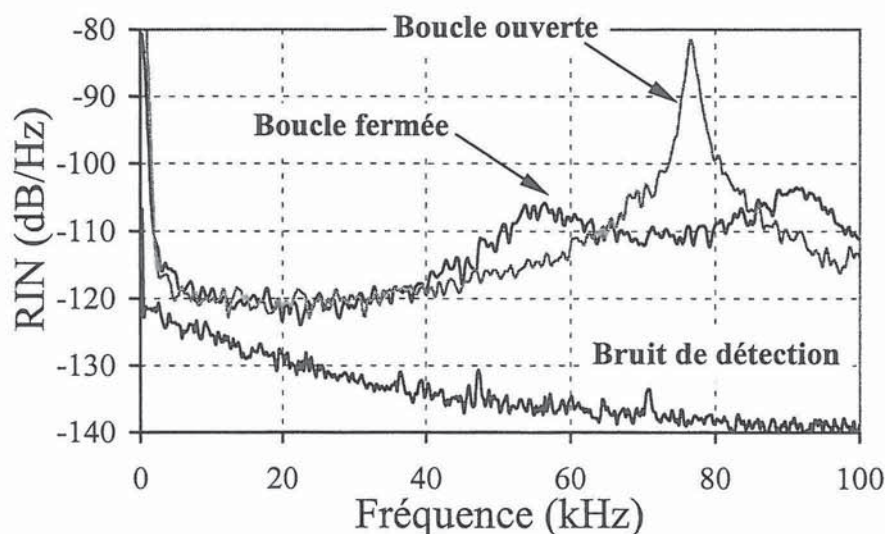


Figure 47 : Observation à l'analyseur de spectre électrique (plage d'acquisition 100 kHz, résolution 250 Hz) du bruit d'intensité relatif du laser avec et sans asservissement de l'intensité. En boucle fermée, l'amplitude du pic des oscillations de relaxation diminue de 25 dB.

3. *Résultat: oscillateur local GHz optique.*

Rappelons que la boucle d'asservissement en phase nous a permis dans un premier temps de stabiliser la fréquence de battement entre les deux états propres du laser. La boucle d'asservissement en intensité a ensuite été mise en place pour stabiliser l'intensité de sortie du laser aux basses fréquences. Lorsque ces deux boucles sont fermées, la fréquence de battement reste accrochée à l'oscillateur local électrique pendant des heures. De plus, comme attendu, l'atténuation du bruit d'intensité aux basses fréquences est accompagnée d'une diminution des bandes latérales à ± 65 kHz de la fréquence de battement de 20 dB (voir

Figure 48). Comme le montre le spectre de la Figure 49, nous mesurons alors une largeur à mi-hauteur du battement limitée à 10 Hz par la résolution de l'analyseur de spectre.

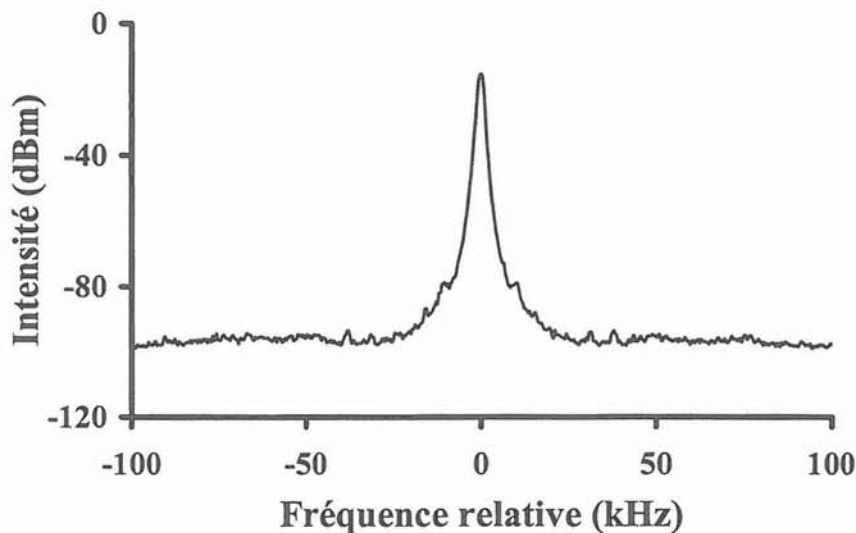


Figure 48 : Battement observé à l'analyseur de spectre électrique (plage d'acquisition 200 kHz, résolution 1 kHz) lorsque la boucle d'asservissement de l'intensité est fermée. On peut remarquer la disparition des deux pics à ± 65 kHz de la fréquence de battement.

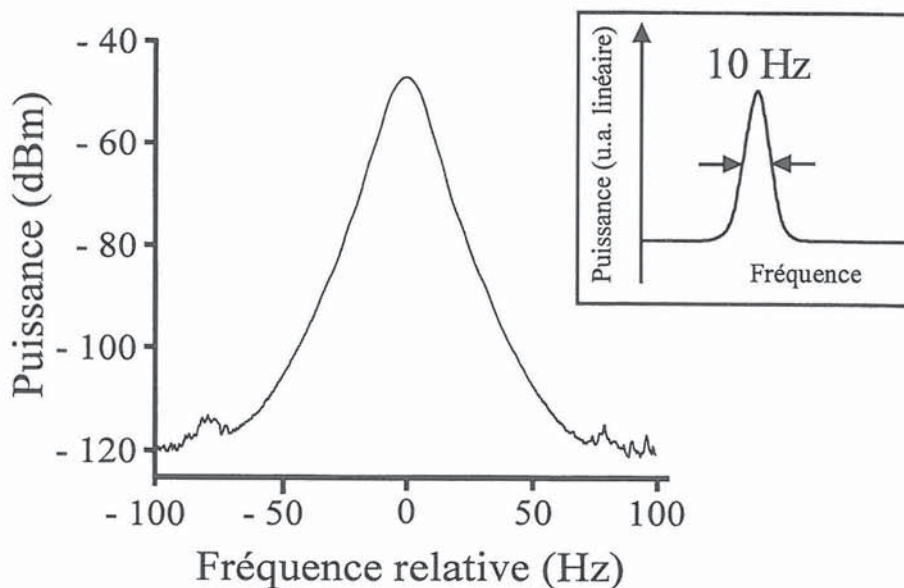


Figure 49 : Spectre du battement observé sur une plage de 200 Hz avec une résolution de 10 Hz. Encart : même chose en échelle linéaire. On peut noter que la largeur à mi-hauteur du pic de battement est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre électrique.

Finalement, le bruit de phase est évalué sur une largeur spectrale de 1 MHz et comparé avec celui de l'oscillateur local dans la Figure 50. On voit que, dans la plage d'asservissement de la phase (700 kHz), le bruit de phase du battement reproduit remarquablement bien celui de l'oscillateur local électrique. Notons cependant la présence d'un bruit résiduel à la fréquence des oscillations de relaxation à 65 kHz et à la fréquence des oscillations d'échange d'énergie entre les deux états propres, nommée fréquence d'antiphase, à 9 kHz [23]. Ce bruit résiduel devrait pouvoir être éliminé avec un asservissement d'intensité plus performant. Il est intéressant de remarquer que, de part la conception du laser bi-fréquence, il est possible d'atteindre les qualités d'un oscillateur local électrique sans grandes difficultés. En effet, contrairement au cas où deux lasers monomodes indépendants seraient utilisés, une plage d'accrochage de 3 MHz suffit pour assurer un asservissement robuste. En outre, l'existence d'une remontée de bruit aux fréquences "d'antiphase" n'est pas gênant dans notre cas. En effet, lorsque le polariseur en sortie du laser est orienté autour de 45° des axes x et y de façon à obtenir un taux de modulation du battement maximum, ce bruit est minimisé puisqu'il correspond à un "échange d'intensité" entre les deux états propres [169].

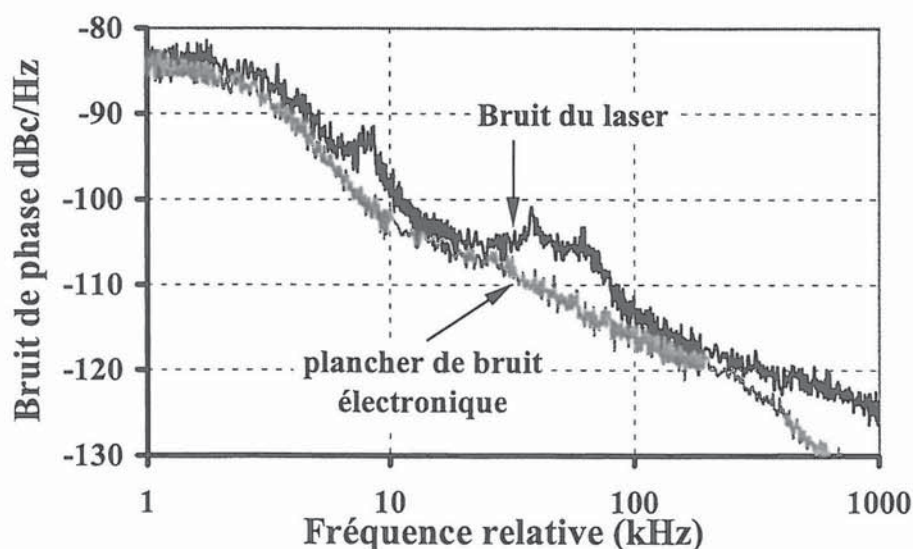


Figure 50 : Spectre expérimental du bruit de phase du battement (bruit du laser) et de l'oscillateur local de référence (plancher de bruit électronique).

4. *Perspectives.*

Ce laser a servi de démonstrateur dans le cadre du projet OPTIMM (OPTIQUE MilliMétrique) du Réseau National de Recherche en Télécommunications. Ce projet qui rassemble plusieurs partenaires ¹⁷ a pour but de démontrer la faisabilité du déport optique de signaux millimétriques hertziens autour de 55 GHz [170]. Les résultats obtenus ici à 1 GHz avec le laser Er:Yb:Verre à deux fréquences ont ainsi permis de valider ce principe. Des travaux sont actuellement en cours pour réaliser le microlaser monolithique de la Figure 51-a qui servira d'oscillateur local optique à 55 GHz. En utilisant l'équation (58) nous obtenons le battement à 55 GHz en choisissant une longueur de 250 μm pour le milieu actif et de 30 μm pour le cristal de LTO. Comme le montre l'étude du couplage dans les verres dopés à l'erbium et l'ytterbium, cette cavité est suffisamment courte pour assurer l'oscillation monomode longitudinale. D'autre part on s'attend à ce que la constante de couplage entre les deux états propres soit supérieure à 0,85 puisque leur recouvrement spatial est supérieur à celui de deux modes longitudinaux. Néanmoins on doit pouvoir obtenir l'oscillation simultanée de ces deux états propres pourvu que leurs fréquences soient situées de part et d'autre du sommet de la courbe de gain (voir Figure 51-b). Ceci est possible en ajustant précisément, à la fabrication, la longueur optique totale de la cavité laser. Dans le cas contraire, la solution envisagée est de corriger un éventuel décalage de la longueur d'onde moyenne par rapport au sommet de la courbe de gain en jouant sur la température du laser (voir chapitre II).

En conclusion, nous avons réalisé le verrouillage en phase du battement entre deux états propres de polarisations orthogonales d'un laser Er:Yb:Verre. L'utilisation d'un cristal électro-optique intracavité offre un moyen simple d'obtenir un générateur optique de micro-ondes commandé en tension. La largeur à mi-hauteur du signal de battement est alors

¹⁷ CEA-LETI, FRANCE TELECOM R&D, IEMN Lille, IRCOM Limoges, LAR Rennes, LPL et OPTO+.

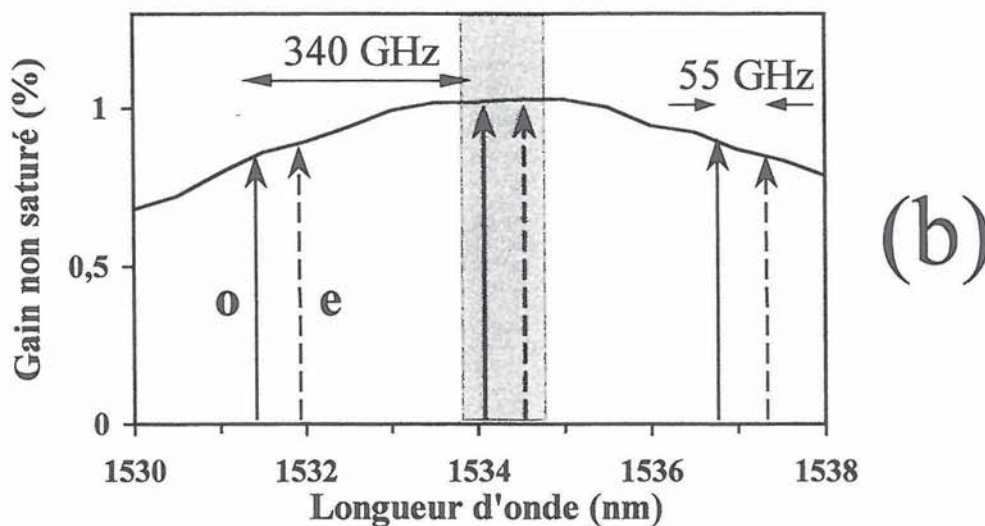
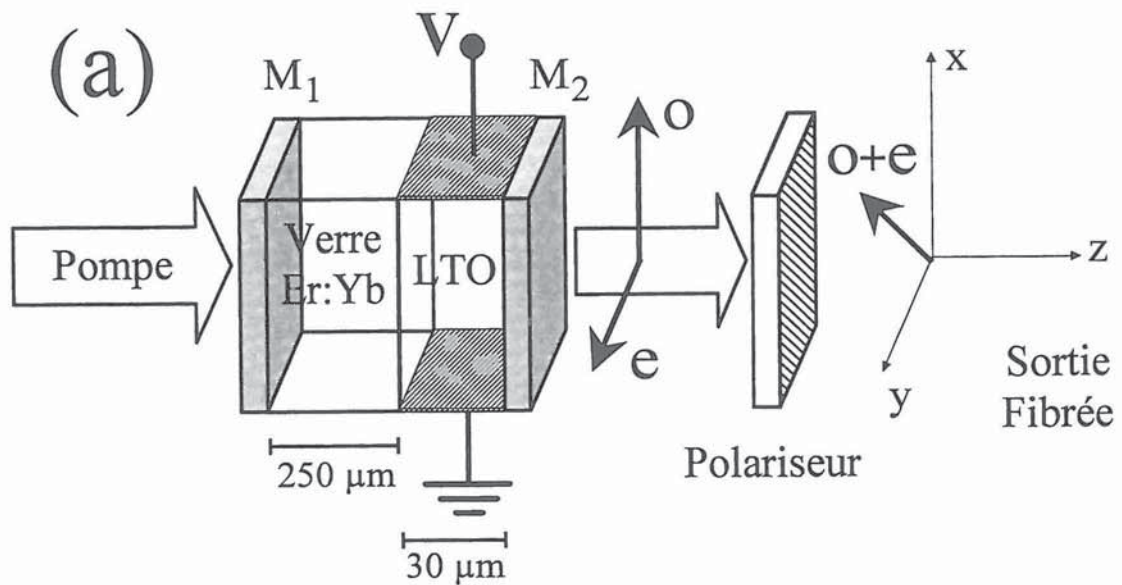


Figure 51 : (a) Schéma de l'oscillateur local optique monolithique à 55 GHz. M_1 et M_2 sont des miroirs directement déposés respectivement sur le milieu actif (Er:Yb:Verre) et sur le cristal (LTO). Le milieu actif est dopé avec les mêmes concentrations d'erbium et d'ytterbium que celles du laser de la Figure 2. (b) Spectre théorique du gain net autour de 1534 nm en prenant 1 % de pertes par aller-retour. o : état propre ordinaire ; e : état propre extraordinaire. La zone grisée représente la plage spectrale calculée dans laquelle la longueur d'onde ordinaire doit se trouver pour avoir l'oscillation monomode longitudinale.

inférieure à 10 Hz. La réduction du bruit d'intensité du laser, en contre-agissant sur la puissance de pompe, permet d'atténuer la hauteur des pics parasites associés à la fréquence

des oscillations de relaxation du laser. L'association des deux boucles d'asservissement permet alors d'obtenir un spectre de bruit de phase compatible avec les besoins des télécommunications. L'architecture particulière du laser bi-fréquence permet en outre d'ajuster la fréquence du signal micro-onde mais aussi de choisir la longueur d'onde de la porteuse optique. Finalement, ce système peut être adapté à une gamme de fréquences plus élevée, en réduisant les dimensions du laser. L'utilisation de microlasers monolithiques est en cours d'étude et devrait permettre d'atteindre des fréquences de 55 GHz utiles pour le déport optique de signaux millimétriques hertziens pour certains systèmes de communication courte portée [171,172].

C. Laser THz avec référence absolue: laser à deux axes.

La fréquence de battement entre les deux états propres du laser à un axe développé précédemment est accordable entre 0 et $c/4L$. Bien que cela permette déjà de réaliser des oscillateurs optiques locaux, on ne peut pas espérer dépasser la centaine de GHz. Or, comme nous l'avons fait remarquer, la largeur spectrale du gain d'un verre dopé à l'erbium est supérieure à cette valeur limite. Ainsi, la question qui se pose est de savoir s'il est possible d'exploiter toute cette largeur spectrale pour générer un battement accordable à des fréquences THz. Par ailleurs, nous avons montré dans le chapitre précédent que la constante de couplage entre les états propres d'un laser Er:Yb:Verre est proche de la valeur critique 1 [173]. De plus, nous avons mis en évidence que les coefficients de saturation croisés varient avec les longueurs d'onde des deux états propres. Par conséquent, la réalisation d'une source à deux longueurs d'onde accordables sur plusieurs nanomètres est, a priori, une tâche ardue puisqu'il sera nécessaire d'ajuster de manière précise les pertes pour chaque couple de longueurs d'onde. Cependant, nous savons que la séparation spatiale des états propres dans le milieu actif d'un laser Nd:YAG a permis récemment de générer un battement de quelques dizaines de GHz [13], c'est-à-dire d'aller au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité laser. Il est donc légitime de se demander si avec une telle architecture, qui annule la constante de couplage entre les deux états propres, il est possible de générer avec un laser Er:Yb:Verre un battement accordable dans la gamme du THz. Si tel est le cas, on peut s'interroger sur les limites de stabilité en fréquence d'une telle configuration. En particulier, peut-on espérer reporter la stabilité d'une fréquence propre sur l'autre ?

1. *Laser THz biaxe.*

a. **Rappel sur les lasers biaxes.**

Nous avons vu dans le chapitre II que l'insertion dans la cavité laser d'un cristal de calcite taillé à 45° de son axe optique permettait d'obtenir l'oscillation sur deux axes distincts. Les deux états propres de la cavité étaient, dans cet exemple, superposés dans le milieu actif et séparés dans le reste de la cavité. Cependant, comme nous l'avons déjà fait remarquer, la configuration inverse est aussi possible, c'est-à-dire les deux états propres séparés dans le milieu actif et superposés dans le reste de la cavité [174]. Nous rappelons ici le modèle des matrices de Jones généralisées [175] qui permet de décrire ce type de laser à deux axes. Pour tenir compte des deux axes de propagation, le champ électrique est décrit par un vecteur à 4 composantes

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{ex} \\ E_{ey} \\ E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix}, \quad (65)$$

où E_{ij} est la composante du champ associée à l'axe i ($i = o$: axe ordinaire, $i = e$: axe extraordinaire) polarisée suivant la direction j ($j = x, y$). Les éléments optiques sont décrits par des matrices de Jones généralisées 4×4 . Les états propres et leurs fréquences sont alors obtenus grâce à la condition de résonance $\mathbf{M}\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E}$ où \mathbf{M} est la matrice de Jones 4×4 pour un aller-retour du champ électromagnétique dans la cavité laser [28]. Pour illustrer ce formalisme dans le cas qui nous intéresse, considérons la cavité schématisée sur la Figure 52. La matrice de Jones \mathbf{M} en partant du miroir courbe s'écrit

$$\mathbf{M} = \mathbf{A}\bar{\mathbf{C}}\bar{\mathbf{C}}\mathbf{A}, \quad (66)$$

où

$$\vec{C} = \begin{bmatrix} \exp(i\phi_o) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(i\phi_e) \\ 0 & 0 & \exp(i\phi_o) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (67)$$

est la matrice de JONES généralisée du cristal biréfringent quand le champ se propage de gauche à droite. ϕ_o et ϕ_e sont les déphasages liés aux propagations ordinaire et extraordinaire

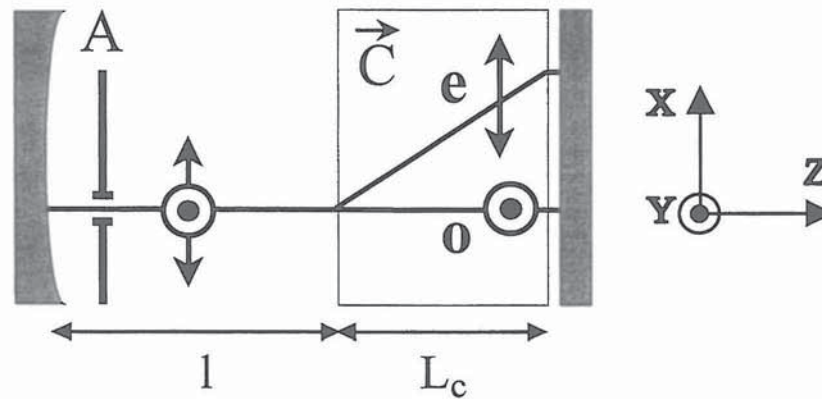


Figure 52 : Représentation schématique d'une cavité optique contenant un élément à double réfraction C. o et e sont respectivement les rayons ordinaire et extraordinaire. A est un diaphragme. L_c et l la longueur géométrique du cristal de calcite et l la longueur géométrique du reste de la cavité.

dans le cristal. \vec{C} est la matrice transposée de \vec{C} (pour un champ se propageant de droite à gauche) et

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (68)$$

est la matrice de Jones généralisée du diaphragme. Notons ici que contrairement à \vec{C} et \vec{C} , la matrice A est réversible. La résolution de la condition de résonance donne les deux vecteurs

propres et leurs fréquences propres. On obtient alors l'état ordinaire

$$\mathbf{E}_o = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (69)$$

de fréquence propre

$$\nu_o = \frac{c}{2L} \left(p_o - \frac{\phi_o}{\pi} \right), \quad (70)$$

et l'état extraordinaire

$$\mathbf{E}_e = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (71)$$

de fréquence propre

$$\nu_e = \frac{c}{2L} \left(p_e - \frac{\phi_e}{\pi} \right), \quad (72)$$

où p_o et p_e sont des entiers fixés par l'ordre du mode considéré. Ces deux états propres sont donc, au niveau du miroir de courbe, superposés et polarisés linéairement suivant x et y. Le même calcul en partant du miroir plan donne deux états propres polarisés linéairement suivant x et y mais cette fois-ci séparés spatialement.

b. Montage expérimental et résultats ; le laser THz.

Le laser bi-fréquence à deux axes que nous utilisons dans l'expérience est schématisé sur la Figure 53. Le milieu actif, de longueur 2 mm, est un verre phosphate dopé avec des concentrations de $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ d'erbium et $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ d'ytterbium. La première face, qui sert de miroir d'entrée M_1 , est traitée pour transmettre à 975 nm ($T > 95 \%$) et réfléchir la totalité de la lumière autour de 1550 nm ($R > 99,9 \%$). La deuxième face du milieu actif présente un angle de 2° par rapport à la première face. De plus, un traitement antireflet y est

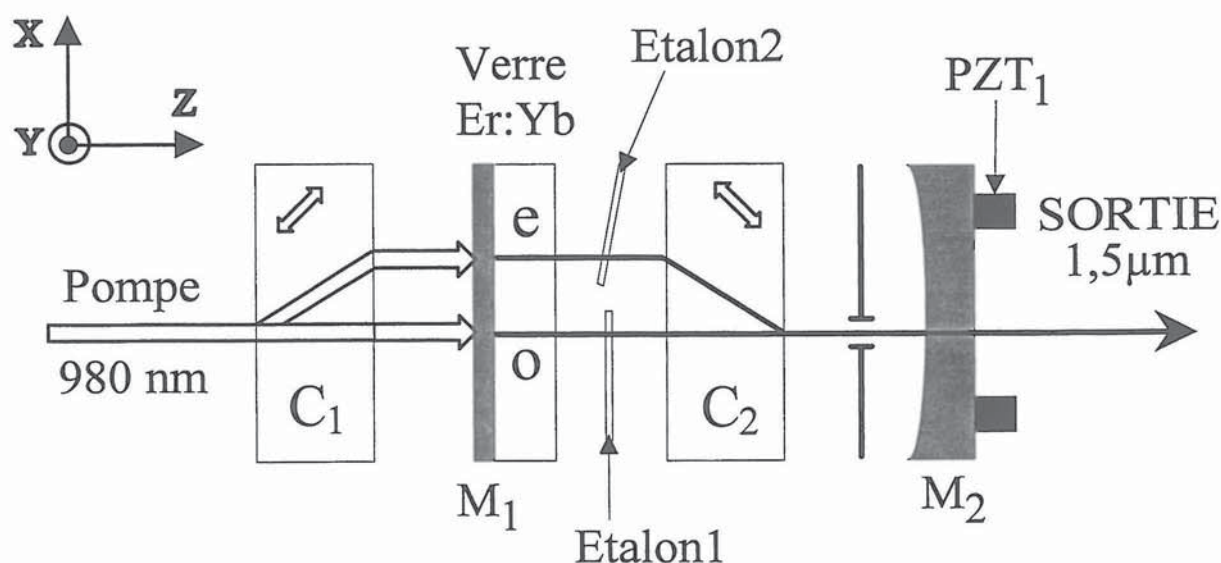


Figure 53 : Schéma expérimental du laser Er:Yb:Verre à deux axes de propagation et à pompage axial. M_1 : miroir d'entrée plan ; M_2 : miroir de sortie sphérique ; C_1 et C_2 : cristaux de calcite à double réfraction ; PZT₁ : céramique piézo-électrique.

déposé pour éviter les effets d'étalon parasites. La cavité laser est fermée par un miroir concave M_2 de rayon de courbure 10 cm. Ce miroir a un coefficient de transmission de 0,5 % autour de 1550 nm. Nous obtenons la séparation spatiale des états propres en insérant dans le résonateur un cristal de calcite C_2 de longueur 10 mm. Ce cristal uniaxe est taillé à 45° de son axe optique et un traitement antireflet autour de 1550 nm est déposé sur ses deux faces. Les deux états propres du résonateur sont alors polarisés linéairement suivant les directions x (état extraordinaire) et y (état ordinaire). De plus, ces deux états propres sont séparés de 1 mm entre C_2 et M_1 et superposés dans le reste de la cavité. Pour assurer l'oscillation monomode transverse des deux états propres, nous plaçons près du coupleur de sortie M_2 un diaphragme A de diamètre 4 mm. Nous utilisons comme laser de pompe un $TiAl_2O_3$ accordé sur le pic d'absorption de l'ytterbium à 975 nm. Afin de pomper efficacement les deux axes propres du laser, nous insérons sur le trajet du faisceau de pompe un deuxième cristal de calcite C_1 (voir Figure 53). Ce cristal permet de séparer le faisceau de pompe incident en deux faisceaux parallèles de 350 mW chacun et séparés de 1 mm. La puissance relative des deux faisceaux peut être ajustée en changeant la polarisation du faisceau incident grâce à une lame demi-onde

placée avant C_1 . Finalement, les deux faisceaux de pompe sont focalisés au niveau du milieu actif au moyen d'une lentille située devant le cristal C_1 . Au foyer, les faisceaux ont un diamètre de $80 \mu\text{m}$. Grâce à cette architecture à deux axes de propagations, les deux états propres du laser oscillent simultanément et indépendamment l'un de l'autre puisque la constante de couplage est désormais nulle.

Afin d'obtenir l'oscillation d'un seul mode longitudinal dans chaque état propre, nous insérons un étalon de silice fondue sur chaque bras (voir Figure 53). Ces deux étalons identiques ont une épaisseur de $40 \mu\text{m}$. Leurs deux faces possèdent un traitement qui réfléchit 30 % de l'intensité autour de 1550 nm . En plus de rendre chaque état propre monomode, ces étalons sont conçus de façon à pouvoir accorder les deux longueurs d'onde. Enregistrons alors le spectre de l'état propre ordinaire à l'aide d'un monochromateur à réseau. Dans un premier

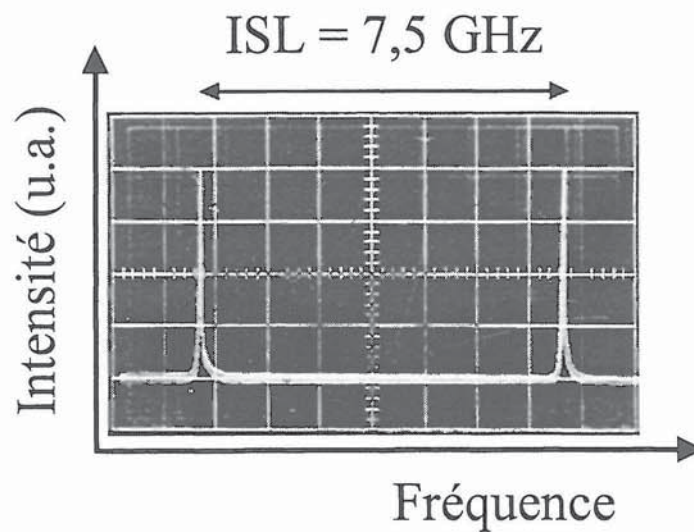


Figure 54 : Oscillation mono-fréquence de l'état propre ordinaire observée à travers un Fabry-Perot confocal d'intervalle spectral libre $7,5 \text{ GHz}$.

temps, quand l'étalon est quasiment perpendiculaire à l'axe de propagation ordinaire, nous obtenons une longueur d'onde d'oscillation $\lambda_o = 1545 \text{ nm}$. En inclinant l'étalon, λ_o décroît de façon monotone pour atteindre $1538,7 \text{ nm}$ pour un angle d'incidence de l'étalon de $\theta = 9^\circ$. Si

on incline davantage l'étalon, λ_o passe à 1562 nm et décroît à nouveau progressivement pour atteindre 1540,5 nm à $\theta = 16^\circ$. A l'aide d'un Fabry-Perot, nous vérifions que l'état ordinaire reste monomode tout au long de cette excursion comme illustré dans la Figure 54. Naturellement, l'accordabilité se fait par pas discrets de 1,5 GHz, c'est-à-dire 0,012 nm, correspondant à l'intervalle spectral libre de la cavité. Cependant, si besoin est, on peut

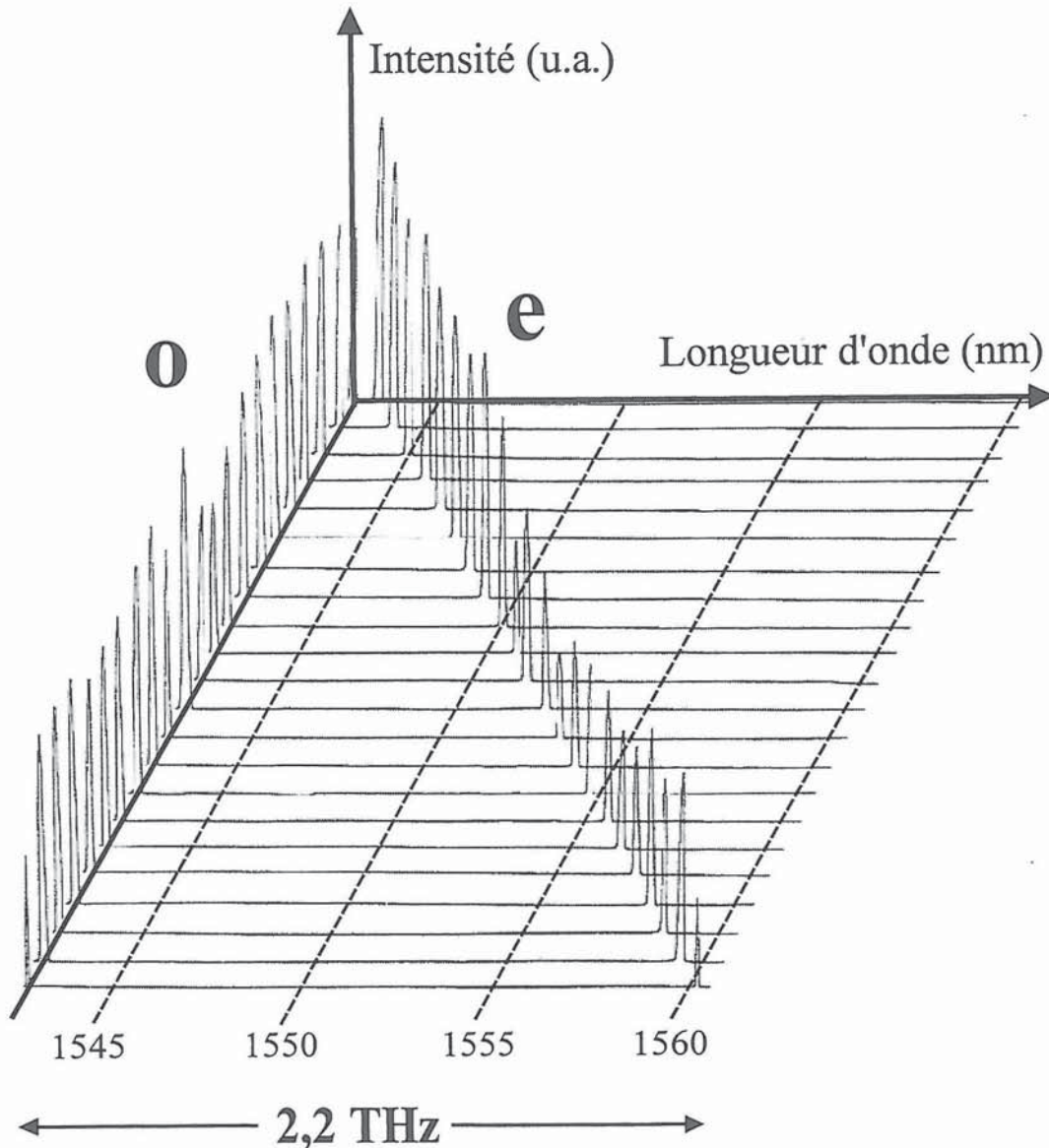


Figure 55 : Observation expérimentale du spectre du laser avec un monochromateur à réseau. La longueur d'onde de l'état propre ordinaire est fixée à 1542,6 nm pendant que la longueur d'onde de l'état propre extraordinaire est incrémentée avec un pas de 0,8 nm. Ici, la puissance de sortie du laser est à peu près de 7 mW.

facilement obtenir une accordabilité continue en insérant sur l'axe de propagation un cristal électro-optique [126] ou encore deux lames quart d'onde [13]. De manière similaire, ce comportement doit être observé sur l'état extraordinaire. Nous le confirmons expérimentalement en analysant le spectre de la Figure 55. Dans cet exemple, nous avons fixé λ_o à 1542,6 nm et balayé la longueur d'onde extraordinaire λ_e de 1543,4 à 1560,2 nm avec un pas de 100 GHz, c'est-à-dire 0,8 nm. Nous avons choisi ce pas car il correspond à l'écart spectral typique entre deux canaux dans beaucoup de systèmes de télécommunication optique multiplexés en longueur d'onde [176]. Nous vérifions ainsi que ce laser à deux axes oscille, comme attendu, sur deux longueurs d'onde qui sont indépendamment accordables sur une plage de 22 nm.

Pour les applications nécessitant des ondes sub-millimétriques, on obtient la modulation de l'intensité à des fréquences THz en plaçant un polariseur en sortie du laser avec son axe passant à 45° des axes x et y. La fréquence de battement est alors donnée par

$$\nu_b = c \left| \frac{1}{\lambda_o} - \frac{1}{\lambda_e} \right|, \quad (73)$$

où c est la vitesse de la lumière. Etant donnée la séparation spectrale que nous venons d'obtenir ($\lambda_e - \lambda_o = 22$ nm), on s'attend à ce que la fréquence de battement soit accordable de 0 à 2,7 THz. Cette limite supérieure est loin de la bande passante des photodiodes usuelles. Par conséquent, nous utilisons un interféromètre de Michelson pour examiner le signal de battement. L'intensité de sortie I_m en fonction de l'allongement ΔL du bras mobile de l'interféromètre s'écrit [177]

$$I_m = \frac{I_0}{2} \left[\cos\left(\frac{2\pi}{c} \nu_b \Delta L\right) \cos\left(\frac{2\pi}{c} (\nu_o + \nu_e) \Delta L\right) + 1 \right], \quad (74)$$

où I_0 est l'intensité de sortie de chaque état propre. Un interférogramme typique, obtenu avec $\lambda_o = 1543,2$ nm et $\lambda_e = 1553,2$ nm, est présenté dans la Figure 56. Notons, dans cet

interférogramme, la présence des franges associées à la fréquence optique moyenne du laser (voir Figure 56-b) donnée par l'expression (74). La fréquence de battement ν_b mesurée d'après la Figure 56-a vaut alors 1,27 THz, conformément au résultat donné par la formule (73).

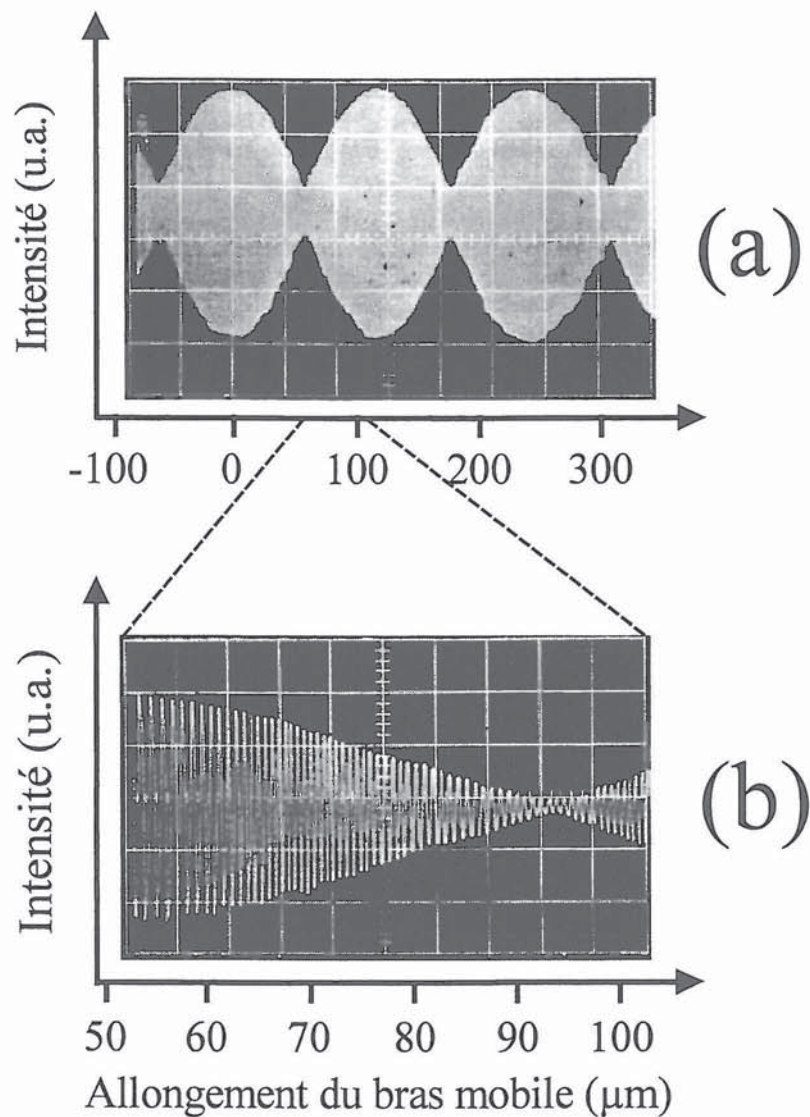


Figure 56 : (a) Observation expérimentale du battement à la fréquence de 1,25 THz avec un interféromètre de Michelson. (b) Agrandissement d'une portion de (a). On peut y voir la modulation à 1,25 THz des franges d'interférences.

Pour mesurer la pureté spectrale du battement généré par le laser, il n'est plus possible d'employer l'interféromètre de Michelson. Nous réduisons donc la différence de fréquence

entre les deux états propres à 100 MHz. Le faisceau laser est ensuite focalisé sur une photodiode rapide suivie d'un analyseur de spectre électrique. Le signal de battement a une largeur à mi-hauteur inférieure à 9 kHz limitée par la résolution de l'analyseur de spectre, ce qui est typique des lasers solides oscillant librement [178].

Nous venons donc de voir que l'association de la séparation spatiale des états propres avec deux étalons intracavité ajustables nous a permis de réaliser un laser Er:Yb:Verre à deux fréquences largement accordables. Contrairement au schéma mono-axe de la partie précédente, les deux états propres sont indépendants l'un de l'autre. Ceci permet d'accorder leur différence de fréquence bien au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité. Nous avons vu, en outre, que la largeur à mi-hauteur du battement était du même ordre de grandeur que celle obtenue avec le laser bi-fréquence mono-axe quand aucune précaution n'est prise. Comme pour le schéma mono-axe, on peut s'interroger sur les performances du laser bi-axe en terme de stabilité fréquentielle. C'est l'objet de la partie qui suit.

2. *Stabilisation: intérêt intrinsèque du laser bi-fréquence.*

Le développement accéléré des télécommunications optiques à 1,55 μm a été suivi à partir des années 80 d'un besoin incessant d'augmenter le débit d'informations transmises à travers une seule fibre [179]. L'augmentation de ces débits a été possible grâce au multiplexage en longueur d'onde (WDM), technique qui repose sur l'utilisation en parallèle de plusieurs porteuses optiques réparties sur toute la plage de gain des amplificateurs à fibres. La capacité de transmission des lignes fibrées est donc proportionnelle au nombre de canaux utilisés et par conséquent inversement proportionnelle à l'écart spectral entre deux canaux voisins. La tendance actuelle étant de multiplier le nombre de porteuses, l'espacement entre canaux des nouveaux réseaux approche les 25 GHz avec une bande passante de 2,5 GHz par canal [180]. Par ailleurs des tests de transmission sur des canaux espacés de seulement 2 GHz ont déjà été réalisés en laboratoire [181]. Dans ce contexte, pour sonder les nouvelles générations de réseaux, calibrer les appareils de mesure, tester les filtres optiques, mesurer

avec précision la fréquence des sources lasers, il est nécessaire de disposer de lasers accordables et d'une référence absolue [182]. Comme une partie des raies ro-vibrationnelles de l'acétylène couvre la bande C¹⁸ des télécommunications [183], plusieurs travaux rapportent l'asservissement de lasers sur ces références absolues. En particulier, des montages utilisant un laser Er:Yb:Verre monomode - solide ou à fibre - accordé sur le profil Doppler des raies du C₂H₂ ont été réalisés [184,185]. D'autres schémas utilisant des lasers à semi-conducteurs asservis sur le profil Doppler [186] ou sur le pic d'absorption saturée [187] des raies de C₂H₂ ont aussi été proposés. Cependant l'espacement moyen entre ces raies étant de 60 GHz, ces lasers mono-fréquences ne peuvent pas pointer toutes les fréquences définies par le peigne des canaux WDM. Il est alors nécessaire d'utiliser deux lasers, c'est-à-dire un laser accordable et un laser stabilisé qui sert d'oscillateur local. Cependant, leurs bruits non corrélés dégradent la précision de pointé du laser accordable. Or, nous venons de voir que l'oscillation de deux longueurs d'onde indépendamment accordables pouvait être réalisée dans une seule cavité laser grâce à la séparation spatiale des états propres. Il est donc logique de se demander si un tel laser stabilisé sur une référence absolue ne constitue pas une solution simple au problème. Selon la précision de pointé requise, nous expérimenterons deux types d'asservissements.

Le laser bi-fréquence à séparation spatiale des états propres que nous utilisons est similaire à celui de la Figure 53. Quelques améliorations sont néanmoins apportées. Afin de gagner en stabilité, nous utilisons comme source de pompage une diode laser fibrée (OPC-A002-FC/150). Le faisceau de pompe étant dépolarisé, sa puissance est équitablement répartie sur les deux bras du laser. Le miroir de sortie de la cavité qui est monté sur une céramique piézo-électrique a un rayon de courbure de 5 cm. La longueur de la cavité peut ainsi être réduite à 5 cm, ce qui ramène l'intervalle spectral libre à 3 GHz. Il est alors possible en jouant sur la tension aux bornes du piézo-électrique de moduler la fréquence du laser sur une plage

¹⁸ La bande C des télécommunications optiques correspond à la plage spectrale comprise entre 1530 et 1565 nm.

supérieure à 1 GHz sans risque de saut de mode. Pour une puissance de pompe de 500 mW, la sortie du laser consiste en un faisceau bi-fréquence de puissance 8 mW. A l'aide d'un analyseur de spectre optique, nous observons que les deux états propres sont indépendamment accordables de 1530 à 1550 nm. Il est intéressant de remarquer que la plage d'accordabilité est différente de celle obtenue dans la première expérience. Ce comportement est lié au fait que le spectre de gain net dépend du niveau de pertes dans la cavité et du recouvrement entre les modes de la pompe et du signal. Ce phénomène, qui a déjà été décrit expérimentalement [188] dans le cas d'un verre co-dopé à l'erbium et l'ytterbium, peut aussi être observé dans d'autres milieux actifs à spectres de gain larges [189]. Nous développons le modèle correspondant dans l'annexe 1.

a. Calcul des sources de dérive de la fréquence de battement.

Pour obtenir une fréquence "absolue-accordable", par exemple ν_o , nous choisissons d'asservir ν_e sur une des raies de l'acétylène isotopique $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$. La valeur de ν_o est alors déduite à partir de la mesure du battement entre les deux états propres. Avant de passer à l'expérience, il est intéressant d'estimer les différents facteurs qui peuvent dégrader la stabilité en fréquence des deux états propres et de leur différence de fréquence. Pour cela, prenons le schéma simplifié de la cavité à deux axes de la Figure 52. Nous notons l_o et l_e les chemins optiques des faisceaux ordinaire et extraordinaire dans le cristal de calcite, et l le chemin optique commun aux deux états propres. La fréquence de battement entre les deux états propres s'écrit alors

$$\nu_b = \nu_e - \nu_o = \frac{c}{2} \left(\frac{p_e}{l_e + l} - \frac{p_o}{l_o + l} \right), \quad (75)$$

où p_o et p_e sont les entiers qui représentent les ordres des fréquences ordinaire et extraordinaire respectivement. En outre, le calcul de l_o et l_e en fonction des indices ordinaire et extraordinaire donne [190]

$$l_o = n_o L_c, \quad (76)$$

$$l_e = \frac{\sqrt{2} L_c}{\sqrt{n_o^{-2} + n_e^{-2}}}, \quad (77)$$

où L_c est la longueur géométrique du cristal de calcite. A 1535 nm, $n_o = 1,6339$ et $n_e = 1,47725$ [191]. On voit d'après l'expression (75), que la stabilité du battement peut être dégradée soit par des fluctuations de l , soit par des fluctuations de l_o et l_e . Le premier cas correspond à des variations de chemin optique vues en même temps par les deux états propres. Les variations de longueur de la cavité laser ou la dilatation du milieu actif sous l'effet de la température en sont des exemples. Le deuxième cas, quant à lui, correspond à des variations différentielles des chemins optiques dans le cristal de calcite sous l'effet de la température par exemple. Nous négligerons les éventuelles variations différentielles qui peuvent apparaître dans le milieu actif car elles sont petites par rapport celles induites par le cristal biréfringent.

i. Variation de l .

Evaluons d'abord la variation de la fréquence de battement avec la longueur de la cavité laser, c'est-à-dire quand la partie commune l se dilate ou se rétracte. En faisant un développement limité au premier ordre en l de l'expression (75), la variation de la fréquence de battement $\delta\nu_b$ en fonction de la variation de la longueur de la cavité δl s'écrit

$$\delta\nu_b \cong -\delta l \left(\frac{\nu_e}{l_e + l} - \frac{\nu_o}{l_o + l} \right). \quad (78)$$

δl n'est pas facilement mesurable. Or, on sait que la variation de la longueur de la cavité se traduit par une variation de ν_o et ν_e . Nous pouvons donc réécrire la relation (78), en fonction des variations de la fréquence optique moyenne du laser $\delta\nu_o \approx \delta\nu_e$, sous la forme

$$\delta\nu_b \cong \delta\nu_o \frac{l_o - l_e}{l_e + l}. \quad (79)$$

En prenant les paramètres expérimentaux du laser bi-fréquence, nous trouvons alors $\delta\nu_b = 17$ MHz pour $\delta\nu_o = 1$ GHz. Ceci confirme l'intérêt du laser bi-fréquence comparé à deux lasers indépendants.

ii. *Variations de l_e et l_o .*

Si, à l'opposé, on considère que la longueur de la partie commune entre les deux états propres ne bouge pas, calculons comment agissent des variations de l_o et l_e sur la fréquence de battement. En supposant que l est constant, le développement limité de ν_b au premier ordre suivant les variations δl_o et δl_e de l_o et l_e donne :

$$\delta\nu_b \cong \nu_o \left(\frac{\delta l_o}{l_o + l} - \frac{\delta l_e}{l_e + l} \right) - \nu_b \frac{\delta l_e}{l_e + l}. \quad (80)$$

Les variations de l_o et l_e étant principalement provoquées par les variations des indices ordinaire et extraordinaire sous l'effet de la température¹⁹, nous négligeons les variations de L_c . Il est alors possible d'estimer $\delta\nu_b$ à l'aide des relations

$$\frac{\delta l_o}{l_o} = \frac{\delta n_o}{n_o}, \quad (81)$$

$$\frac{\delta l_e}{l_e} = \frac{\delta n_o}{n_o} \frac{1}{1 + (n_o/n_e)^2} + \frac{\delta n_e}{n_e} \frac{1}{1 + (n_e/n_o)^2}, \quad (82)$$

¹⁹ On peut montrer que la fréquence de battement est cinq fois moins sensible à la dilatation thermique du cristal de calcite qu'aux variations des indices par effet thermique.

calculées à partir des expressions (76) et (77). En prenant $dn_o/dT = 0,2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ et $dn_e/dT = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [191], nous trouvons $\delta\nu_b/dT \approx -200 \text{ MHz/}^\circ\text{C}$. Notons que cette valeur est du même ordre de grandeur que celle mesurée dans le cas du laser mono-axe avec LTO. Les expressions (80), (81) et (82) permettent aussi de calculer la variation de la fréquence de battement liée aux effets de dispersion dans le cristal. En prenant $dn_o/d\nu_o = 1,272 \times 10^{-7} \text{ GHz}^{-1}$ et $dn_e/d\nu_e = 1,357 \times 10^{-7} \text{ GHz}^{-1}$ [191], nous trouvons $\delta\nu_b \approx -300 \text{ kHz}$ pour $\delta\nu_o = 1 \text{ GHz}$. On peut ainsi remarquer que les effets de dispersion sont deux ordres de grandeur plus petits que les effets géométriques donnés par l'expression (79). On pourra donc négliger les effets liés à la dispersion.

iii. Variations de ν_b quand ν_e est asservie.

Finalement, en tenant compte des différentes contributions calculées ci-dessus, nous pouvons estimer les variations de la fréquence de battement quand un des états propres, ν_e par exemple, est asservi sur une référence absolue. Dans ce cas, une éventuelle variation du chemin optique total de l'état extraordinaire est tout de suite compensée par la cale piézo-électrique. La fréquence de battement sera uniquement sensible aux variations de $l_e - l_o$ tel que

$$\delta\nu_b = \nu_o \frac{\delta l_o - \delta l_e}{l_o + l} \quad (83)$$

Au bilan, nous pouvons dire que les variations de ν_b liées aux fluctuations de la longueur de la cavité sont automatiquement annulées dès qu'une des fréquences propres est calée sur une référence absolue. On s'attend alors à ce que la précision de pointé de la fréquence sonde soit limitée par les fluctuations de température qui induisent une variation de la biréfringence dans le cristal de calcite. Notons que, si besoin est, ce problème pourrait facilement être surmonté en réalisant une cavité symétrique, à deux cristaux biréfringents têtes-bêches, dans laquelle les deux états propres verraient le même chemin optique.

b. Asservissement et résultats.

i. Sur le profil Doppler de la raie.

Dans un premier temps, nous utilisons la boucle d'asservissement schématisée dans la Figure 57. Une tension sinusoïdale appliquée sur la cale piézo-électrique (PZT_1) module les fréquences propres du laser à 95 Hz. Nous prélevons une partie du faisceau extraordinaire pour l'envoyer sur une cellule contenant de l'acétylène isotopique $^{13}C_2H_2$. Cette cellule de 5 cm de long est remplie à une pression de 2 Torr. Nous mesurons l'intensité transmise au moyen d'une photodiode placée derrière la cellule. En ajustant l'inclinaison de l'étalon extraordinaire, il est possible de décrire le profil des différentes raies d'absorption (P) de la

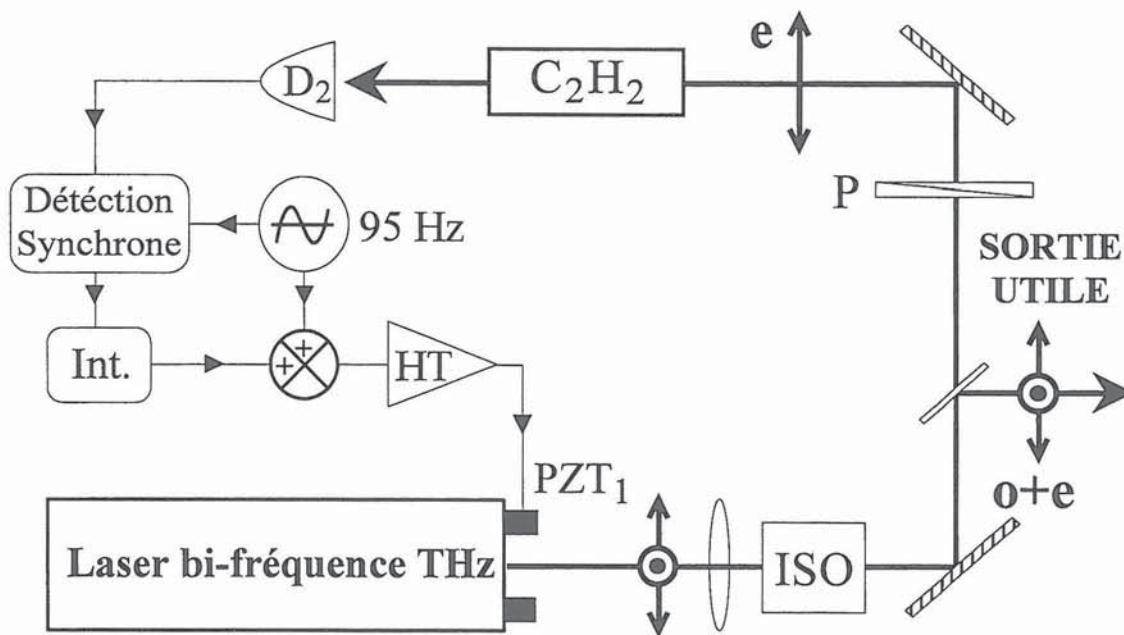


Figure 57 : Montage expérimental qui permet d'asservir la fréquence extraordinaire sur une raie d'absorption de l'acétylène. PZT_1 : céramique piézo-électrique qui supporte le miroir de sortie du laser ; ISO : isolateur optique ; P : polariseur dont l'axe passant est aligné avec la polarisation extraordinaire ; D_2 : détecteur ; Int. : circuit intégrateur ; HT : alimentation haute tension.

bande ($\nu_1 + \nu_3$) de l'acétylène [186] présentées sur la Figure 58. Nous identifions les raies en question à l'aide d'un analyseur de spectre optique préalablement calibré sur la raie à 1523 nm

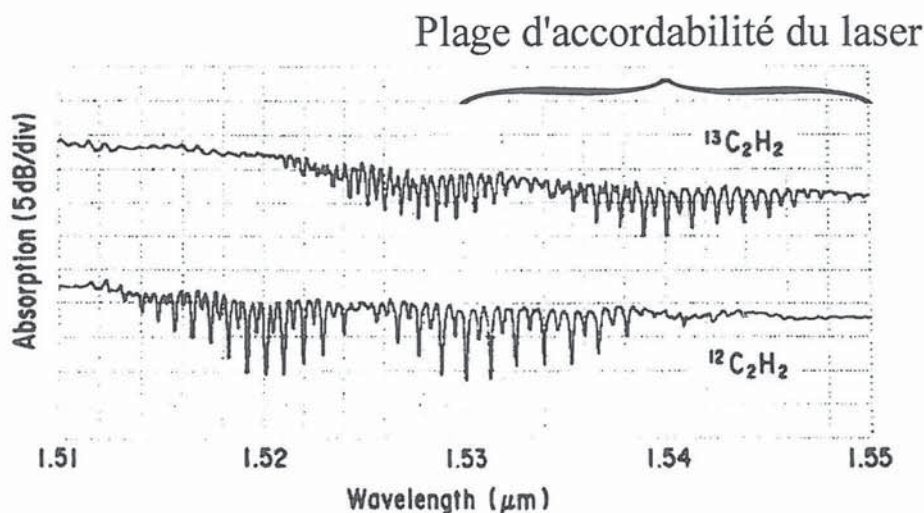


Figure 58 : Spectres d'absorption de l'acétylène isotopique $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ et $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ autour de 1530 nm. Ces données proviennent de la littérature : Y. Sakai et al., *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 75 (1992).

d'un laser He-Ne. Afin d'asservir la fréquence extraordinaire sur le sommet d'une des raies de l'acétylène, le signal électrique fourni par la photodiode est amplifié puis injecté à l'entrée d'une détection synchrone (temps de réponse 0,3 s). Le signal d'erreur est ensuite intégré,

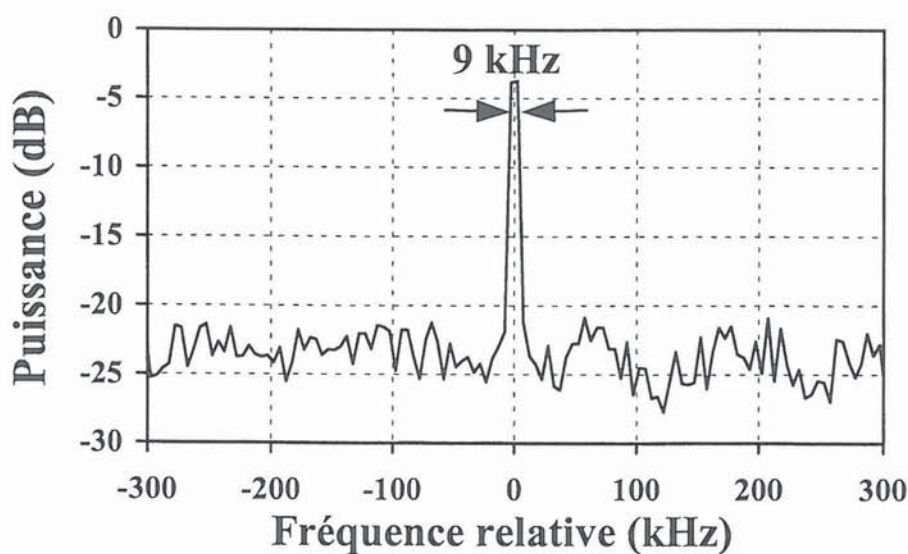


Figure 59 : Observation expérimentale de la largeur spectrale du signal de battement entre les deux états propres. La largeur à mi-hauteur de 9 kHz est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre électrique.

amplifié puis envoyé sur la cale PZT₁. Lorsque la boucle est fermée, ν_e reste calé au sommet de la raie choisie pendant des heures. La précision en fréquence estimée à partir du signal d'erreur est meilleure que 10 MHz. Elle est principalement limitée par la modulation de ν_e de ± 4 MHz nécessaire à l'asservissement. A présent, ν_e fait office d'oscillateur local pour mesurer la fréquence accordable ν_o . Le spectre de la Figure 59 montre un signal de battement typique centré à 1,286 GHz. Dans cet exemple, nous avons asservi ν_e sur la raie P(6) située à 1536,534 nm. La largeur à mi-hauteur du battement est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre à 9 kHz. Ainsi le spectre de la Figure 59 montre clairement que les modulations des fréquences optiques ν_o et ν_e (± 4 MHz) ne contribuent pas au signal de battement puisqu'elles sont égales au premier ordre. L'évolution de cette fréquence de battement en fonction du temps est reportée sur la Figure 60. Notons tout d'abord que, quand le laser oscille

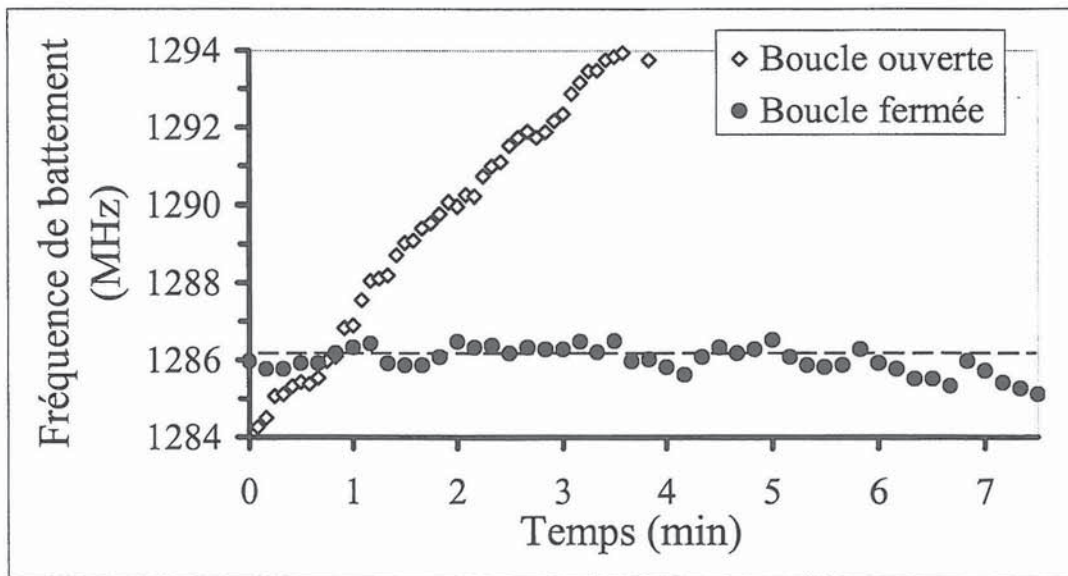


Figure 60 : Observation expérimentale de l'évolution en fonction du temps de la fréquence de battement en boucle ouverte (losanges) et en boucle fermée (cercles). En boucle ouverte, la dérive du battement est due principalement aux dilatations de la cavité. On peut remarquer que la fréquence de battement ne dérive plus quand la fréquence extraordinaire est calée sur une raie de l'acétylène (la raie P(6) dans cet exemple).

librement, la fréquence de battement dérive. Par une observation au Fabry-Perot, nous vérifions que ce comportement est lié à la dérive des fréquences optiques ν_o et ν_e . Nous mesurons alors $\delta\nu_b = 12$ MHz pour $\delta\nu_e = 1$ GHz, en accord avec le résultat donné par la

relation (79). En revanche, quand la boucle d'asservissement est fermée, les variations à long terme de $|\nu_e - \nu_o|$ sont inférieures à 1 MHz. Conformément aux prédictions, étant donné que les deux oscillateurs optiques partagent la même cavité, l'asservissement d'une des fréquences stabilise automatiquement l'autre fréquence. Ainsi, la mesure de la fréquence de battement associée à la connaissance de ν_e permet de disposer d'une fréquence accordable ν_o connue à mieux que 5×10^{-8} . Cette précision est suffisante pour sonder les réseaux WDM. Cependant, pour les applications de métrologie ou pour les réseaux WDM futurs, une plus grande précision est nécessaire. Or nous venons de voir que la précision sur la fréquence accordable ν_o était limitée par celle de la référence ν_e estimée à 10 MHz. Nous nous proposons donc d'accroître la précision de ν_e en nous affranchissant de la largeur Doppler de la raie de référence.

ii. *Sur le pic d'absorption saturée.*

Pour nous s'affranchir de la largeur Doppler, nous mettons en place le montage de la Figure 61. Afin de saturer les raies de l'acétylène, nous insérons la cellule de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ dans un Fabry-Perot pour profiter du facteur de surtension de la cavité. La cellule de 20 cm de long est fermée à ses extrémités par deux fenêtres placées à l'angle de Brewster. Nous abaissons la pression du gaz à 25 mTorr pour réduire l'élargissement collisionnel [192]. La cavité Fabry-Perot a une longueur de 30 cm. Elle est constituée d'un miroir d'entrée plan et d'un miroir de sortie concave de rayon de courbure 1 m. Ces deux miroirs ont un coefficient de réflexion de 99 % autour de 1535 nm et sont montés sur des céramiques piézo-électriques PZT₂ et PZT₃. Dans ces conditions la finesse du Fabry-Perot contenant la cellule est de 150. Comme schématisé sur la Figure 61, nous mettons en place deux boucles d'asservissement classiques. La première permet d'asservir le laser sur la résonance du Fabry-Perot par la méthode de Pound-Drever [193]. Pour cela, une partie du faisceau extraordinaire traverse le modulateur de phase électro-optique MEO qui génère deux bandes latérales à ± 15 MHz de la fréquence extraordinaire. Le faisceau est ensuite dirigé sur la cavité Fabry-Perot et la partie réfléchie focalisée sur un détecteur rapide. Le signal électrique obtenu est alors démodulé à 15 MHz

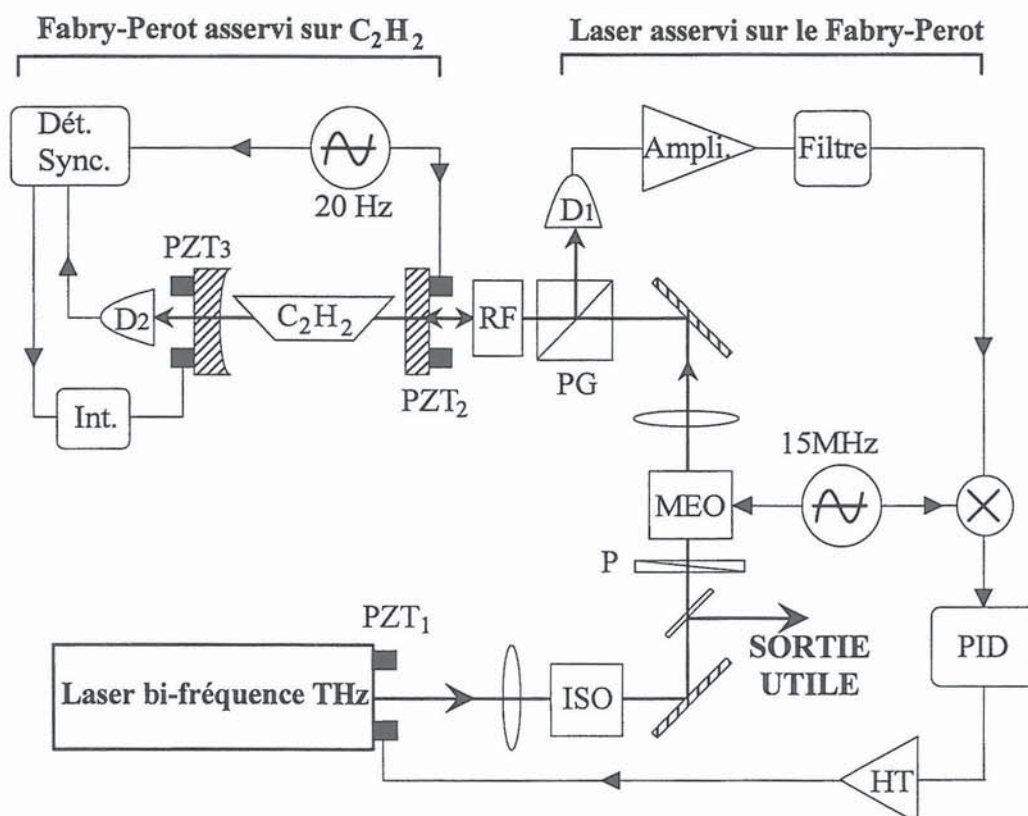


Figure 61 : Montage expérimental qui permet d'asservir la fréquence extraordinaire sur le pic d'absorption saturée d'une raie de l'acétylène. La saturation de la transition est obtenue en plaçant la cellule d'acétylène dans une cavité Fabry-Perot. PZT₁, PZT₂ et PZT₃ sont des céramiques piézo-électriques. ISO : isolateur optique ; P : polariseur dont l'axe passant est aligné avec la polarisation extraordinaire ; MEO : modulateur de phase électro-optique ; PG : polariseur de Glan ; RF : rotateur Faraday d'angle de rotation 45° ; D₁, D₂ : détecteurs ; Dét. Sync. : détection synchrone ; Int. : circuit intégrateur ; PID : électronique contenant des circuits proportionnel, intégrateur et dérivateur. HT : alimentation haute tension. La fréquence extraordinaire est asservie sur une résonance du Fabry-Perot par la méthode de Pound-Drever. La résonance de cavité Fabry-Perot est ensuite asservie sur le maximum du pic d'absorption saturée de la raie d'acétylène choisie.

puis filtré. Nous obtenons ainsi un signal d'erreur qui après amplification commande l'élongation de la céramique PZT₁ du laser. Les détails du circuit utilisé sont rapportés en annexe. La deuxième boucle d'asservissement permet, quant à elle, d'asservir avec une détection synchrone la cavité Fabry-Perot sur le pic d'absorption saturée.

Dans un premier temps, afin de localiser le sommet de la raie choisie, on se sert de la cellule d'acétylène à haute pression du premier montage. Tout d'abord, on amène ν_e sur la raie d'absorption en inclinant l'étalon extraordinaire. Ensuite on asservit ν_e sur la résonance la plus proche du Fabry-Perot grâce à la première boucle d'asservissement. Pour caractériser le pic d'absorption saturée, nous appliquons une rampe de tension sur la céramique PZT₂, ce qui permet de balayer la résonance du Fabry-Perot sur 50 MHz. La courbe de la Figure 62 montre le signal transmis par la cavité Fabry-Perot lorsque sa résonance décrit le sommet du profil Doppler de la raie P(6). Nous pouvons remarquer la présence d'un pic d'absorption saturée. Ce dernier a un contraste de 2 % et une largeur à mi-hauteur de 700 kHz. A partir du calcul du

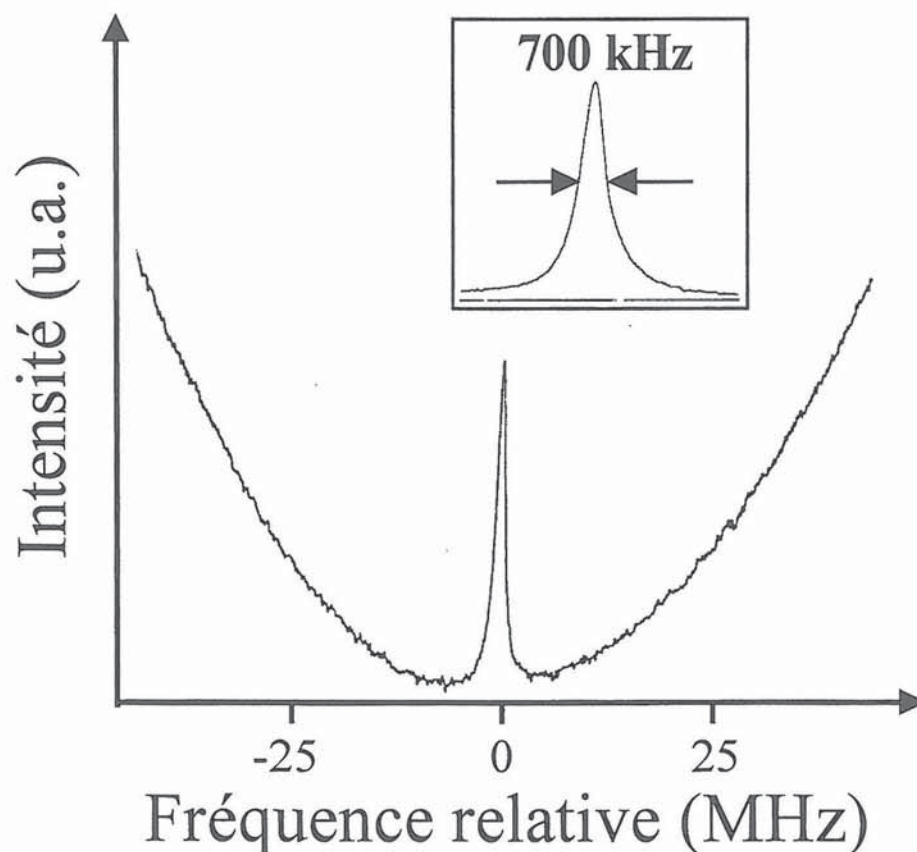


Figure 62 : Profil Doppler de la raie P(6) de l'acétylène isotopique $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ obtenu en observant l'intensité transmise par le Fabry-Perot en fonction de sa fréquence de résonance. On peut remarquer la présence du pic d'absorption saturée. Encart : Observation expérimentale du pic d'absorption saturée avec une plus grande résolution.

diamètre de mode dans la cavité, nous vérifions que la largeur de raie est limitée par le temps de transit, ce qui est en accord avec les expériences antérieures [194]. Grâce au facteur de surtension dans la cavité Fabry-Perot, une puissance de 2 mW suffit à saturer correctement la transition. Pour asservir la cavité Fabry-Perot sur le pic d'absorption saturée, nous modulons sa fréquence de résonance à l'aide de la céramique PZT₂. Cette modulation d'amplitude 80 kHz crête-crête est suffisamment lente (20 Hz) pour que le laser reste calé sur la résonance du Fabry-Perot. Dans ces conditions, l'intensité transmise par la cavité, qui est aussi modulée à 20 Hz, est injectée dans une détection synchrone (temps de réponse 10 s). Le signal d'erreur est finalement intégré puis appliqué à la cale PZT₃. La Figure 63 représente l'évolution du signal d'erreur en fonction du temps. Quand la deuxième boucle d'asservissement est fermée, les variations de ν_e sont inférieures à 10 kHz pour un temps de réponse effectif de 10 s.

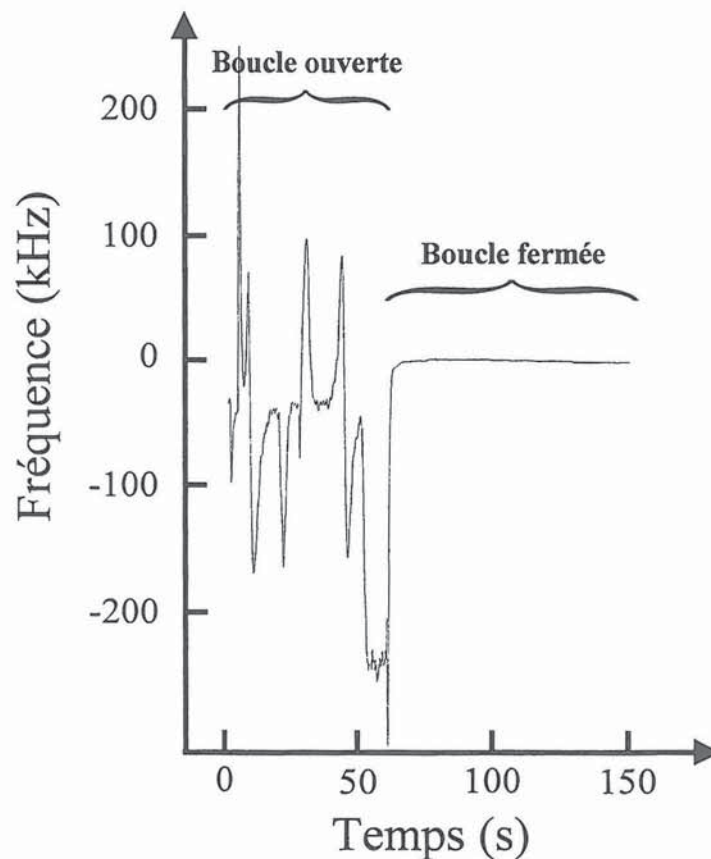


Figure 63 : Evolution du signal d'erreur quand la boucle d'asservissement du Fabry-Perot est ouverte puis fermée.

Comme prévu, l'utilisation du deuxième montage permet de gagner deux ordres de grandeur sur la précision de ν_e . Nous vérifions alors qu'il est possible de mesurer la fréquence de battement $|\nu_e - \nu_o|$ à 9 kHz près comme pour l'asservissement sur le profil Doppler (voir Figure 59). Ainsi, nous disposons d'une sonde accordable dont la fréquence est stable à 10^{-10} pour un temps de réponse de 10 s. D'un point de vue pratique, le battement entre la sonde et la référence absolue est difficilement mesurable au delà de 50 GHz. Cette limitation ne pose cependant pas de problème puisque que la fréquence de référence peut être calée sur les raies successives de l'acétylène qui sont espacées en moyenne de 60 GHz.

En conclusion, nous avons vu que la séparation spatiale des états propres associée à deux étalons internes et à un milieu actif solide Er:Yb:Verre permet de réaliser une source à deux fréquences accordables. Les deux états propres du laser sont monomodes et indépendamment accordables sur plus de 20 nm. Selon les applications visées, les deux fréquences peuvent être mélangées pour obtenir un battement de largeur inférieure à 9 kHz et accordable de 0 à 2,7 THz, ou bien être utilisées indépendamment l'une de l'autre. Dans ce dernier cas, nous avons montré que l'asservissement d'une fréquence propre sur une référence absolue stabilise automatiquement l'autre fréquence qui est accordable. Il est alors possible de décrire avec précision la bande C des télécommunications optiques en mesurant le signal de battement entre les deux états propres. Selon la précision de pointé voulue, nous avons proposé deux types d'asservissement. Une boucle d'asservissement sur le profil Doppler des raies du $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ donne une stabilité meilleure que 5×10^{-8} . Dans ce cas la précision de pointé à long terme de la sonde est limitée par la précision de la référence absolue. La deuxième boucle d'asservissement sur le pic d'absorption saturée permet d'atteindre une stabilité de fréquence de 10^{-10} . Dans ces conditions, ce sont les fluctuations thermiques du cristal biréfringent qui limitent la précision de pointé à long terme de la sonde. Soulignons le fait que ceci est à notre connaissance le premier asservissement d'un laser erbium sur une raie sub-Doppler.

D. Conclusion.

L'étude des lasers solides à deux états de polarisation nous a conduit à mettre au point deux architectures de sources bi-fréquences à 1,55 μm . Dans un premier temps, nous avons construit un laser Er:Yb:Verre monoaxe dans lequel la levée de dégénérescence en fréquence entre les états propres a été obtenue en insérant dans la cavité un cristal électro-optique de LiTaO_3 . Nous avons ainsi pu ajuster par commande électrique la différence de fréquence entre les deux états propres. Lorsqu'aucune précaution n'est prise, le signal de battement, obtenu par mélange hétérodyne des deux fréquences optiques, a une largeur à mi-hauteur de 10 kHz, principalement limitée par les fluctuations acoustiques dans la cavité laser. En mettant en œuvre une boucle à verrouillage de phase à 1 GHz, nous avons réduit la largeur à mi-hauteur du battement à 10 Hz. Par ailleurs, nous avons mis en évidence que le bruit d'intensité à basse fréquence était reporté sur le spectre du battement. Ce bruit se traduit par l'apparition de deux pics satellites à la fréquence des oscillations de relaxation. En stabilisant l'intensité du laser par contre-réaction sur la puissance de pompe, nous avons alors montré qu'il était possible de réduire la hauteur de ces pics de 20 dB. Nous avons ainsi réalisé une porteuse optique modulée en intensité dont le bruit de phase répond au cahier des charges d'un oscillateur local pour le déport optique de signaux sub-millimétriques hertziens. En plus de sa simplicité (un milieu actif Er:Yb:Verre, un cristal de LiTaO_3 et un étalon), cette source agile offre la possibilité d'accorder la longueur d'onde de la porteuse sur 20 nm autour de 1540 nm. Enfin, des travaux sont actuellement en cours pour étendre ce principe à un oscillateur local monolithique à 55 GHz. Les enseignements tirés de l'étude du couplage entre modes dans les microlasers Er:Yb:Verre laissent penser qu'un tel système est réalisable.

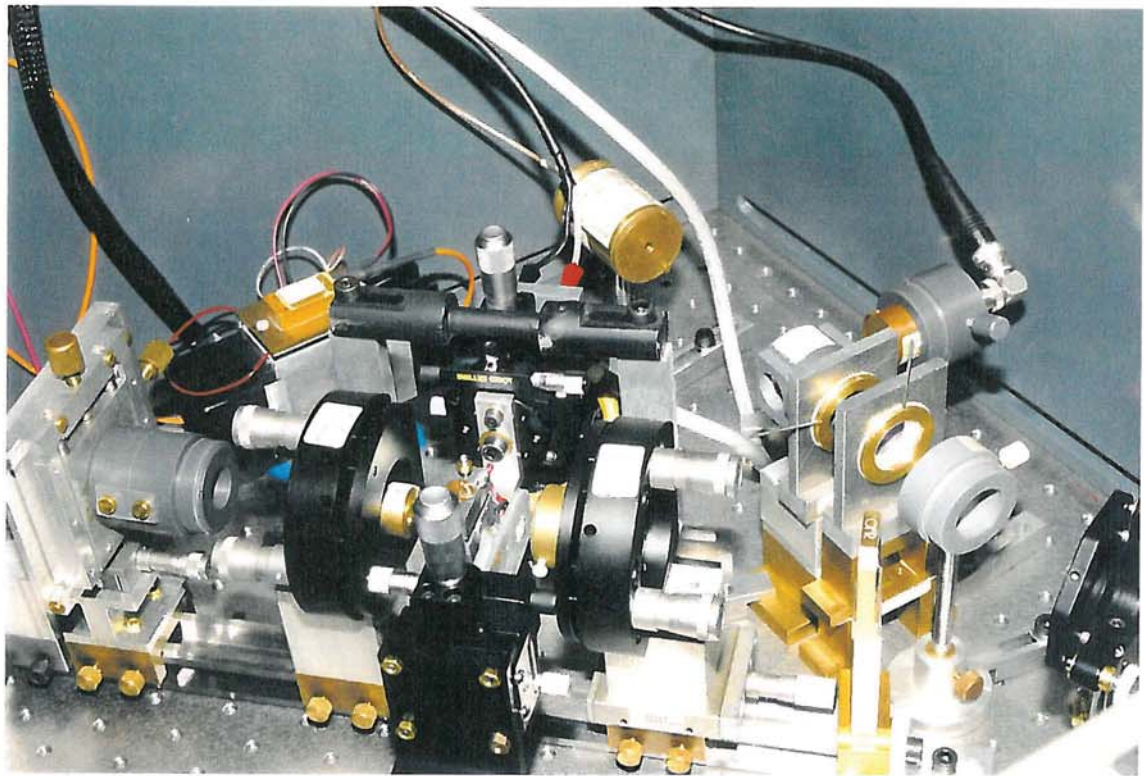
La deuxième architecture étudiée est celle d'un laser bi-fréquence Er:Yb:Verre à deux axes de propagation dans lequel la constante de couplage entre les deux états propres est nulle. Nous avons montré que la séparation spatiale des états propres associée à l'utilisation de

deux étalons permettait d'écarter les deux fréquences bien au-delà de l'intervalle spectral libre de la cavité laser. Nous avons ainsi obtenu un battement accordable de 0 à 2,7 THz avec une largeur de raie de 9 kHz. Des études sont actuellement en cours pour générer à partir de ce battement une onde THz continue et monochromatique par mélange dans un semi-conducteur absorbant [195]. Nous avons ensuite étudié la stabilité de fréquence des deux états propres. En asservissant la fréquence extraordinaire sur une des raies de l'acétylène, nous avons montré que la fréquence ordinaire se trouvait automatiquement stabilisée puisque les deux oscillateurs optiques partagent la même cavité laser. Cette propriété remarquable des lasers bi-fréquences à deux états de polarisation permet alors de disposer d'une sonde accordable sur 20 nm, dont la fréquence optique est mesurée à partir du battement entre les deux états propres. Ainsi, selon la précision requise, il est possible d'asservir la fréquence extraordinaire sur le profil Doppler, ou sur le pic d'absorption saturée d'une des raies de l'acétylène. Dans le premier cas, nous avons estimé la précision de pointé de la fréquence accordable à 10 MHz. Dans le second cas la précision de pointé est de 10 kHz seulement. Plusieurs améliorations du système sont envisageables. Il est possible d'augmenter la plage d'accordabilité jusqu'à 50 nm (6 THz) en utilisant un verre fluoré dopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. Par ailleurs, on peut accroître la précision de la fréquence de référence en s'affranchissant de la modulation de la cavité Fabry-Perot avec un asservissement à deux bandes latérales²⁰ du type Nice-Ohms [196]. De plus, l'utilisation d'un modulateur de phase intracavité [197] devrait permettre de contrôler la dérive à long terme de la fréquence accordable. La faible largeur spectrale intrinsèque du laser solide est alors compatible avec des précisions de pointé sub-kilo-Hertz. Ce laser devrait donc pouvoir trouver des applications en spectroscopie pompe-sonde haute résolution et dans le contrôle cohérent des processus atomiques et moléculaires. Finalement, le faisceau bi-fréquence est

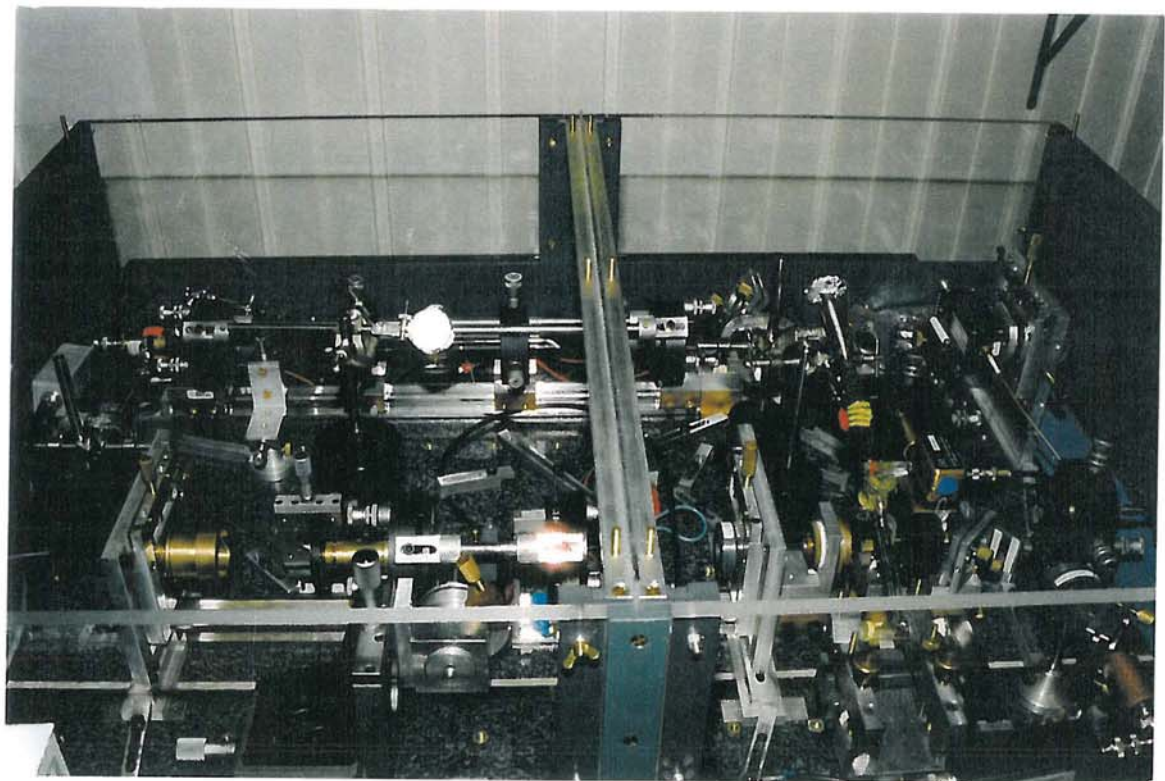
²⁰ Le faisceau laser est modulé en phase par deux modulateurs électro-optiques. Le premier fournit deux bandes latérales qui permettent d'asservir le laser sur la cavité Fabry-Perot. Le deuxième modulateur électro-optique génère deux autres bandes latérales dont les fréquences coïncident avec les résonances $n+1$ et $n-1$ de la cavité Fabry-Perot. Cette technique permet de réaliser la spectroscopie FM intracavité des raies saturées.

facilement amplifiable, avec les amplificateurs à fibres du commerce, pour fournir un signal de battement puissant pour les applications radar à sécurité oculaire.

Le laser bi-fréquence monoaxe : oscillateur local sur porteuse optique.



Le laser THz biaxe avec référence absolue.



Chapitre IV

Régimes dynamiques

IV. Régimes dynamiques.

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés uniquement aux lasers solides dans leurs régimes stationnaires à une ou deux fréquences. Cependant, nous savons que ces lasers peuvent présenter des régimes dynamiques singuliers, notamment lorsque deux modes ou plus coexistent dans la cavité laser. Dans ce dernier cas, on observe des comportements inhabituels qui sont souvent dûs à l'existence de mécanismes de couplage entre les différents modes du laser. Nous en donnons ici deux illustrations : (i) le couplage linéaire entre deux états propres d'un même mode longitudinal et (ii) le couplage non-linéaire entre les phases ("mode-locking") des modes de deux états propres.

A. Nouveaux régimes dynamiques dans les lasers solides.

1. *Introduction.*

Nous avons vu, jusqu'à présent, que les propriétés d'un laser solide vectoriel étaient correctement décrites par les équations d'évolution des populations et des intensités dans la cavité laser. Développé par STATZ et DE MARS [21], ce formalisme repose sur une description semi-classique du système champ-atome dans lequel la polarisation atomique est éliminée adiabatiquement. Il permet, notamment, de décrire les régimes transitoires ("spiking") et les oscillations de relaxation des lasers solides monomodes. De plus, il peut être étendu aux lasers présentant plusieurs modes en tenant compte du "hole burning" spatial [23,169]. Mais, là encore, l'interaction champ-atome est traitée de manière scalaire. Ces extensions ne peuvent, par conséquent, être appliquées qu'aux lasers multimodes oscillant sur un seul état de

polarisation. Or, dans la plupart des lasers solides, la constante de couplage entre les deux modes de polarisations orthogonales est inférieure à 1 [129,173]. Les lasers solides quasi-isotropes peuvent donc être monomodes longitudinalement mais osciller sur deux états propres orthogonaux. Ce type de lasers est le sujet de nombreuses investigations, pour ses applications potentielles en vélocimétrie Doppler, en vibrométrie et pour la génération optique de micro-ondes [13,198-202]. Dans ces exemples, on met à profit l'aptitude du laser à osciller en régime bi-fréquence continu. Pourtant, des comportements auto-impulsionnels ont récemment été observés avec des lasers similaires [203]. On peut donc se demander si le battement des états propres ne peut pas interagir avec les résonances du système pour donner lieu à des comportements temporels intéressants. En effet, nous savons que les lasers solides présentent, dans leurs spectres, des résonances dues à l'existence d'oscillations de relaxation à basse fréquence, c'est-à-dire, entre 10 kHz et 1 MHz [204,205]. D'autre part, il est connu qu'une anisotropie de pertes résiduelle suffit à créer une zone d'accrochage de phase, entre les deux états propres de la cavité froide, dont le seuil d'accrochage peut être de l'ordre du MHz. Ainsi, pour modéliser un tel laser, il devient nécessaire de tenir compte, en plus de la fréquence de battement et de la fréquence des oscillations de relaxation, de cette zone d'accrochage en phase. Un modèle vectoriel qui tient compte de la dépendance transverse de l'interaction champ-atome a été développé, pour expliquer les instabilités de polarisation dans les lasers à fibres fortement multimodes [206,207]. Cependant, il reste mal adapté au cas des lasers monomodes longitudinalement présentant une anisotropie de pertes transverse.

Par conséquent, nous nous proposons, à partir des équations de Maxwell-Bloch dépendantes de la phase, de développer un modèle théorique qui tient compte de la nature transverse de l'interaction atome-champ et qui inclut les anisotropies croisées de phase et de pertes. Nous testerons les prédictions de ce modèle avec un laser Nd:YAG monomode longitudinalement et quasi-isotrope. Nous exploiterons alors les résultats théoriques et expérimentaux pour générer des impulsions courtes dans un microlaser Nd:YAG. Finalement nous mettrons en évidence l'universalité du mécanisme étudié dans un verre dopé Er:Yb.

2. Régimes dynamiques d'un laser Nd:YAG.

a. Théorie.

Avant d'étudier l'interaction entre le champ électromagnétique et le milieu actif, il est nécessaire de faire un rappel sur les états propres d'une cavité contenant des anisotropies de phases et de pertes croisées. Le calcul des états de polarisation et des fréquences propres en régime stationnaire nous servira plus tard de guide dans l'interprétation et la classification des différents résultats que nous obtiendrons.

i. Rappel : calcul des états propres du laser.

Le laser considéré est schématisé sur la Figure 64. Il est constitué d'une cavité Fabry-Perot contenant un milieu actif et des anisotropies de phase et de pertes réglables.

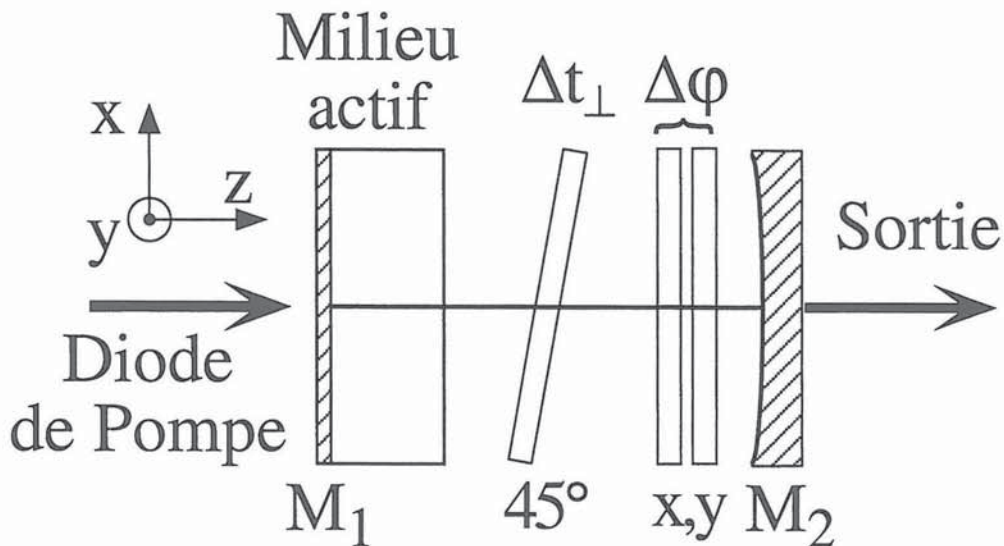


Figure 64 : Montage expérimental. Le milieu actif est un cristal de YAG dopé au néodyme. L'anisotropie de phase $\Delta\varphi$ est obtenue à l'aide de deux lames quart-d'onde dont les orientations sont ajustables. L'anisotropie de pertes Δt_{\perp} orientée à 45° de l'anisotropie de phase est obtenue à l'aide d'un étalon. Ce dernier assure également l'oscillation d'un seul mode longitudinal.

Il s'agit ici de déterminer le mode de polarisation et la fréquence de chaque état propre du laser en occultant, dans un premier temps, la présence du milieu actif. Soient $\Delta\varphi$ l'anisotropie de phase entre les polarisations suivant x et y et Δt_{\perp} une faible anisotropie de pertes non alignée avec $\Delta\varphi$. Dans un souci de simplicité, nous choisissons d'orienter l'axe de moindres pertes à 45° des axes x et y . En partant du milieu de la cavité, la matrice de Jones \mathbf{M} pour un aller-retour du champ électromagnétique dans la cavité s'écrit, si $\Delta t_{\perp} \ll 1$,

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \exp(-i\Delta\varphi) & 0 \\ 0 & \exp(i\Delta\varphi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \Delta t_{\perp} \\ \Delta t_{\perp} & 1 \end{bmatrix}. \quad (84)$$

La résolution de la condition de résonance $\mathbf{M}\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E}$ où \mathbf{E} représente le vecteur champ électromagnétique et λ la valeur propre associée à l'état propre considéré permet de trouver les deux états de polarisation du laser ainsi que leurs fréquences. Dans le cas où l'anisotropie de pertes est nulle (c'est-à-dire $\Delta t_{\perp} = 0$), les deux états propres sont polarisés linéairement suivant les axes x et y et leur différence de fréquence est donnée par

$$\omega_y - \omega_x = \frac{c\Delta\varphi}{L}, \quad (85)$$

où c est la vitesse de la lumière et L la longueur de la cavité. $\omega_y - \omega_x$ varie donc linéairement avec l'anisotropie de phase comme le montre la Figure 65.

Si, maintenant, une faible anisotropie de pertes $\Delta t_{\perp} \ll 1$ est présente dans la cavité, les deux états propres deviennent elliptiques et il apparaît une zone d'accrochage. Le seuil d'accrochage correspond à une différence de fréquence

$$\Delta\omega_l = \frac{c\Delta t_{\perp}}{L}. \quad (86)$$

Il faut donc distinguer deux régimes de fonctionnement. Quand $|\omega_y - \omega_x| < \Delta\omega_l$, les deux états propres sont elliptiques, oscillent à la même fréquence et voient des pertes différentes.

Lorsque $|\omega_y - \omega_x| > \Delta\omega_l$, les deux états propres sont encore elliptiques mais leurs fréquences angulaires ω_+ et ω_- ne sont plus dégénérées comme le montrent les courbes de la Figure 65.

La fréquence de battement ω_b s'écrit alors [208]

$$\omega_b \equiv \omega_+ - \omega_- \approx (\omega_y - \omega_x) \sqrt{1 - \frac{\Delta\omega_l^2}{(\omega_y - \omega_x)^2}}. \quad (87)$$

(voir Figure 65). Remarquons que lorsque l'anisotropie de phase est grande par rapport l'anisotropie de pertes, la fréquence de battement se réduit à l'expression (85). Les états propres de la cavité froide et en particulier leur fréquence de battement donnée par (87) nous serviront de guide pour la discussion physique des résultats. Cependant, des prédictions quantitatives concernant le comportement du laser ne peuvent être faites sans tenir compte du rôle du milieu actif. C'est ce que nous effectuons dans la partie qui suit.

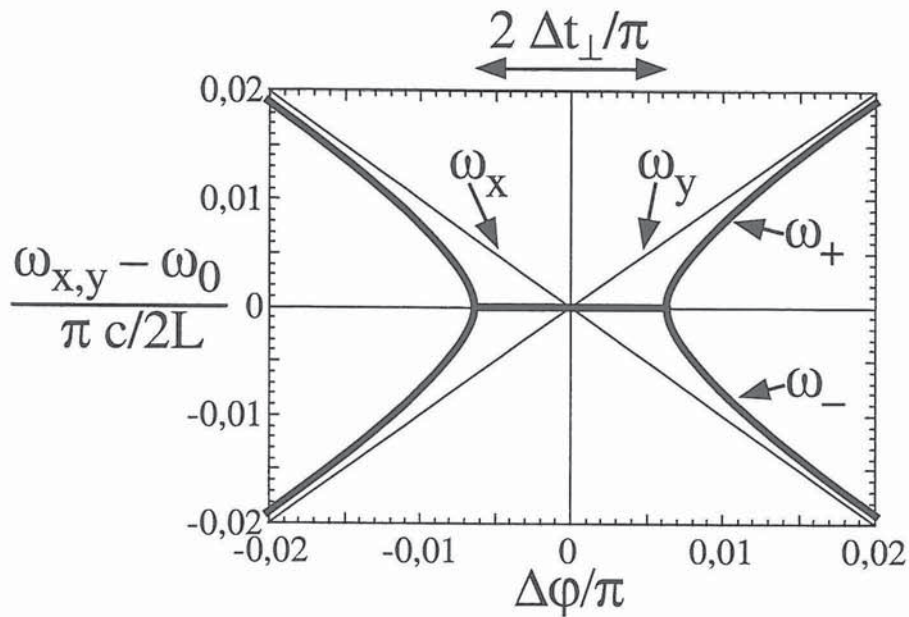


Figure 65 : Evolution des pulsations propres ω_+ et ω_- de la cavité froide en fonction de l'anisotropie de phase $\Delta\varphi$. $\omega_0 = (\omega_x + \omega_y)/2$ est la pulsation moyenne du laser. On peut noter que l'anisotropie de pertes crée une zone d'accrochage $\Delta\omega_l = c\Delta t_\perp/L$.

ii. *Modèle théorique et prédictions.*

Equations de couplage champ-atomes.

Pour décrire le comportement dynamique du laser, nous devons développer les équations de Maxwell-Bloch en tenant compte des anisotropies de la cavité froide, de la nature vectorielle du champ électromagnétique [206,207] et des interactions dépendant de la phase [206,207,209,210]. Dans un premier temps, remarquons que le milieu actif est situé contre le miroir d'entrée de la cavité laser et que son épaisseur ($\leq 2,5$ mm) est très inférieure à la longueur de battement entre deux états propres. Cette hypothèse nous permet de négliger les effets liés au "Hole Burning" spatial et donc de nous affranchir de la dépendance spatiale suivant l'axe optique du champ électromagnétique. Ce dernier s'écrit alors

$$\mathbf{E}(t) = 1/2 \left\{ E_x \exp[-i(\omega_x t + \varphi_x)] \mathbf{x} + E_y \exp[-i(\omega_y t + \varphi_y)] \mathbf{y} \right\} + c.c. , \quad (88)$$

où E_x et φ_x (respectivement E_y et φ_y) sont l'amplitude et la phase, qui dépendent du temps, de la composante polarisée suivant x (respectivement y) du champ dans le milieu actif. \mathbf{x} et \mathbf{y} sont les vecteurs unités suivant les directions x et y . La fréquence optique du laser étant très supérieure à l'inverse de toutes les constantes de temps du système, on peut séparer les variations lentes d'amplitude et de phase du champ et la fréquence optique. L'approximation dite de l'enveloppe lentement variable permet alors de simplifier notablement les équations de Maxwell qui décrivent la propagation du champ électromagnétique dans la cavité laser. En négligeant dans un premier temps l'anisotropie de pertes Δt_{\perp} , les équations d'évolution des champs E_x et E_y sont [207]

$$\left(\partial_t + \frac{\Gamma_x}{2} \right) [E_x \exp(-i\varphi_x)] = \frac{i\omega_x}{2\varepsilon_0} \int_0^{2\pi} \eta_x(\theta, t) d\theta , \quad (89-a)$$

$$\left(\partial_t + \frac{\Gamma_y}{2}\right)[E_y \exp(-i\varphi_y)] = \frac{i\omega_y}{2\varepsilon_0} \int_0^{2\pi} \eta_y(\theta, t) d\theta, \quad (89-b)$$

où Γ_x et Γ_y sont les coefficients de pertes suivant les directions x et y. η_x (η_y) est l'amplitude lentement variable de la composante suivant x (suivant y) du moment dipolaire induit par le champ. Nous supposons ici que η_x et η_y dépendent de l'orientation θ du dipôle considéré par rapport aux axes x et y. Par ailleurs, les ions néodyme étant contenus dans une matrice cristalline de YAG, on aurait dû, en toute rigueur, tenir compte de l'environnement de chaque ion. Cependant, nous choisissons, par souci de simplicité d'adopter les approximations de la référence [207] dans laquelle les ions de néodyme se trouvent dans une "matrice" vitreuse. Nous verrons par la suite que i) les prédictions théoriques sont en bon accord avec l'expérience et que ii) les mêmes comportements sont observés indépendamment de la nature vitreuse ou cristalline du milieu actif. Ceci conforte l'hypothèse qui veut que l'environnement des dipôles atomiques n'est pas essentiel dans la physique des lasers solides étudiés.

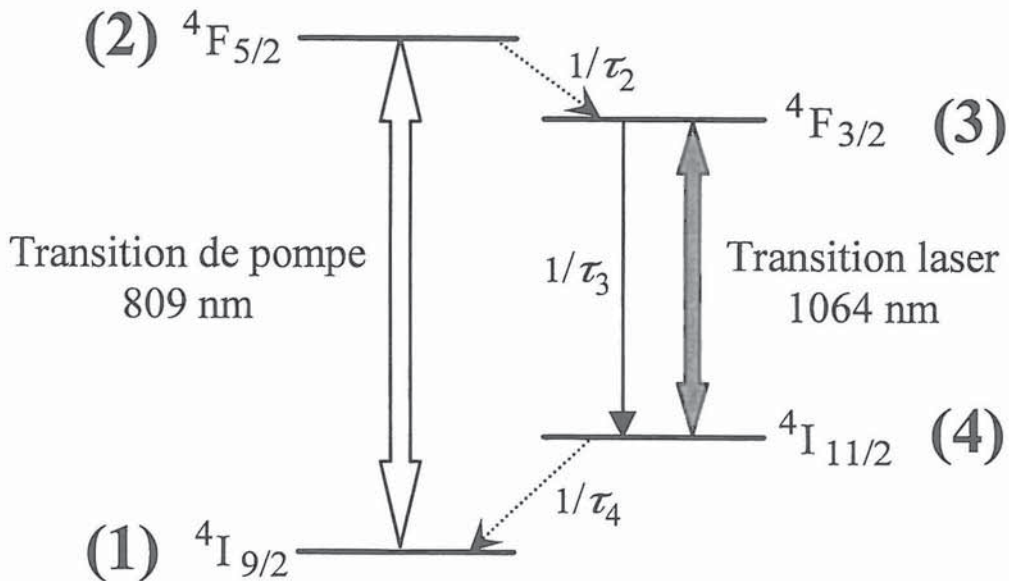


Figure 66 : Diagramme d'énergie du système à quatre niveaux Nd:YAG. Ce système est pompé à 809 nm et l'émission laser a lieu à 1064 nm. Les flèches en pointillés représentent des transitions non radiatives.

Pour exprimer les termes sources η_x et η_y en fonction de l'inversion de population dans le système, nous revenons aux équations d'évolution de la matrice densité du système

atomique. Pour la classe d'orientation θ considérée, $\eta_x(\theta,t)$ et $\eta_y(\theta,t)$ sont liés aux éléments non diagonaux de la matrice densité du système par :

$$\eta_x(\theta,t) = \exp(i\omega_x t) \rho_{34}(\theta,t) \mu_x(\theta), \quad (90-a)$$

$$\eta_y(\theta,t) = \exp(i\omega_y t) \rho_{34}(\theta,t) \mu_y(\theta), \quad (90-b)$$

où les niveaux 3 et 4 sont les niveaux de la transition laser (voir Figure 66). μ_x et μ_y sont les projections dans le référentiel (x,y) des états propres du moment dipolaire μ de l'atome considéré (voir Figure 67). Ainsi,

$$\begin{cases} \mu_x = \mu \cos(\theta) \\ \mu_y = \mu \sin(\theta). \end{cases} \quad (91)$$

Comme dans la référence [207], nous supposons que le module μ du moment dipolaire est un paramètre fixe du système atomique alors que θ est une variable. Cette hypothèse implique que l'interaction dipolaire est principalement gouvernée par l'orientation du dipôle induit et non par ces variations de module.

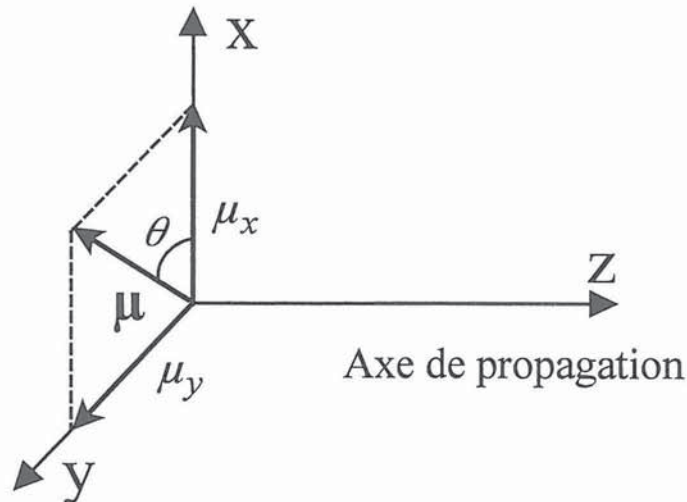


Figure 67 : Orientation du moment dipolaire μ dans le repère (x,y,z). μ est contenu dans le plan (x,y). Son amplitude est supposée constante et son orientation repérée par θ est variable.

Afin de connaître l'évolution de $\rho_{34}(\theta, t)$, nous écrivons l'équation de VON NEUMANN [211]

$$i\hbar \partial_t \rho = [\mathbf{H}, \rho] + i\hbar \partial_t \rho|_{relax}, \quad (92)$$

où \mathbf{H} est le Hamiltonien du système et où $\partial_t \rho|_{relax}$ contient les termes de relaxation. Pour le système à quatre niveaux schématisé dans la Figure 66, les équations de Bloch pour les populations sont

$$\partial_t \rho_{11} = -\frac{i}{2\hbar} (\rho_{12} \mu_{21} \cdot \mathbf{E}_p - c.c.) + \frac{\rho_{44}}{\tau_4} + \frac{\rho_{11}^0}{\tau_1}, \quad (93-a)$$

$$\partial_t \rho_{22} = +\frac{i}{2\hbar} (\rho_{12} \mu_{21} \cdot \mathbf{E}_p - c.c.) - \frac{\rho_{22}}{\tau_2} + \frac{\rho_{22}^0}{\tau_2}, \quad (93-b)$$

$$\partial_t \rho_{33} = -\frac{i}{2\hbar} (\rho_{34} \mu_{43} \cdot \mathbf{E} - c.c.) + \frac{\rho_{22}}{\tau_2} - \frac{\rho_{33}}{\tau_3} + \frac{\rho_{33}^0}{\tau_3}, \quad (93-c)$$

$$\partial_t \rho_{44} = +\frac{i}{2\hbar} (\rho_{34} \mu_{43} \cdot \mathbf{E} - c.c.) + \frac{\rho_{33}}{\tau_3} - \frac{\rho_{44}}{\tau_4} + \frac{\rho_{44}^0}{\tau_4}, \quad (93-d)$$

et pour les cohérences,

$$\partial_t \rho_{34} = -i\omega \rho_{34} - \frac{i}{\hbar} (\rho_{33} - \rho_{44}) \mu_{43} \cdot \mathbf{E} - \frac{\rho_{34}}{T_s}, \quad (93-e)$$

$$\partial_t \rho_{12} = -i\omega_p \rho_{12} - \frac{i}{\hbar} (\rho_{11} - \rho_{22}) \mu_{21} \cdot \mathbf{E}_p - \frac{\rho_{12}}{T_p}, \quad (93-f)$$

où μ_{ij} est le moment dipolaire de la transition considérée, \mathbf{E}_p est le champ électrique associé à la pompe, T_s et T_p sont respectivement les durées de vie des cohérences optiques aux fréquences du signal et de la pompe et où ω et ω_p sont respectivement les fréquences du signal et de la pompe. D'après les relations (90-a) et (90-b) nous avons

$$\partial_t \eta_x(\theta, t) = [\partial_t \rho_{34}(\theta, t)] \mu_x(\theta) \exp(i\omega_x t) + i\omega_x \eta_x(\theta, t), \quad (94-a)$$

$$\partial_t \eta_y(\theta, t) = [\partial_t \rho_{34}(\theta, t)] \mu_y(\theta) \exp(i\omega_y t) + i\omega_y \eta_y(\theta, t). \quad (94-b)$$

Les évolutions de η_x et η_y étant gouvernées par le temps de vie des cohérences optiques qui est petit par rapport à tous les autres temps caractéristiques du système (temps de vie des niveaux, taux d'émission stimulée, etc...), nous éliminons adiabatiquement ces variables. En tenant compte des relations (93-c) et (93-d) et en effectuant le changement de variable (91), on aboutit alors à

$$\eta_x = -\frac{\tau_s \mu^2}{4\hbar} (i\alpha_x + \tilde{\alpha}_x) D(\theta, t) \left\{ E_x \exp(-i\varphi_x) (1 + \cos 2\theta) + E_y \exp[-i(\omega_y - \omega_x)t - i\varphi_y] \sin 2\theta \right\} \quad (95-a)$$

$$\eta_y = -\frac{\tau_s \mu^2}{4\hbar} (i\alpha_y + \tilde{\alpha}_y) D(\theta, t) \left\{ E_y \exp(-i\varphi_y) (1 - \cos 2\theta) + E_x \exp[-i(\omega_x - \omega_y)t - i\varphi_x] \sin 2\theta \right\} \quad (95-b)$$

où ω est la fréquence centrale de la transition et

$$D(\theta, t) = \rho_{33} - \rho_{44} \quad (96)$$

est l'inversion de population entre les niveaux 3 et 4. Pour $j = x, y$, les paramètres α_j et $\tilde{\alpha}_j$ sont donnés par

$$\alpha_j = \left[1 + T_s^2 (\omega - \omega_j)^2 \right]^{-1}, \quad (97)$$

$$\tilde{\alpha}_j = T_s (\omega - \omega_j) \alpha_j. \quad (98)$$

Afin de déterminer η_x et η_y , nous écrivons l'équation d'évolution de l'inversion de population à partir des équations de Bloch (93-c) et (93-d). On a alors

$$\partial_t D(\theta, t) = -\frac{i}{\hbar} (\rho_{34} \mu_{43} \cdot \mathbf{E} - c.c.) - 2 \frac{\rho_{33}}{\tau_2} + \frac{\rho_{22}}{\tau_2} + \frac{\rho_{44}}{\tau_4} + \frac{\rho_{33}^0}{\tau_3} - \frac{\rho_{44}^0}{\tau_4}. \quad (99)$$

A ce niveau, plusieurs hypothèses permettent de simplifier le problème :

- 1- Les durées de vie des niveaux 2 et 4 du néodyme sont très petites par rapport celles des niveaux 1 et 3. On peut donc éliminer adiabatiquement ces deux niveaux.
- 2- ρ_{33}^0 et ρ_{44}^0 représentent les populations des niveaux 3 et 4 à l'équilibre thermodynamique lorsque le système n'est pas pompé. Dans le cas du néodyme, $\rho_{33}^0 = \rho_{44}^0 = 0$.
- 3- La population du niveau 4 est petite par rapport à celle du niveau 3 car le niveau 4 relaxe rapidement vers le niveau 1. On peut donc négliger le terme ρ_{44}/τ_4 dans l'équation (99) et remplacer le terme $2\rho_{33}/\tau_3$ par $D(\theta, t)/\gamma_{\parallel}$ où γ_{\parallel} est la durée de vie de l'inversion de population.
- 4- ρ_{22}/τ_2 est un terme d'alimentation du niveau 3 qui dépend uniquement du taux de pompage et que nous noterons σ .

En outre, le terme de couplage champ-atome dans l'expression (99) peut être réécrit en fonction de η_x et η_y , ce qui donne

$$\rho_{34} \mu_{43} \cdot \mathbf{E} - c.c. = \eta_x \frac{1}{2} E_x \exp(i\varphi_x) + \eta_y \frac{1}{2} E_y \exp(i\varphi_y) - c.c. \quad (100)$$

Ainsi, en remplaçant η_x et η_y par leurs expressions (95-a) et (95-b), nous trouvons que l'inversion de population obéit à l'équation

$$\begin{aligned} (\partial_t + \gamma_{\parallel}) D(\theta, t) = & \sigma - \zeta D(\theta, t) \left[\alpha_x E_x^2 (1 + \cos 2\theta) + \alpha_y E_y^2 (1 - \cos 2\theta) \right] \\ & - \zeta D(\theta, t) \left[(\alpha_x + \alpha_y) \cos \psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \psi \right] E_x E_y \sin 2\theta, \end{aligned} \quad (101)$$

où la différence de phase ψ entre les deux états propres du laser est donnée par

$$\psi = (\omega_x - \omega_y) t + \varphi_x - \varphi_y. \quad (102)$$

et où

$$\zeta = \frac{T_s \mu^2}{2\hbar^2}. \quad (103)$$

Pour décrire l'évolution du champ dans le milieu actif en fonction du temps, nous introduisons les expressions de η_x et de η_y dans les termes de droite des équations de Maxwell (89-a) et (89-b). Il apparaît alors les trois composantes de Fourier angulaires de l'inversion de population,

$$D_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta D(\theta, t), \quad (104-a)$$

$$D_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta D(\theta, t) \cos 2\theta, \quad (104-b)$$

$$D_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta D(\theta, t) \sin 2\theta. \quad (104-c)$$

Les équations d'évolution du champ deviennent alors,

$$\left(\partial_t + \frac{\Gamma_x}{2} \right) E_x = \kappa \alpha_x E_x (D_0 + D_1) + \kappa (\alpha_x \cos \psi + \tilde{\alpha}_x \sin \psi) E_y D_2, \quad (105-a)$$

$$\left(\partial_t + \frac{\Gamma_x}{2} \right) E_y = \kappa \alpha_y E_y (D_0 - D_1) + \kappa (\alpha_y \cos \psi - \tilde{\alpha}_y \sin \psi) E_x D_2, \quad (105-b)$$

$$\partial_t \varphi_x = \kappa \tilde{\alpha}_x (D_0 + D_1) - \kappa (\alpha_x \sin \psi - \tilde{\alpha}_x \cos \psi) \frac{E_x}{E_y} D_2, \quad (105-c)$$

$$\partial_t \varphi_y = \kappa \tilde{\alpha}_y (D_0 - D_1) + \kappa (\alpha_y \sin \psi - \tilde{\alpha}_y \cos \psi) \frac{E_x}{E_y} D_2, \quad (105-d)$$

où

$$\kappa = \frac{\omega T_s \mu^2}{8\hbar \varepsilon_0}. \quad (106)$$

Notons que contrairement à la référence [207], nous avons explicitement développé dans ces équations les termes contenant la phase ψ . De plus, nous appliquerons ce modèle à un laser strictement monomode longitudinalement comme ce sera le cas dans nos expériences. Notons que la présence de termes contenant la phase ψ dans les expressions d'évolution du champ électromagnétique (105-a-d) sera à l'origine d'interactions dépendantes de la phase. Ces interactions en conjonction avec les anisotropies de la cavité vide aboutiront à un phénomène d'accrochage de phase des deux états propres.

Equations différentielles pour le milieu actif.

Nous avons obtenu, jusqu'à présent, 5 équations. La première décrit l'évolution de l'inversion de population totale (101) et les quatre autres décrivent l'évolution du champ associé à chaque état propre (105-a-d). Afin d'aboutir à un système d'équations "self-consistantes", il est nécessaire de calculer l'évolution au cours du temps des termes $D_0(t)$, $D_1(t)$ et $D_2(t)$. A partir de la relation (101) et en ne gardant que les trois premiers termes D_0 , D_1 et D_2 du développement de Fourier, il vient,

$$\begin{aligned} \dot{D}_0 = & \gamma_{\parallel}(P_0 - D_0) - \zeta \left[\alpha_x (D_0 + D_1) I_x + \alpha_y (D_0 - D_1) I_y \right] \\ & - \zeta \left[(\alpha_x + \alpha_y) \cos \psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \psi \right] D_2 \sqrt{I_x I_y}, \end{aligned} \quad (107-a)$$

$$\dot{D}_1 = -\gamma_{\parallel} D_1 - \zeta \left[\alpha_x (D_1 + D_0/2) I_x + \alpha_y (D_1 - D_0/2) I_y \right], \quad (107-b)$$

$$\begin{aligned} \dot{D}_2 = & -\gamma_{\parallel} D_2 - \zeta \left[\alpha_x D_2 I_x + \alpha_y D_2 I_y \right] \\ & - \zeta \left[(\alpha_x + \alpha_y) \cos \psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \psi \right] D_0/2 \sqrt{I_x I_y}, \end{aligned} \quad (107-c)$$

où $I_x = E_x^2$, $I_y = E_y^2$ et où le taux de pompage P_0 est donné par

$$P_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \sigma(\theta). \quad (108)$$

Notons que dans notre expérience, le processus de pompage est isotrope car le faisceau de pompe est complètement dépolarisé. C'est pourquoi on ne garde que la première composante de Fourier angulaire P_0 du terme de pompe. Pour tenir compte d'un faisceau de pompe polarisé, il suffirait comme dans la référence [207] d'introduire des termes de pompage P_1 et P_2 dans les équations (107-b) et (107-c) respectivement. En ce qui concerne l'évolution du champ électromagnétique, les quatre équations (105-a-d) peuvent être remplacées par deux équations d'évolution des intensités suivant x et y et une équation d'évolution de la différence de phase ψ entre les deux états propres. Nous trouvons alors,

$$\dot{I}_x = -\Gamma_x I_x + 2\kappa\alpha_x(D_0 + D_1)(I_x + \varepsilon_x) + 2\kappa(\alpha_x \cos \psi + \tilde{\alpha}_x \sin \psi)D_2\sqrt{I_x I_y}, \quad (109-a)$$

$$\dot{I}_y = -\Gamma_y I_y + 2\kappa\alpha_y(D_0 - D_1)(I_y + \varepsilon_y) + 2\kappa(\alpha_y \cos \psi - \tilde{\alpha}_y \sin \psi)D_2\sqrt{I_x I_y}, \quad (109-b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\psi} = \omega_x - \omega_y + \kappa & \left[\tilde{\alpha}_x(D_0 + D_1) - \tilde{\alpha}_y(D_0 - D_1) \right] \\ & + \kappa \left[(\alpha_x \sin \psi - \tilde{\alpha}_x \cos \psi) \sqrt{I_y/I_x} - (\alpha_y \sin \psi + \tilde{\alpha}_y \cos \psi) \sqrt{I_x/I_y} \right] D_2, \end{aligned} \quad (109-c)$$

où ε_x et ε_y sont des petites quantités introduites pour tenir compte de l'émission spontanée.

Evolution du champ dans la cavité froide.

Dans les calculs qui précèdent, nous avons tenu compte du milieu actif et de l'anisotropie de phase. Il reste donc à introduire dans les équations d'évolution l'anisotropie de pertes. Pour cela, considérons une cavité dans laquelle une faible anisotropie de pertes Δt_{\perp} existe. Comme nous l'avons précisé au début, l'axe de moindres pertes est orienté à 45° des axes x et y. Dans ces conditions, l'évolution du champ électromagnétique dans la cavité s'écrit à partir de l'évolution du champ \mathbf{E} après un tour dans la cavité [46] :

$$\mathbf{E} + \frac{2L}{c} \frac{d\mathbf{E}}{dt} = \mathbf{M}_{\Delta t} \mathbf{E}, \quad (110)$$

où $\mathbf{M}_{\Delta t} = \begin{bmatrix} 1 & \Delta t_{\perp} \\ \Delta t_{\perp} & 1 \end{bmatrix}$ est la matrice de Jones associée à l'anisotropie de pertes. En développant l'expression (110), il est possible de décrire l'évolution temporelle du module et de la phase de \mathbf{E} suivant x et y . On trouve alors,

$$\partial_t E_x = \frac{c}{2L} \Delta t_{\perp} E_y \cos \psi, \quad (111-a)$$

$$\partial_t E_y = \frac{c}{2L} \Delta t_{\perp} E_x \cos \psi, \quad (111-b)$$

$$\partial_t \varphi_x = -\frac{c}{2L} \Delta t_{\perp} \frac{E_y}{E_x} \sin \psi, \quad (111-c)$$

$$\partial_t \varphi_y = -\frac{c}{2L} \Delta t_{\perp} \frac{E_x}{E_y} \sin \psi. \quad (111-d)$$

Enfin, en passant aux intensités et en remplaçant $\varphi_x - \varphi_y$ par ψ il vient,

$$\dot{I}_x = \dot{I}_y = \Delta \omega_l \sqrt{I_x I_y} \cos \psi, \quad (112-a)$$

$$\dot{\psi} = -\frac{\Delta \omega_l}{2} \left(\sqrt{I_x / I_y} + \sqrt{I_y / I_x} \right). \quad (112-b)$$

Equations finales d'évolution des intensités et des populations.

En associant les résultats (107-a-c), (109-a-c) et (112-a-b), on aboutit finalement aux six équations non linéaires couplées suivantes :

$$\begin{aligned} \dot{D}_0 = & \gamma_{\parallel}(P_0 - D_0) - \zeta \left[\alpha_x (D_0 + D_1) I_x + \alpha_y (D_0 - D_1) I_y \right] \\ & - \zeta \left[(\alpha_x + \alpha_y) \cos \psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \psi \right] D_2 \sqrt{I_x I_y}, \end{aligned} \quad (113-a)$$

$$\dot{D}_1 = -\gamma_{\parallel} D_1 - \zeta \left[\alpha_x (D_1 + D_0/2) I_x + \alpha_y (D_1 - D_0/2) I_y \right], \quad (113-b)$$

$$\begin{aligned} \dot{D}_2 = & -\gamma_{\parallel} D_2 - \zeta \left[\alpha_x D_2 I_x + \alpha_y D_2 I_y \right] \\ & - \zeta \left[(\alpha_x + \alpha_y) \cos \psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \psi \right] D_0/2 \sqrt{I_x I_y}, \end{aligned} \quad (113-c)$$

$$\begin{aligned} \dot{I}_x = & -\Gamma_x I_x + \Delta \omega_l \sqrt{I_x I_y} \cos \psi + 2\kappa \alpha_x (D_0 + D_1) (I_x + \varepsilon_x) \\ & + 2\kappa (\alpha_x \cos \psi + \tilde{\alpha}_x \sin \psi) D_2 \sqrt{I_x I_y}, \end{aligned} \quad (113-d)$$

$$\begin{aligned} \dot{I}_y = & -\Gamma_y I_y + \Delta \omega_l \sqrt{I_x I_y} \cos \psi + 2\kappa \alpha_y (D_0 - D_1) (I_y + \varepsilon_y) \\ & + 2\kappa (\alpha_y \cos \psi - \tilde{\alpha}_y \sin \psi) D_2 \sqrt{I_x I_y}, \end{aligned} \quad (113-e)$$

$$\begin{aligned} \dot{\psi} = & \omega_x - \omega_y - \frac{\Delta \omega_l}{2} \left(\sqrt{I_x/I_y} + \sqrt{I_y/I_x} \right) + \kappa \left[\tilde{\alpha}_x (D_0 + D_1) - \tilde{\alpha}_y (D_0 - D_1) \right] \\ & + \kappa \left[(\alpha_x \sin \psi - \tilde{\alpha}_x \cos \psi) \sqrt{I_y/I_x} - (\alpha_y \sin \psi + \tilde{\alpha}_y \cos \psi) \sqrt{I_x/I_y} \right] D_2. \end{aligned} \quad (113-f)$$

Ces six équations représentent une description complète du laser puisqu'elles tiennent compte du couplage champ-atome, des anisotropies de phase et des anisotropies de pertes dans la cavité laser. Nous les résoudrons numériquement en utilisant l'algorithme de RUNGE-KUTTA au quatrième ordre [212] et en tenant compte des paramètres du laser accessibles expérimentalement.

b. Conditions expérimentales.

Le laser que nous utilisons dans l'expérience est schématisé dans la Figure 64. Le milieu actif est un cristal de YAG d'épaisseur 1,1 mm dopé à 1 % de néodyme. La première face du cristal est traitée pour transmettre 95 % de la lumière à la longueur d'onde de la pompe, c'est-à-dire à 809 nm, et pour réfléchir 99,5 % de la lumière à 1064 nm. La cavité de longueur 385 mm est fermée par le miroir M_2 . Ce dernier a un rayon de courbure de 500 mm et un facteur de transmission $T = 1\%$ à 1064 nm. Le pompage optique est réalisé au moyen d'une diode laser fibrée (OPC-809-FC/150) dont la longueur d'onde est accordée à 809 nm correspondant au maximum d'absorption de l'ion néodyme. L'extrémité de la fibre de pompe est amenée contre la face d'entrée du cristal. Pour assurer l'oscillation monomode transverse du laser, nous plaçons près du miroir de sortie un diaphragme de 1,5 mm de diamètre. Le déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux états de polarisations x et y est obtenu en insérant dans la cavité deux lames quart d'onde. Ce déphasage est ajustable en tournant une des lames quart d'onde par rapport à l'autre [213-215]. De plus, pour que les deux états propres restent monomodes longitudinalement, nous ajoutons dans la cavité une lame de silice non traitée de 2 mm d'épaisseur qui fait office d'étalon. Ainsi, contrairement aux travaux antérieurs [206,216,217], nous nous intéressons uniquement à la dynamique des deux états propres d'un laser strictement monomode longitudinalement. En plus de rendre le laser monomode, l'étalon va nous permettre de créer une anisotropie de pertes ($\Delta t_{\perp} \ll 1$) causée par les réflexions de Fresnel sur ses deux faces. Nous contrôlons cette anisotropie en réglant l'angle d'incidence sur la lame étalon.

Le faisceau laser est envoyé sur un isolateur optique qui joue aussi le rôle de polariseur. Pour nous assurer que le laser reste bien monomode longitudinalement, nous dirigeons une partie du faisceau sur un Fabry-Perot confocal d'intervalle spectral libre 7,5 GHz. L'autre partie du faisceau est focalisée sur une photodiode InGaAs, de bande passante 200 MHz, suivie d'un oscilloscope et d'un analyseur de spectre électrique. Ce

dispositif expérimental nous permet d'analyser l'évolution temporelle de l'intensité ainsi que l'état de polarisation pour les différentes anisotropies de phase et de pertes intracavités. Afin de comparer les observations expérimentales avec les prédictions du modèle théorique, nous alimentons les six équations différentielles (113-a-f) avec les paramètres mesurés expérimentalement. Ces données sont résumées ci-dessous.

Les éléments optiques étant tous placés dans la cavité, nous choisissons de faire fonctionner le laser à un taux d'excitation relatif $\eta = 2$. η est lié au taux de pompage P_0 qui apparaît dans la partie théorique par

$$\eta = \frac{4\kappa P_0}{\Gamma_x/\alpha_x + \Gamma_y/\alpha_y}. \quad (114)$$

Dans ces conditions, nous mesurons une puissance de sortie de 20 mW et une fréquence d'oscillations de relaxation $\omega_r/2\pi = 65$ kHz [204]. Connaissant la durée de vie de l'inversion de population du Nd:YAG ($1/\gamma_{\parallel} = 230$ μ s), il est possible de remonter à la durée de vie de photons dans la cavité en utilisant la relation bien connue [47]

$$\omega_r^2 = (\eta - 1)\Gamma_x\gamma_{\parallel}. \quad (115)$$

Nous trouvons alors $\Gamma_x = 3,8 \times 10^7$ s⁻¹. Notons qu'à partir du moment où les anisotropies de pertes sont négligeables, l'analyse de stabilité linéaire des équations (113-a-f) mène aussi à la valeur standard de la fréquence des oscillations de relaxation données par (115). Bien entendu, en plus des oscillations de relaxation, le spectre présente une structure à basse fréquence (≈ 15 kHz) associée au mécanisme "d'antiphase" entre les deux états propres [216]. Cependant, le but de cette étude étant d'examiner les différents comportements associés à l'existence d'une anisotropie de pertes, nous ne nous attarderons pas sur ces fréquences d'échange. Par ailleurs, nous prendrons dans nos calculs une durée de vie des cohérences $T_s = 80$ ps [207] et nous supposerons que le désaccord de fréquence moyen $\omega_0/2\pi$ vaut 1 MHz. Afin d'ajuster finement les anisotropies de phase et de pertes, les lames quart

d'onde et l'étalon sont montés sur des platines à déplacements micrométriques. Néanmoins, la valeur absolue Δt_{\perp} de cette faible anisotropie sera difficilement mesurable. Par conséquent, dans la suite, ce paramètre sera ajusté dans les calculs de façon à reproduire au mieux les résultats expérimentaux.

c. Résultats expérimentaux.

Parmi les nombreux comportements obtenus expérimentalement et théoriquement en faisant varier les anisotropies intracavité, nous choisissons de retenir uniquement ceux qui sont inhabituels. La résolution numérique du système à six équations (113-a-f) met en évidence l'existence de trois régions principales qui conduisent à des comportements singuliers de l'intensité et de la phase. Ces régions sont définies par la grandeur relative de la zone d'accrochage $\Delta\omega_l$ par rapport à la fréquence des oscillations de relaxation ω_r et la différence de fréquence $\omega_+ - \omega_-$ entre les deux états propres de la cavité froide. Dans le cadre de cette classification, nous nous proposons d'étudier, dans chaque région, l'évolution des intensités I_x et I_y pour les différentes valeurs de la fréquence de battement $\omega_b = \omega_+ - \omega_-$. Nous rappelons qu'il est possible dans l'expérience de modifier la valeur de ω_b en tournant une des deux lames quart d'onde.

i. Première région : $\Delta\omega_l, \omega_r \ll \omega_y - \omega_x$.

Considérons dans un premier temps que l'anisotropie de pertes est négligeable. La zone d'accrochage est alors du même ordre de grandeur que la fréquence des oscillations de relaxation $\omega_r = 65$ kHz. Commençons par le cas où $\omega_b \gg \omega_r$. Etant donné qu'en dehors de la zone d'accrochage les deux états propres ont les mêmes pertes, nous nous attendons à ce qu'ils oscillent simultanément. C'est bien ce qu'on obtient expérimentalement en observant à travers un polariseur les intensités suivant x (Figure 68-a) et y (Figure 68-c) ainsi que leur battement à $\omega_b/2\pi = (\omega_+ - \omega_-)/2\pi \approx 2,6$ MHz (Figure 68-b). Nous vérifions que, puisque $|\omega_y - \omega_x| \gg \Delta\omega_l$, les deux états propres sont parfaitement polarisés linéairement suivant x et y.

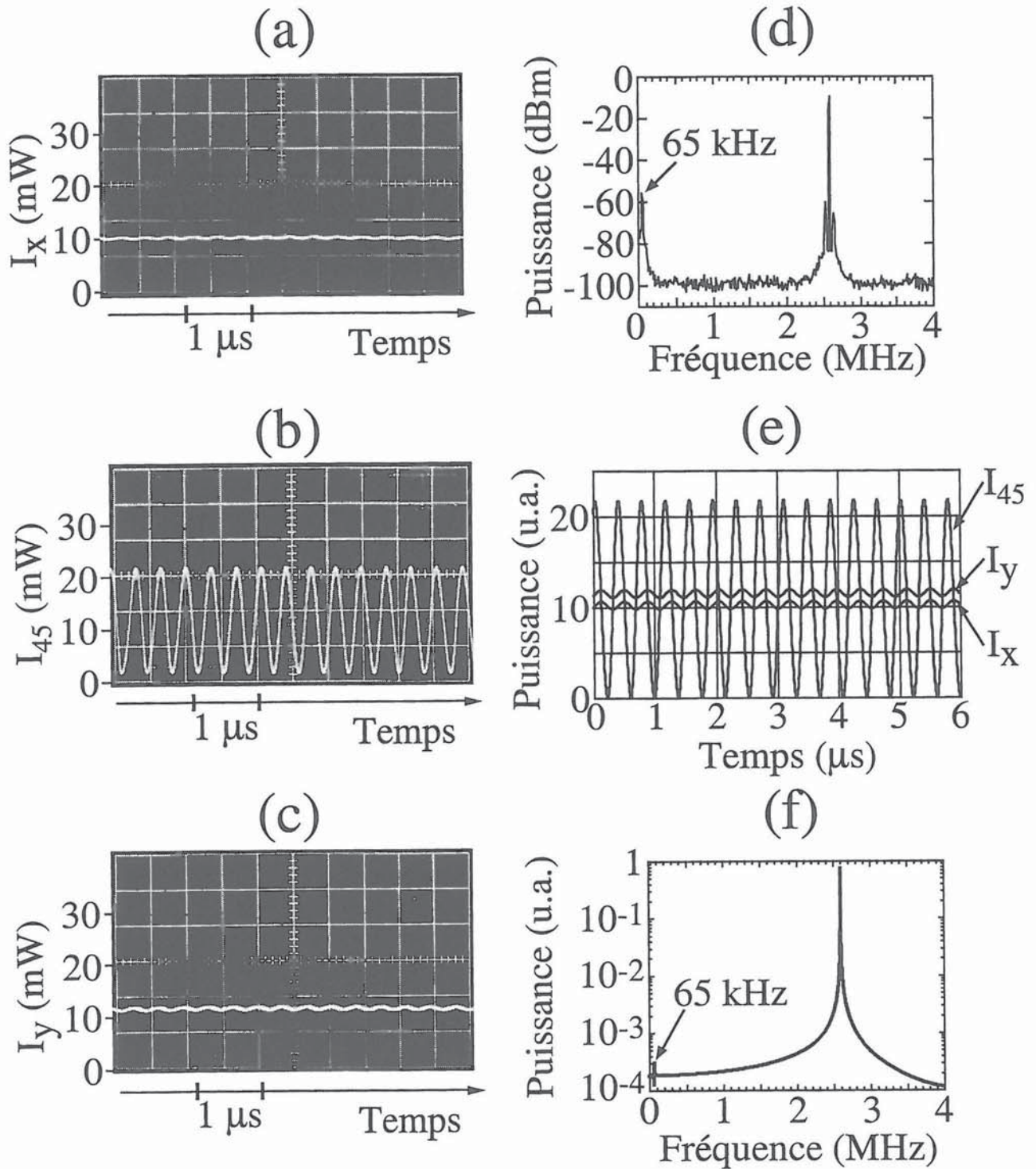


Figure 68 : Régime : $\Delta\omega_l$, $\omega_r \ll \omega_y - \omega_x$. (a)-(c) Evolution temporelle expérimentale de la puissance de sortie du laser observée derrière un polariseur quand $|\omega_y - \omega_x| > \Delta\omega_l$. (a) Le polariseur est orienté suivant l'axe x. (b) Le polariseur est orienté à 45° des axes x et y. (c) Le polariseur est orienté suivant l'axe y. (d) Spectre de puissance expérimental correspondant à (b). (e), (f) Résultats théoriques obtenus avec $\Gamma_y/0,971 = \Gamma_x = 3,8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $1/\chi_{||} = 230 \text{ } \mu\text{s}$, $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 2,6 \text{ MHz}$, $\Delta\omega_l/2\pi = 100 \text{ kHz}$, $\omega_0/2\pi = 1 \text{ MHz}$, $T_s = 80 \text{ ps}$ et $\eta = 2,0$.

Cependant, nous pouvons noter l'existence d'une faible modulation de leurs puissances à la fréquence de battement. En observant le battement de la Figure 68-b avec l'analyseur de spectre, on obtient le spectre de la Figure 68-d. On y voit clairement les oscillations de relaxation à la fréquence $\omega_r = 65$ kHz, ainsi que les bandes latérales qu'elles induisent sur le battement à 2,6 MHz. Avec les paramètres qui correspondent aux résultats expérimentaux des Figures 68-a-d, nous intégrons numériquement le système d'équations (113-a-f). Nous obtenons alors les résultats des Figures 68-e et 68-f, qui sont en bon accord avec l'expérience. En particulier, les modulations des intensités I_x et I_y à 2,6 MHz sont bien reproduites ainsi que le pic résiduel des oscillations de relaxation présent sur la Figure 68-f. La Figure 68 met donc en évidence un résultat classique, c'est-à-dire, le battement entre deux états propres d'une cavité froide. Ce ne sera plus le cas des résultats ultérieurs qui sont cette fois-ci inhabituels.

Comme le prévoit l'équation 4, le réglage de $\Delta\varphi$ permet de contrôler précisément et de façon continue la différence de fréquence $\omega_+ - \omega_-$ entre les deux états propres. Si l'on diminue cette valeur, on peut s'attendre à ce que les deux états propres deviennent légèrement elliptiques et à ce que des nonlinéarités apparaissent puisqu'on se rapproche de ω_r . Pour $\omega_b/2\pi = 343$ kHz, on observe expérimentalement les évolutions de l'intensité de sortie du laser lorsque le polariseur est aligné suivant x (Figure 69-a), suivant y (Figure 69-c) et à 45° des axes x et y (Figure 69-b). Les intensités suivant x et y sont effectivement fortement modulées à la fréquence de battement. Nous avons présenté sur la Figure 69-d le spectre du signal de battement de la Figure 69-b. De nouveau, on reconnaît le pic des oscillations de relaxation à 65 kHz ainsi que le pic associé au battement à 343 kHz avec les bandes latérales induites par les oscillations de relaxation. De plus, la présence de la deuxième harmonique à 686 kHz de la fréquence de battement témoigne de l'existence de fortes nonlinéarités dans le milieu actif. Les résultats théoriques correspondant à cette expérience sont reportés dans les Figures 69-e et 69-f. Nous pouvons remarquer que l'intégration numérique des équations (113-a-f) reproduit correctement l'évolution des intensités et le spectre du signal de battement. En particulier, le rapport des puissances à ω_b et $\omega_b/2$ est le même théoriquement et expérimentalement.

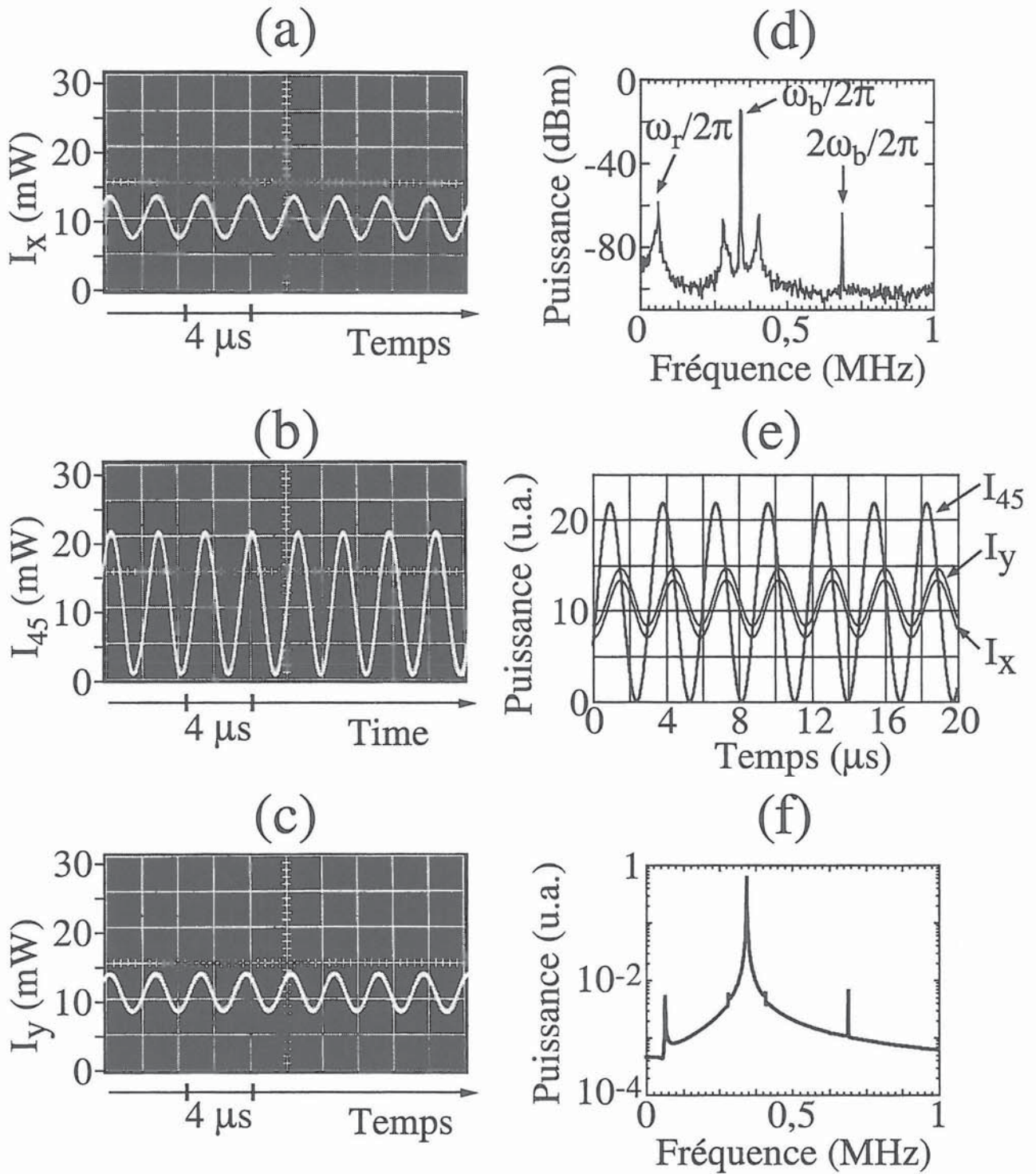


Figure 69 : Régime : $\Delta\omega_l$, $\omega_r \ll \omega_y - \omega_x$. Même chose que la Figure 68 avec $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 357 \text{ kHz}$.

Dans les résultats des Figures 68 et 69, les anisotropies de pertes étant négligeables au premier ordre, nous avons obtenu uniquement le battement entre les deux états propres.

Nous avons aussi vu que les intensités devenaient de plus en plus modulées en rapprochant ω_b de ω_r . Que se passe-t-il si on réduit davantage ω_b ?

ii. *Deuxième région : $\omega_r < \Delta\omega_l < 2\omega_r$.*

En diminuant ω_b , on arrive à des situations où le battement obtenu dans la partie précédente disparaît au profit d'autres types de comportements. En effet, quand la différence

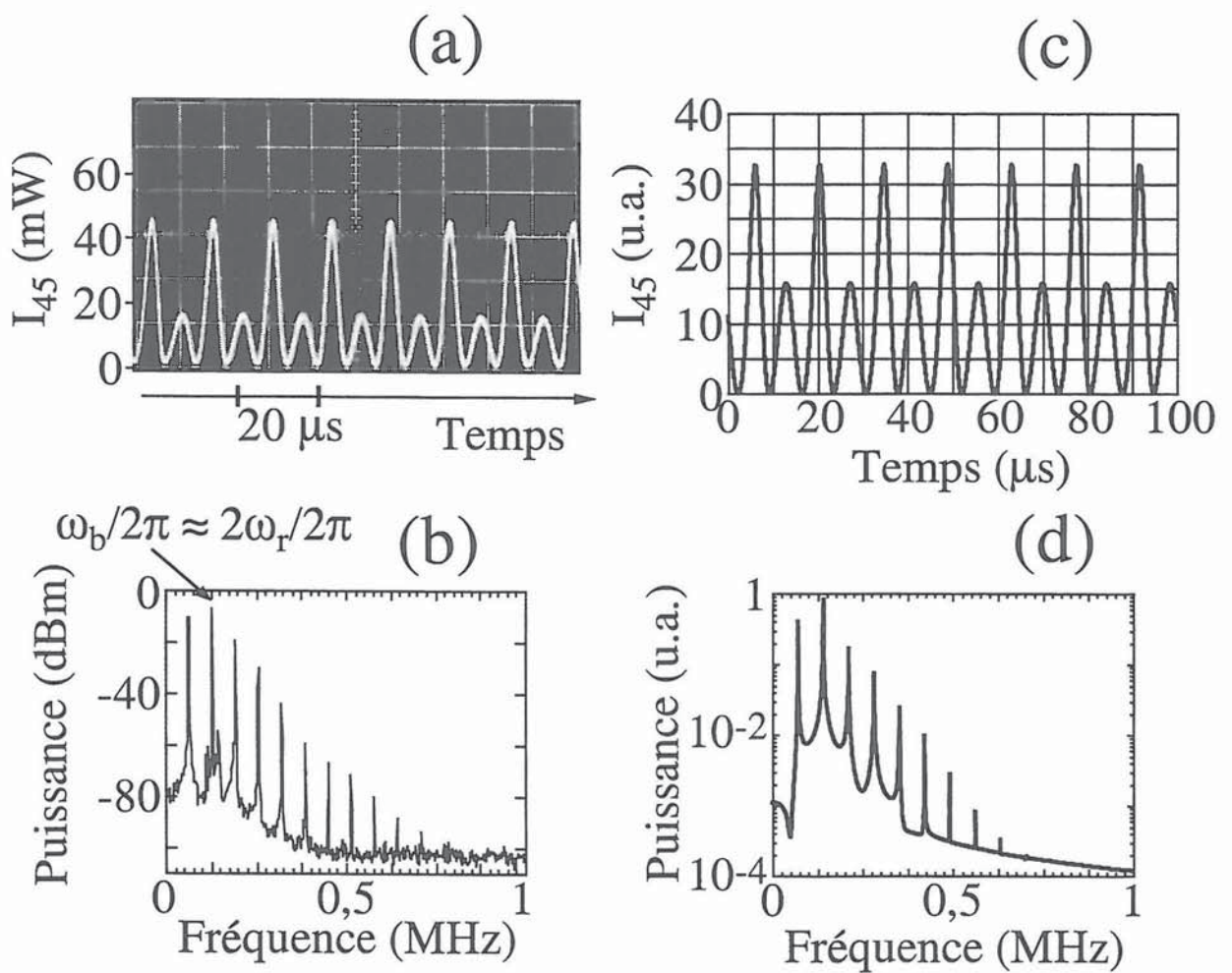


Figure 70 : Régime : $\omega_b \approx 2\omega_r$. (a) Puissance de sortie expérimentale en fonction du temps observée derrière un polariseur orienté à 45° des axes x et y. (b) Spectre de puissance expérimental correspondant à (a). (c), (d) Résultats théoriques obtenus avec les mêmes paramètres que dans la Figure 68, excepté pour $\Gamma_y/1,001 = \Gamma_x = 3,8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ et $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 165 \text{ kHz}$.

de fréquence entre états propres ω_b atteint le double de la fréquence des oscillations de relaxation ω_r , ce battement devient fortement perturbé. Comme le montrent les résultats expérimentaux des Figures 70-a et 70-b, la période de modulation de l'intensité de sortie double alors de valeur. L'évolution théorique de l'intensité (Figure 70-c) et le spectre associé (Figure 70-d) montrent, là encore, un accord remarquable avec les résultats expérimentaux. Dans cette situation, la polarisation de chaque état propre est elliptique et nous observons la même forme de modulation quelle que soit l'orientation du polariseur.

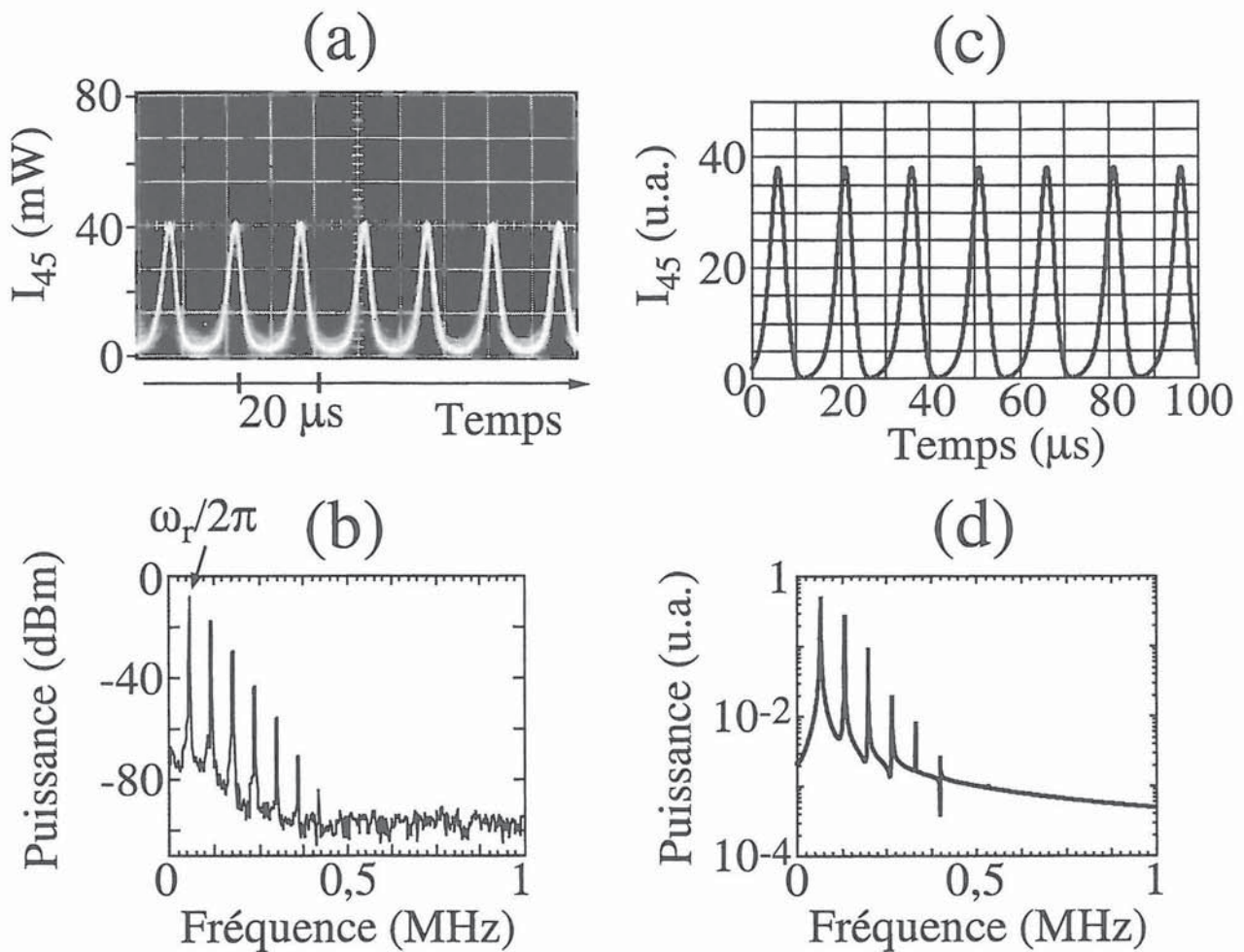


Figure 71 : Régime : $\omega_b \approx \omega_r$. Même chose que la Figure 70 avec $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 55$ kHz.

Si on diminue davantage l'anisotropie de phase $\Delta\varphi$, on obtient alors un comportement dynamique inhabituel. En effet, pour cette valeur de $\omega_y - \omega_x$ plus petite que le

seuil d'accrochage $\Delta\omega_l$, les états propres de la cavité froide auraient dû être accrochés. Cependant, on observe qu'il existe encore un battement anharmonique. Lorsque la fréquence de battement est à peu près égale à celle des oscillations de relaxation ω_r , nous observons l'évolution de l'intensité de la Figure 71-a (le polariseur est orienté à 45° des axes x et y) ainsi que le spectre expérimental associé de la Figure 71-b. Là encore, les résultats théoriques des Figures 71-c et 71-d reproduisent fidèlement le comportement expérimental. En particulier, ils confirment le fait que, de façon surprenante, les composantes du champ polarisées suivant x et y ne sont pas accrochées ($\langle \dot{\psi} \rangle \neq 0$), alors que $|\omega_y - \omega_x| < \Delta\omega_l$. En outre, nous trouvons que les intensités des deux états propres évoluent de la même façon.

Cependant, pour d'autres valeurs de $\omega_y - \omega_x$ plus petites que le seuil d'accrochage $\Delta\omega_l$, il arrive que les deux états propres s'accrochent finalement à la même fréquence. Il apparaît alors un régime d'oscillation particulier, c'est-à-dire, un seul mode qui oscille en régime continu avec une polarisation quasi-circulaire. Les évolutions temporelles théoriques des intensités et de la phase sont reportées dans la Figure 72-b. Elles se traduisent par l'ellipse de polarisation reproduite sur la Figure 72-a. Ainsi, la puissance de sortie du laser est parfaitement continue pour toutes les directions de polarisation. En outre, la différence de phase entre les deux états propres de la Figure 72-b met en évidence la nature circulaire de la polarisation du champ émis ($\psi \approx 3\pi/2$). En mesurant la puissance de sortie du laser pour différentes orientations du polariseur, nous vérifions expérimentalement que la polarisation est bien circulaire (Figure 72-c). De plus, nous constatons que le laser est bien monomode, puisque le battement disparaît dans le spectre de puissance (voir Figure 72-d). Enfin, nous vérifions expérimentalement et théoriquement que le sens de rotation de la polarisation peut être inversé en changeant le signe de $\omega_y - \omega_x$.

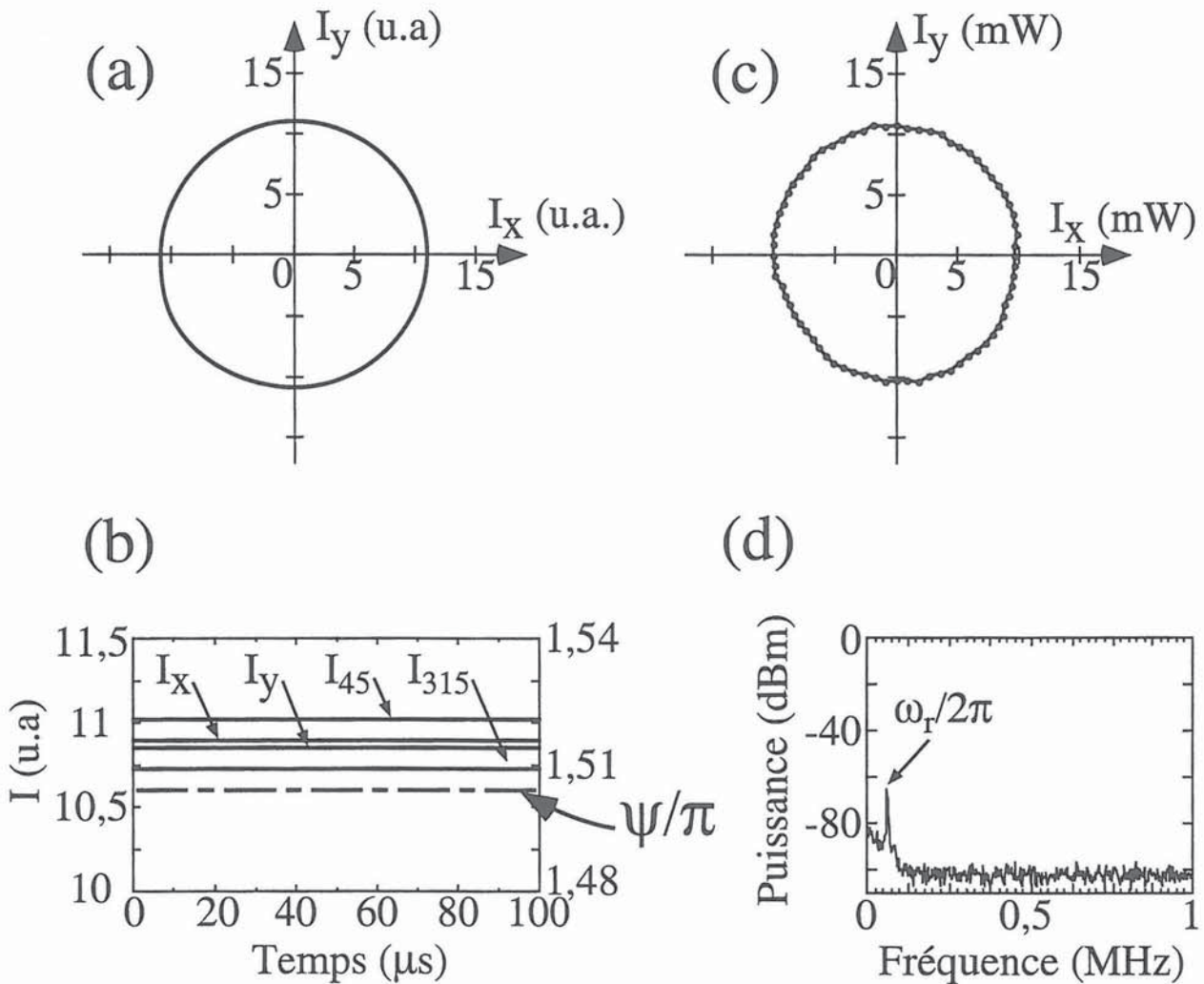


Figure 72 : Régime continu polarisé circulairement ($\omega_r < \Delta\omega_l < 2\omega_r$). (a) Intensités théoriques en fonction de l'orientation de l'axe de polarisation, obtenues avec les mêmes paramètres que dans la Figure 70, excepté pour $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 80$ kHz. (b) Evolutions théoriques en fonction du temps des différentes composantes de l'intensité de sortie du laser (traits pleins) et de la phase ψ (trait en pointillés). (c) Ellipse de polarisation mesurée. (d) Spectre expérimental correspondant à (c).

iii. Troisième région : $\omega_r \ll \Delta\omega_l$.

Quand on augmente la fréquence d'accrochage de telle sorte que $\omega_r \ll \Delta\omega_l$, on aboutit à de nouveaux comportements du laser. Loin de la zone d'accrochage, c'est-à-dire quand $\omega_b \gg \Delta\omega_l$, le battement usuel est observé expérimentalement et prédit théoriquement.

Les résultats sont alors similaires à ceux des Figures 68 et 69. Passons maintenant à la situation opposée où $|\omega_y - \omega_x| < \Delta\omega_l$, c'est-à-dire quand les fréquences des deux états propres de la cavité froide sont accrochées. Si le comportement du laser avait été dicté uniquement par les anisotropies de la cavité froide, un seul état propre du laser aurait dû osciller (voir Figure 65). De plus le laser aurait dû osciller en régime continu et avoir une polarisation elliptique alignée selon l'axe de moindres pertes. Cependant les équations (113-a-f) font apparaître le rôle prédominant du milieu actif dans le comportement du laser. En effet, ces équations sont gouvernées par les différentes composantes de Fourier de l'inversion de population qui ont une durée de vie plus longue que celle de la cavité vide. On s'attend donc à ce que les oscillations de relaxation jouent un rôle important. Ceci est illustré par les prédictions des Figures 73-a et 73-b obtenues avec $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 500$ kHz et $\Delta\omega_l/2\pi = 1,24$ MHz. Dans la Figure 73-a, on peut voir que l'accrochage de phase entre les deux états propres ($\langle\dot{\psi}\rangle = 0$) provoque l'apparition d'un régime impulsionnel intéressant. La durée de l'impulsion est d'environ $2 \mu\text{s}$ et sa polarisation est elliptique. Pour vérifier cette prédiction expérimentalement, nous augmentons l'angle que fait la normale de l'étalon avec l'axe de la cavité laser, ce qui permet d'élargir la plage d'accrochage $\Delta\omega_l$. Pour $|\omega_y - \omega_x| < \Delta\omega_l$, on obtient alors les résultats expérimentaux des Figures 73-c-e qui confirment l'existence du nouveau régime impulsionnel. La régularité des impulsions de la Figure 73-e montre que ce régime n'est pas un régime transitoire ("Spiking") mais un régime d'oscillation impulsionnel très stable. En outre, nous vérifions expérimentalement que les impulsions sont polarisées elliptiquement et que leur durée est de $2 \mu\text{s}$, comme attendu. Notons que ce régime de fonctionnement peut réellement être appelé monomode car ψ est constant [213], contrairement aux impulsions obtenues par accrochage de phase entre les modes d'un laser multimode longitudinalement [44,218]. En outre, il est frappant de remarquer que le taux de répétition des impulsions est approximativement égal à 45 kHz, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, une valeur légèrement en dessous de la fréquence des oscillations de relaxation à 65 kHz. Ce taux de répétition peut être accordé de quelques kHz autour de 45 kHz en ajustant finement les anisotropies de phase et de pertes. Ainsi, ces résultats et le fait que le régime impulsionnel soit expérimentalement et théoriquement obtenu uniquement

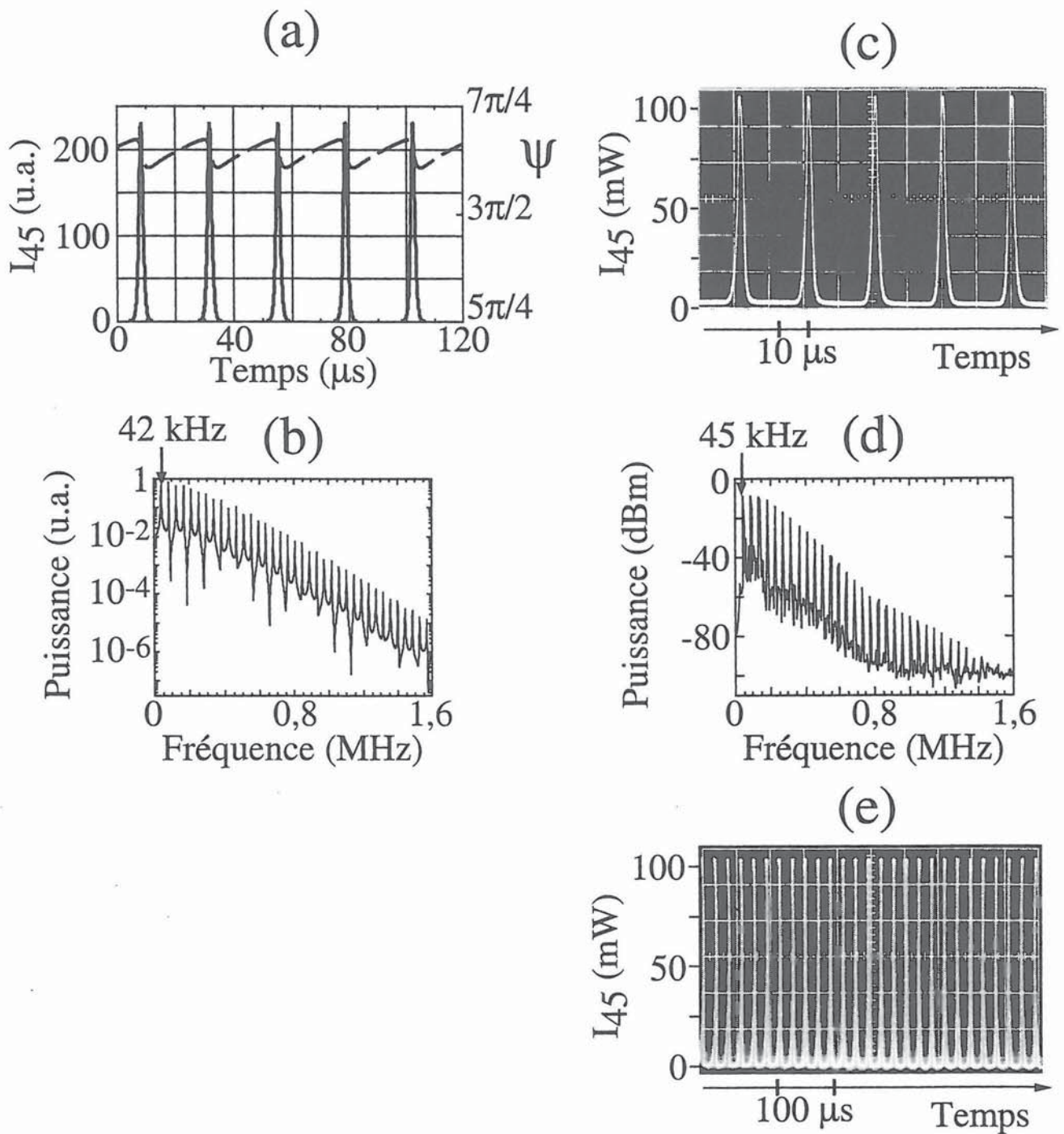


Figure 73 : Régime impulsif à une impulsion ($\omega_r \ll \omega_y - \omega_x < \Delta\omega_l$). (a) Evolutions théoriques en fonction du temps de l'intensité de sortie du laser à 45° des axes x et y (trait plein) et de la phase ψ (trait pointillé). Ces courbes sont obtenues avec les mêmes paramètres que dans la Figure 68 excepté pour $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 500$ kHz et $\Delta\omega_l/2\pi = 1,24$ MHz. (b) Spectre de puissance théorique correspondant à (a). (c)-(e) Résultats expérimentaux. On peut noter que ces derniers sont remarquablement bien reproduits par le modèle théorique. On peut aussi remarquer l'augmentation de la puissance crête par rapport aux résultats de la Figure 68.

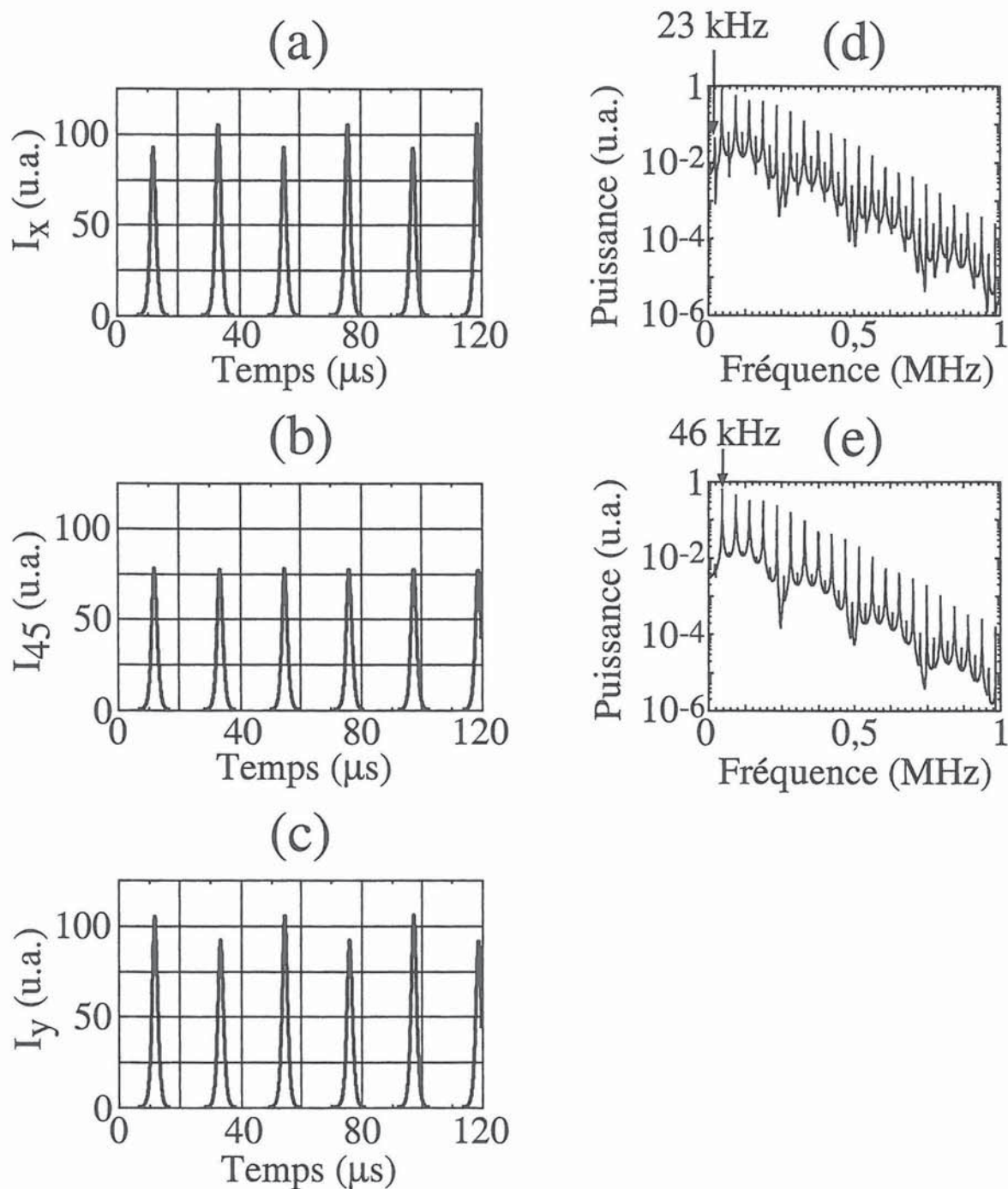


Figure 74 : Prédiction théorique du régime impulsionnel à doublement de période. (a)-(c) Evolutions théoriques en fonction du temps des différentes composantes de l'intensité de sortie du laser. (a) L'intensité est observée suivant l'axe x. (b) L'intensité est observée à 45° des axes x et y. (c) L'intensité est observée suivant l'axe y. Ces résultats sont obtenus avec les mêmes paramètres que dans la Figure 70 excepté pour $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 200$ kHz et $\Delta\omega/2\pi = 500$ kHz. (d), (e) Spectres théoriques de puissance correspondant respectivement à (a) et (b).

pour $\omega_r < \omega_y - \omega_x < \Delta\omega_l$, prouvent définitivement que ce nouveau régime est dû i) à l'accrochage de fréquence des deux états propres de la cavité froide et ii) à l'existence des oscillations de relaxation, c'est-à-dire, au fait que l'inversion de population ne peut pas être éliminée adiabatiquement dans les équations (113-a-f).

Contrairement à la situation précédente où les évolutions des intensités suivant les axes x et y sont identiques, une légère réduction des anisotropies de phase et de pertes mène à un doublement de la période du régime impulsionnel. Les intensités suivant les axes x et y ont alors des évolutions complémentaires. En effet, si maintenant on fixe $(\omega_y - \omega_x)/2\pi$ à 200 kHz et $\Delta\omega_l/2\pi$ à 500 kHz, l'intégration numérique des équations (113-a-f) aboutit aux prédictions de la Figure 74. Bien que l'intensité totale ait un comportement mono-impulsionnel (Figure 74-b) avec un taux de répétition de 46 kHz (Figure 74-e), les intensités suivant les directions x (Figure 74-a) et y (Figure 74-c) présentent un régime d'oscillation à deux impulsions par période. La fréquence fondamentale du spectre d'intensité vaut par conséquent 23 kHz (Figure 74-d). Pour vérifier expérimentalement ces prédictions, nous diminuons l'inclinaison de l'étalon afin de réduire le seuil d'accrochage $\Delta\omega_l$. On obtient alors les résultats expérimentaux de la Figure 75, qui confirment l'existence de ce régime à deux impulsions. Notons que les évolutions des intensités, observées derrière le polariseur aligné suivant les directions x et y, sont complémentaires. En revanche, lorsque le polariseur est orienté à 45° des axes x et y, on observe un régime mono-impulsionnel à 42 kHz (Figures 75-b et 75-e).

Finalement, quand l'anisotropie de pertes croisée Δt_\perp est accompagnée d'une anisotropie de pertes alignée suivant les directions x et y ($\Gamma_x \neq \Gamma_y$), l'intégration numérique des équations (113-a-f) aboutit à un régime d'accrochage de phase à plusieurs impulsions. Dans ce cas, la fréquence fondamentale des impulsions est inférieure à celles obtenues précédemment. Par exemple, en prenant $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 200$ kHz, $\Delta\omega_l/2\pi = 744$ kHz et $\Gamma_y/\Gamma_x = 1,1$, on obtient théoriquement l'évolution temporelle de l'intensité de la Figure 76-a ainsi que le spectre associé de la Figure 76-b. Comme le montrent les acquisitions des

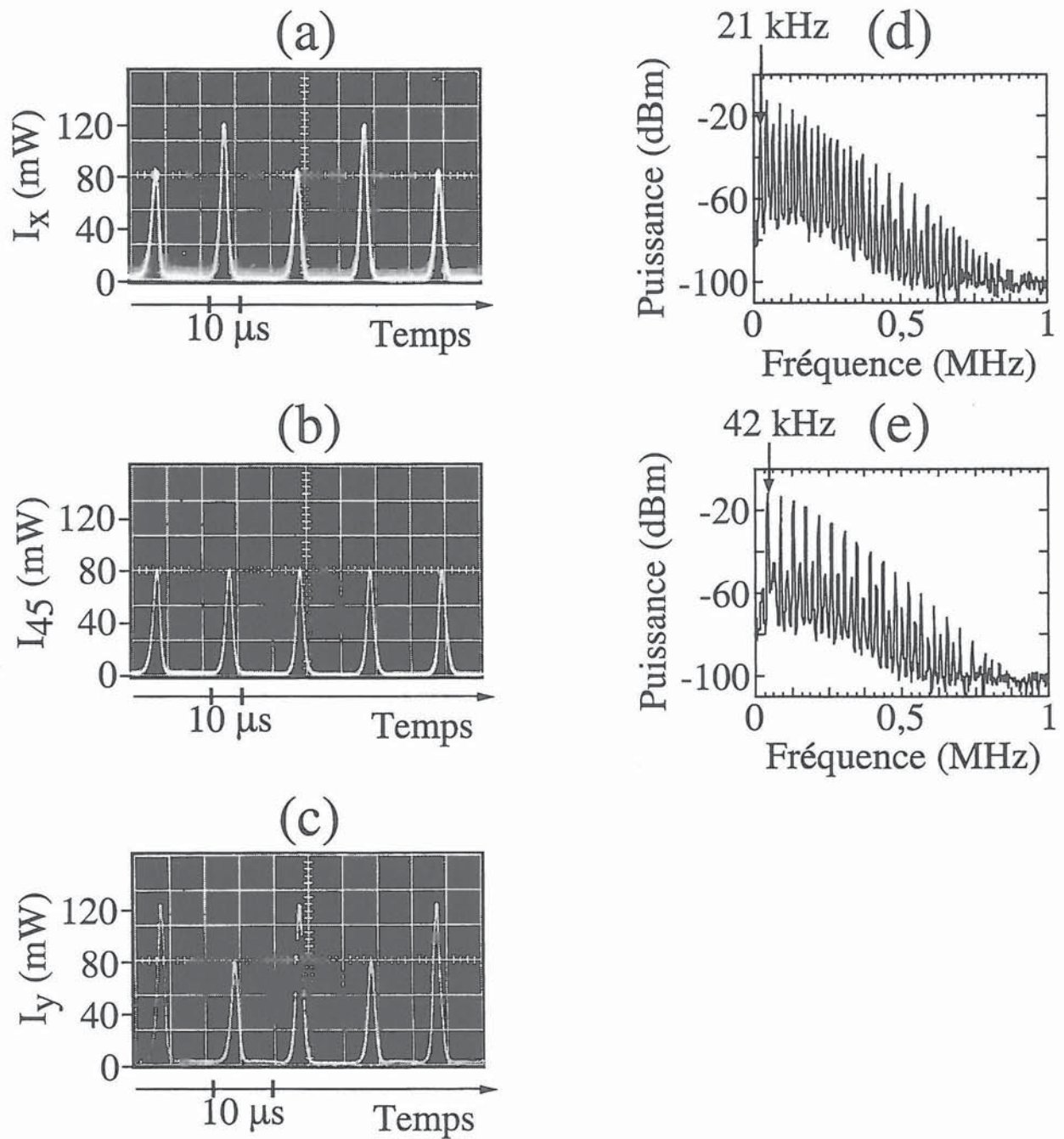


Figure 75 : Observation expérimentale du régime impulsionnel à deux impulsions. (a)-(c) Evolution expérimentale de l'intensité de sortie du laser observée derrière un polariseur et correspondant aux prédictions théoriques de la Figure 74. (a) Le polariseur est orienté suivant l'axe x. (b) Le polariseur est orienté à 45° des axes x et y. (c) Le polariseur est orienté suivant l'axe y. (d), (e) Spectres de puissance expérimentaux correspondant respectivement à (a) et (b). On peut remarquer que la composante de plus petite fréquence (21 kHz) disparaît quand on oriente le polariseur à 45° des axes x et y.

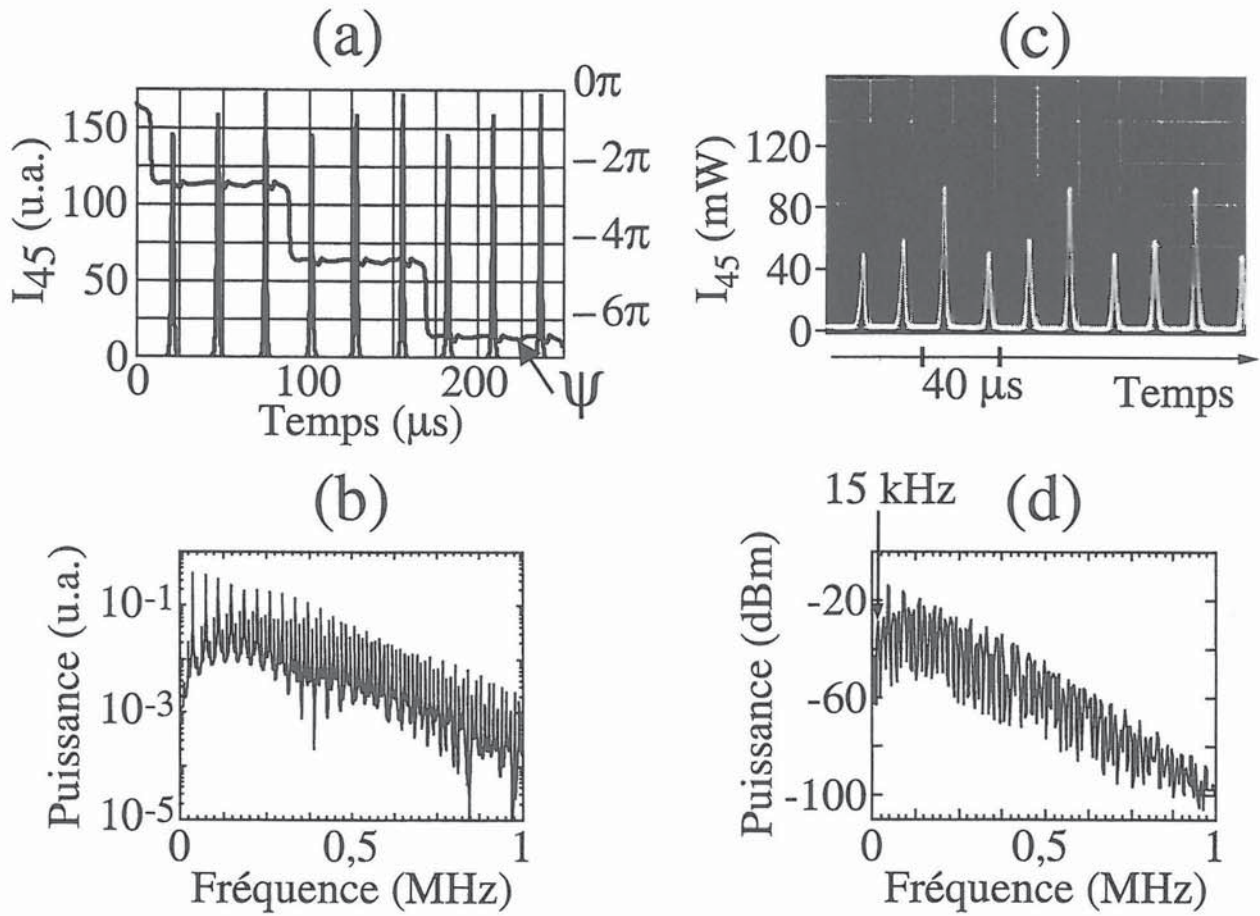


Figure 76 : Régime impulsionnel à trois impulsions. (a) Evolutions théoriques en fonction du temps de l'intensité de sortie du laser à 45° des axes x et y et de la phase ψ . Ces courbes sont obtenues avec les mêmes paramètres que dans la Figure 70 excepté pour $\Gamma_{y/1,1} = \Gamma_x = 3,8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 500 \text{ kHz}$ et $\Delta\omega/2\pi = 744 \text{ kHz}$. (b) Spectre de puissance théorique correspondant à (a). (c), (d) Résultats expérimentaux. Les intensités I_x et I_y (non représentées ici) ont le même comportement temporel que I_{45} .

Figures 76-c et 76-d, ce régime à trois impulsions est aussi observé expérimentalement. On peut noter que, ici encore, les fréquences des deux états propres sont accrochées. Le laser est par conséquent monomode et il oscille sur un état de polarisation elliptique.

3. Vers des impulsions plus courtes.

D'après les résultats précédents, il est légitime de penser que le taux de répétition des impulsions est intimement lié à la fréquence des oscillations de relaxation. Pour le vérifier, nous mesurons le taux de répétition des impulsions pour différentes puissances de pompe. On voit alors que ce taux augmente avec le taux de pompage relatif du laser η . Ceci est illustré dans la Figure 77 dans laquelle les barres verticales représentent, pour chaque valeur de η , la gamme de fréquences de répétition qu'on parvient à atteindre expérimentalement en faisant varier $\omega_y - \omega_x$ et $\Delta\omega_l$. La droite en trait plein est obtenue théoriquement en faisant varier η avec $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 1,5$ MHz et $\Delta\omega_l/2\pi = 1,86$ MHz. Ce régime impulsif particulier peut

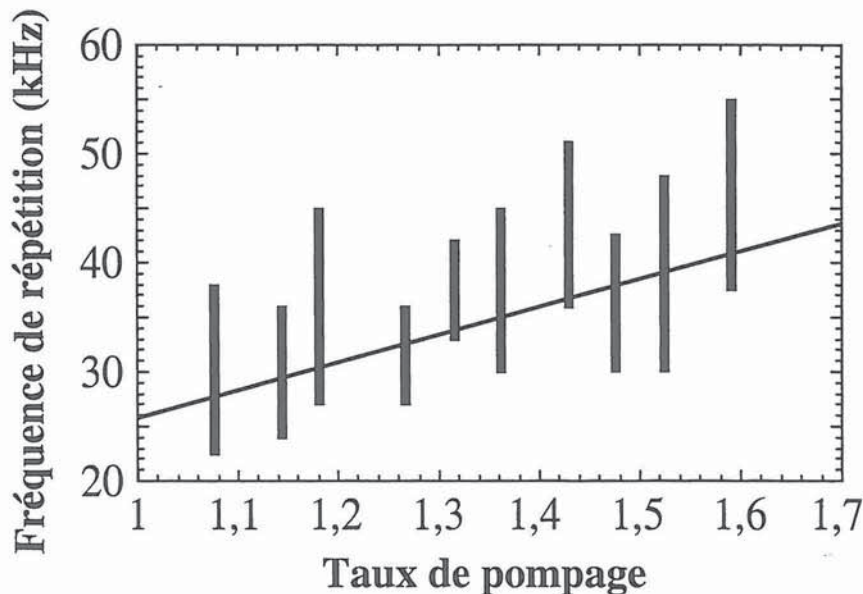


Figure 77 : Fréquence de répétition des impulsions en fonction du taux de pompage η . La droite théorique est obtenue en prenant les mêmes paramètres que dans la Figure 70 excepté pour $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 1,5$ MHz et $\Delta\omega_l/2\pi = 1,86$ MHz. Les barres verticales représentent les plages de fréquences de répétition observées expérimentalement en faisant varier légèrement les anisotropies de phase et de pertes.

être intéressant pour la réalisation de nouveaux types de lasers impulsifs à condition que la durée de l'impulsion soit plus courte [219]. Pour cela, il est nécessaire d'augmenter ω_r .

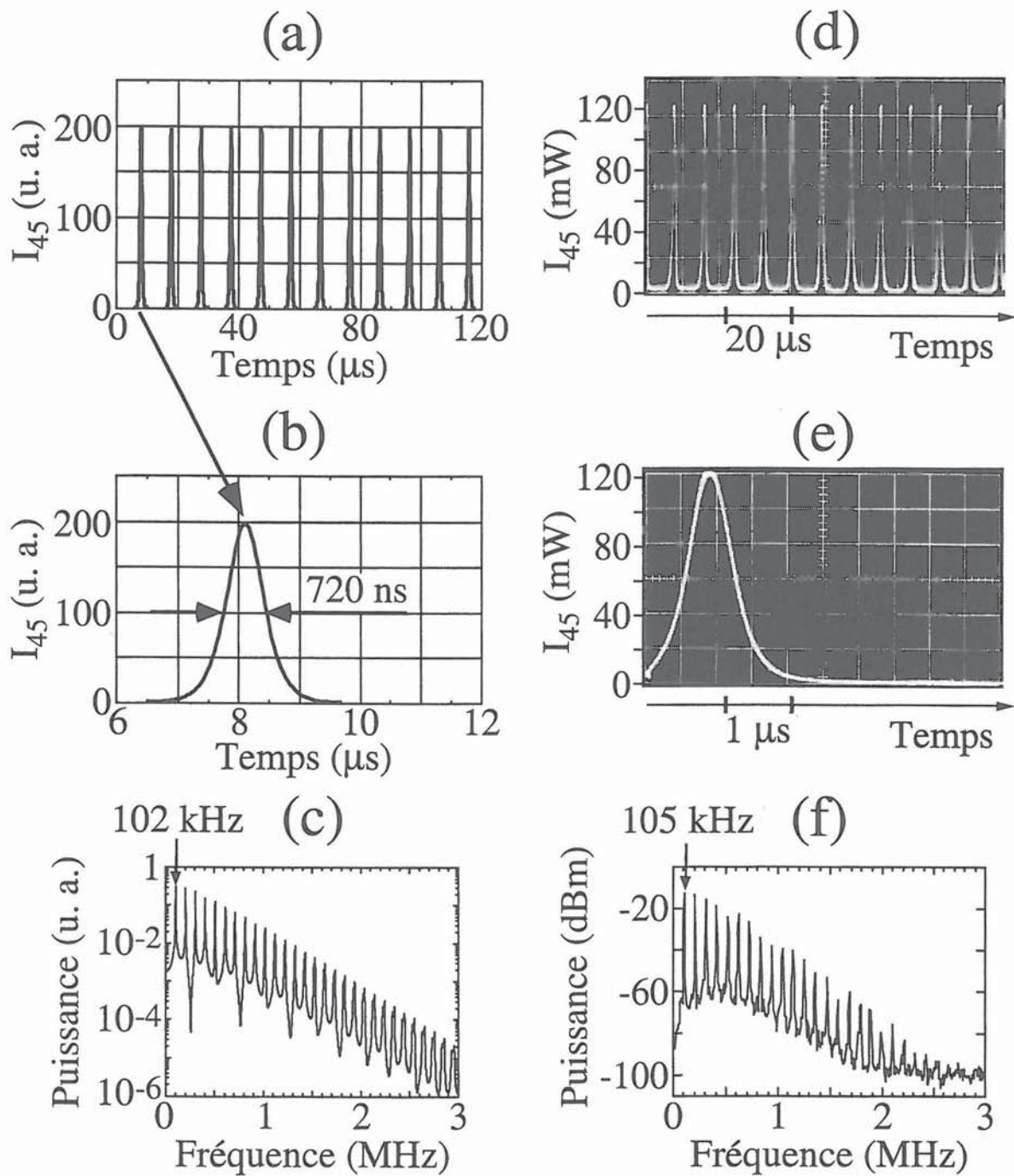


Figure 78 : Régime impulsionnel à une impulsion pour une cavité courte ($L = 105$ mm). (a) Evolution théorique en fonction du temps de l'intensité de sortie du laser à 45° des axes x et y. Ces résultats sont obtenus avec $\eta = 3,1$, $L = 105$ mm, $\Gamma_y/1,001 = \Gamma_x = 1,07 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 6,15$ MHz et $\Delta\omega/2\pi = 6,82$ MHz. (b) Agrandissement d'une des impulsions de (a). La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de 720 ns. (c) Spectre de puissance théorique correspondant à (a). (d)-(f) Résultats expérimentaux. Les composantes de l'intensité I_x et I_y (non représentées ici) ont le même comportement temporel que I_{45} .

Afin de tester cette idée, nous fixons η à 3,1 et nous réduisons la longueur de la cavité laser à $L = 105$ mm. Dans ces conditions, la puissance de sortie du laser en régime continu est de 28 mW et la fréquence des oscillations de relaxation $\omega_r/2\pi$ vaut 157,5 kHz. Ceci nous donne pour la durée de vie des photons dans la cavité, $\Gamma_x = \Gamma_y = 1,07 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Compte tenu de ces paramètres et en prenant $(\omega_y - \omega_x)/2\pi = 6,15$ MHz et $\Delta\omega/2\pi = 6,82$ MHz, les équations (113-a-f) aboutissent aux prédictions des Figures 78-a-c. Ainsi, on s'attend à avoir une largeur d'impulsion de l'ordre de 720 ns et un taux de répétition supérieur à 100 kHz. Comme nous pouvons le voir sur les Figures 78-d-f, nous obtenons expérimentalement des durées d'impulsion aussi petites que 780 ns. Ce résultat confirme le fait que l'augmentation de ω_r est accompagnée d'une réduction de la durée d'impulsion mais aussi d'une augmentation du taux de répétition des impulsions.

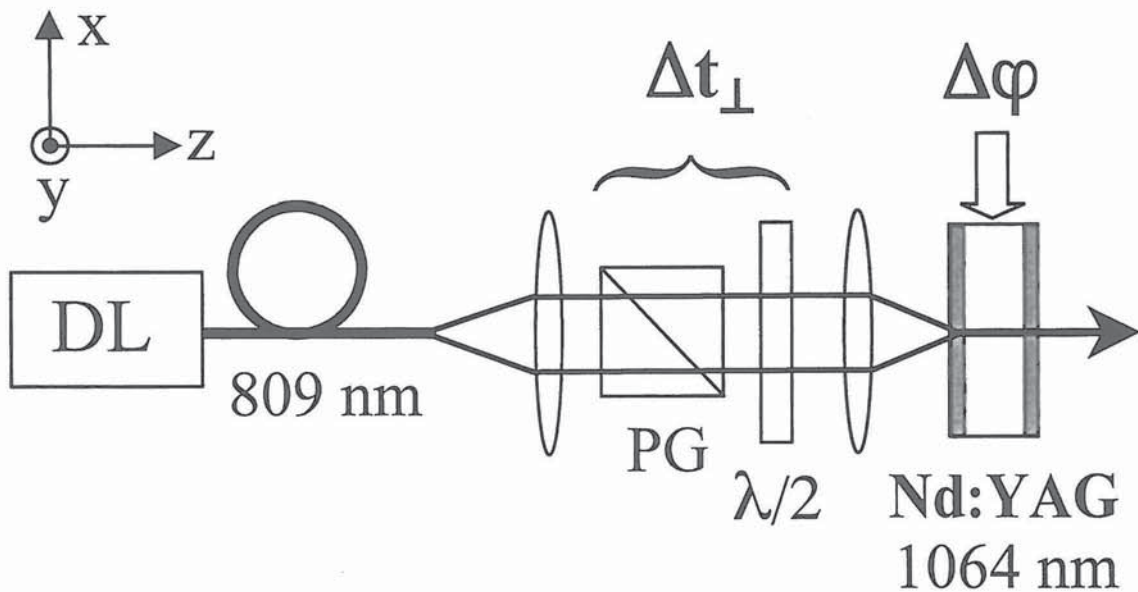


Figure 79 : Montage expérimental. Le laser Nd:YAG est un microlaser monolithique standard. L'anisotropie de phase $\Delta\varphi$ est induite en appliquant une contrainte latérale sur le microlaser. L'anisotropie de pertes Δt_{\perp} est remplacée par l'orientation de la polarisation de la pompe à $\pm 45^{\circ}$ des axes x et y entraînant une anisotropie de gain.

A ce stade, on peut se demander s'il est possible d'atteindre des largeurs d'impulsion comparables à celles des lasers déclenchés, c'est-à-dire, une centaine de nanosecondes. La solution qui consiste à réduire la longueur de la cavité pour augmenter ω_r semble la plus

judicieuse. Par conséquent, nous nous proposons d'utiliser un simple microlaser monomode. Celui-ci est constitué d'un cristal de YAG dopé au néodyme de $540 \mu\text{m}$ de longueur et de section $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ (Figure 79). La première face du cristal, qui sert de miroir d'entrée, est traitée pour réfléchir la totalité de la lumière à 1064 nm et transmettre l'intensité de pompe à 808 nm . La deuxième face du cristal sert de miroir de sortie et a un coefficient de transmission de 5% à 1064 nm . Nous fixons le taux de pompage η à $1,4$. Dans ce cas, $\omega_p/2\pi = 930 \text{ kHz}$. Afin de créer une anisotropie de phase $\Delta\varphi$, nous choisissons d'appliquer une contrainte mécanique sur une des faces parallèles à l'axe optique du cristal. En outre, nous induisons l'anisotropie de pertes effective Δt_{\perp} en orientant la polarisation linéaire du laser de pompe à $\pm 45^\circ$ des axes x et y (remplaçant ainsi l'anisotropie de pertes par une anisotropie de gain) et/ou en inclinant légèrement le microlaser par rapport à l'axe de pompage. Comme dans les expériences précédentes, ces faibles anisotropies sont suffisantes pour produire un train d'impulsions à un taux de répétition de 800 kHz et une largeur d'impulsion à mi-hauteur de 140 ns (voir Figure 80). Il est important de noter que ces impulsions sont aussi courtes que celles des lasers déclenchés mais elles ont un taux de répétition plus élevé. De plus, comme le montrent les résultats expérimentaux et théoriques, le profil de ces impulsions est une parfaite sécante hyperbolique carrée.

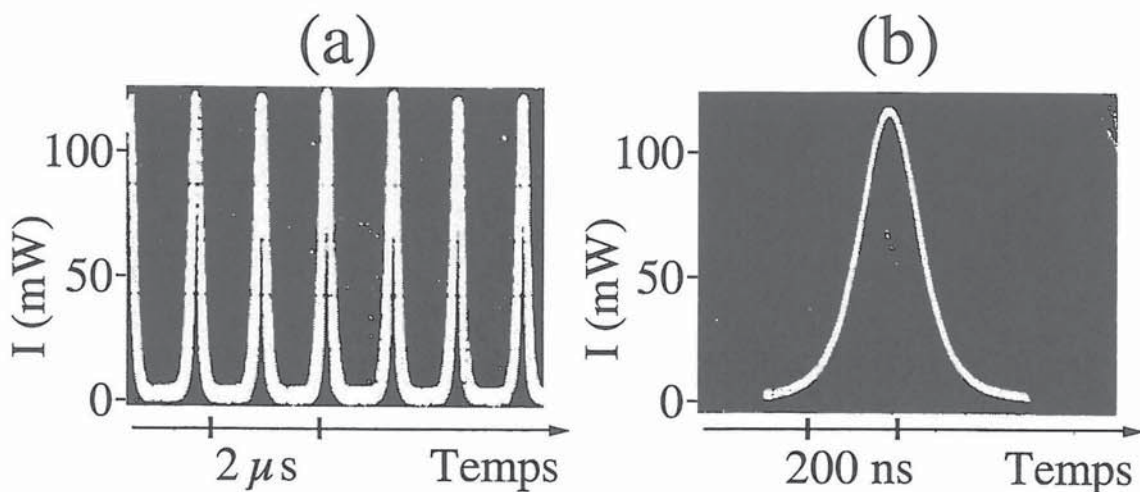


Figure 80 : Evolution expérimentale de la puissance de sortie du microlaser en fonction du temps. (a) La fréquence de répétition des impulsions est de 800 kHz . (b) Agrandissement d'une des impulsions de (a). La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de 140 ns .

4. *Transposition au cas d'un laser Er:Yb:Verre.*

Nous avons vu jusqu'à présent qu'il était possible d'obtenir dans un laser solide Nd:YAG un régime impulsionnel monomode de type nouveau. En outre, nous avons montré que l'existence d'un tel régime est étroitement liée à la présence d'une résonance à la fréquence des oscillations de relaxation du laser [220]. Les autres conditions à l'établissement du régime impulsionnel sont liées aux anisotropies de pertes et de phase, c'est-à-dire, à la cavité froide uniquement. Par conséquent, on s'attend à obtenir le même comportement avec n'importe quel autre milieu actif, du moment que la durée de vie des populations est plus grande que celle des photons dans la cavité. Nous nous proposons donc de tester l'universalité du mécanisme étudié en prenant un laser à trois niveaux, par exemple un laser Er:Yb:Verre. Bien plus qu'une curiosité scientifique, l'obtention du régime impulsionnel monomode dans un tel laser est intéressant pour les applications de télémétrie et vélocimétrie à sécurité oculaire.

Le laser que nous étudions est schématisé dans la Figure 81. Le milieu actif et le pompage optique sont identiques à ceux du laser mono-axe étudié dans le chapitre III. La cavité laser de longueur 5 cm est limitée d'un côté par le miroir dichroïque M_1 directement déposé sur le milieu actif et de l'autre côté par le miroir de sortie M_2 de rayon de courbure 5 cm. Ce dernier a un coefficient de transmission de 0,5 % à 1550 nm. Dans le but de créer une anisotropie de phase, nous insérons dans la cavité une lame de silice non traitée. Les faces de cette lame sont perpendiculaires à l'axe du laser de façon à ne pas introduire d'anisotropie de pertes. De plus, nous orientons cette lame dans le plan (x,y) pour que sa biréfringence résiduelle définisse deux états propres polarisés suivant les axes x et y. Afin d'ajuster cette biréfringence, nous appliquons sur la lame une pression latérale (voir Figure 81). Par ailleurs, nous obtenons l'oscillation monomode longitudinalement au moyen d'un étalon de silice fondue de 40 μm d'épaisseur. Les deux faces de cet étalon possèdent un coefficient de réflexion de 30 % à 1550 nm. L'orientation de cet étalon permet par ailleurs d'ajuster

l'anisotropie de pertes à 45° des axes x et y .

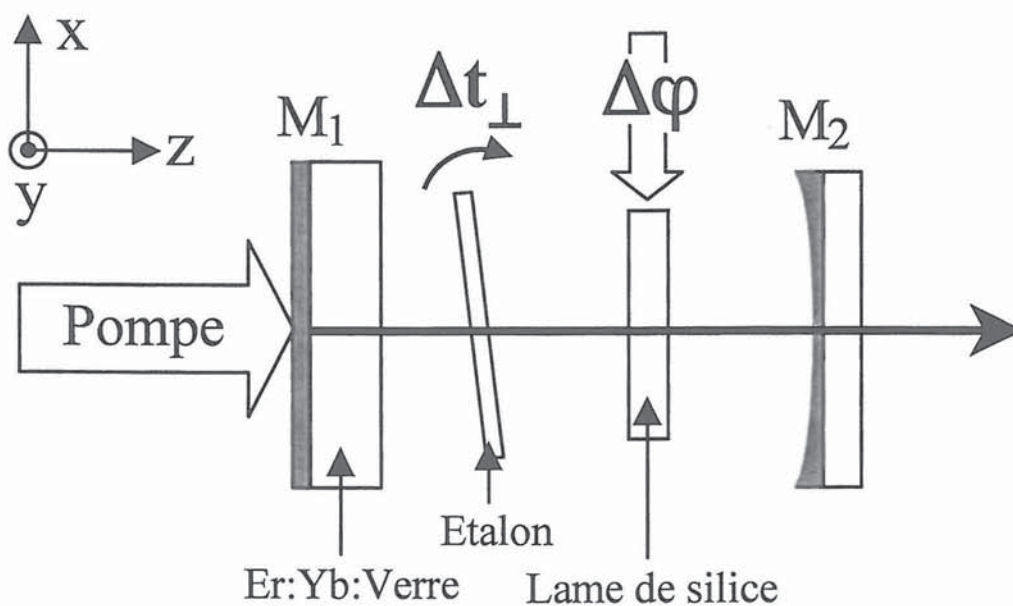


Figure 81 : Montage expérimental. Le milieu actif est un verre dopé à l'erbium et à l'ytterbium. La lame de silice sur laquelle est appliquée une contrainte induit l'anisotropie de phase $\Delta\varphi$. L'étalon qui assure l'oscillation monomode longitudinalement permet également de créer une anisotropie de pertes ajustable Δt_{\perp} .

Dans ces conditions, la puissance de sortie totale du laser est de 4,3 mW pour une puissance de pompe de 340 mW, ce qui correspond à un taux de pompage de 1,5. Nous mesurons alors une fréquence des oscillations de relaxation de $\omega_r/2\pi = 42$ kHz. Lorsqu'une pression est appliquée sur la lame de silice, les deux états propres oscillent simultanément et leurs intensités sont continues. En observant le battement entre ces deux états propres, on vérifie que ω_b décroît de façon continue au fur et à mesure qu'on réduit la contrainte sur la lame de phase. Nous nous trouvons donc dans la situation classique, c'est-à-dire dans la première région décrite précédemment. En revanche, en diminuant davantage l'anisotropie de phase, les différents régimes de la Figure 82 apparaissent successivement. Tout d'abord nous observons, comme pour le laser Nd:YAG, une modulation des intensités suivant x et y (Figure 82-a) à une fréquence de 42 kHz. En réduisant encore $\Delta\varphi$, nous passons au régime fortement modulé à 36 kHz de la Figure 82-b. Finalement, en diminuant davantage

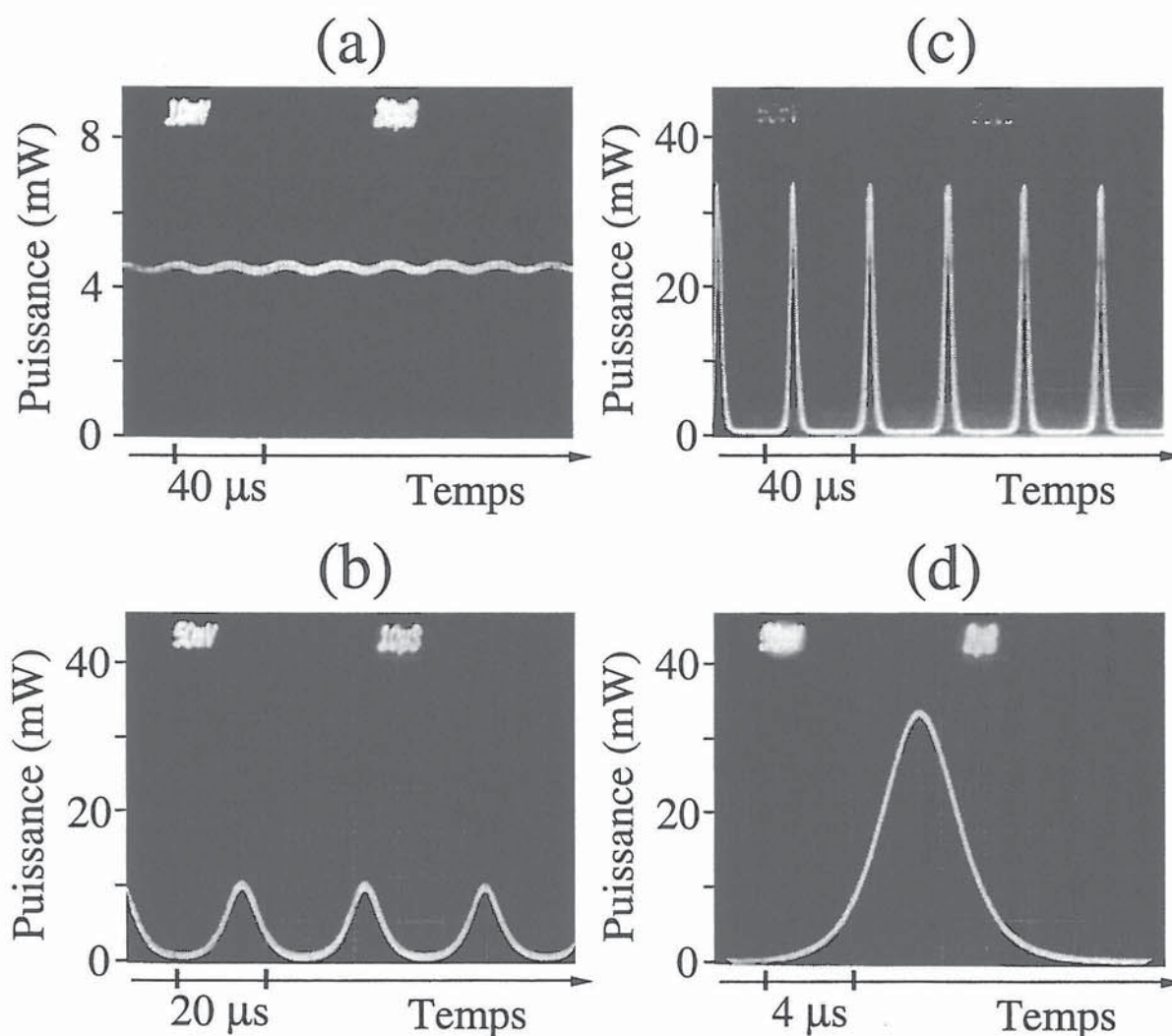


Figure 82 : Evolution expérimentale de la puissance de sortie totale du laser Er:Yb:Verre en fonction du temps. (a) $|\omega_y - \omega_x| > \Delta\omega_l$ le laser oscille en régime continu. On reconnaît les oscillations de relaxation. (b) Régime fortement modulé obtenu en réduisant $\omega_y - \omega_x$. (c) Régime impulsionnel à une impulsion. (d) Agrandissement d'une des impulsions de (c). On peut remarquer que l'impulsion est symétrique (sécante hyperbolique carrée)

l'anisotropie de phase et en ajustant finement l'anisotropie de pertes, le régime monomode impulsionnel de la Figure 82-c est obtenu. Ces impulsions ont un taux de répétition de 34 kHz et une largeur à mi-hauteur de 4 μ s. De plus, comme pour le laser Nd:YAG, ces impulsions sont de parfaites sécantes hyperboliques carrées (Figure 82-d). Ainsi ces observations nous permettent d'affirmer que la physique des laser monomodes impulsionnels est universelle et applicable à tous les lasers de classe B.

5. Conclusion.

En résumé, nous avons étudié expérimentalement la dynamique des deux états propres d'un laser solide quasi-isotrope monomode longitudinalement en présence d'anisotropies de pertes et de phase croisées. Nous avons développé pour ce type de laser un modèle théorique basé sur le formalisme de la matrice densité et qui tient compte de la zone d'accrochage de la cavité froide. Nous avons ainsi obtenu six équations différentielles couplées qui gouvernent l'amplitude et la phase des deux états propres ainsi que l'inversion de population dans le milieu actif. La nature vectorielle de l'interaction champ-atome apparaît alors dans un développement de Fourier angulaire de l'inversion de population. Nous avons ensuite utilisé ces six équations différentielles pour décrire théoriquement le comportement d'un laser solide quasi-isotrope avec un milieu actif court et contenant des anisotropies de phase et de pertes croisées. Des comportements originaux de l'intensité de sortie et de la polarisation ont alors été obtenus théoriquement et validés expérimentalement dans un laser Nd:YAG monomode longitudinalement et transversalement, et oscillant sur deux états de polarisation.

- (i) Quand la zone d'accrochage est de l'ordre de grandeur de la fréquence des oscillations de relaxation du laser, on observe un battement usuel entre les deux états propres de la cavité froide. Toutefois, la puissance de sortie présente des oscillations non-linéaires lorsque la fréquence de battement entre les deux états propres vaut ω_r et $2\omega_r$.
- (ii) Quand le seuil d'accrochage est légèrement plus grand que la fréquence des oscillations de relaxation, on obtient un régime monomode continu de polarisation circulaire dès que la différence de fréquence entre états propres atteint la zone d'accrochage.
- (iii) Quand la fréquence des oscillations de relaxation du laser est petite par rapport la zone d'accrochage, on observe différents régimes auto-impulsionnels. Ces régimes à une ou plusieurs impulsions oscillent avec un taux de répétition légèrement plus petit que la fréquence des oscillations de relaxation. On a alors des puissances crête une dizaine de

fois supérieures à celles obtenues en régime continu.

Toutes ces observations ont été théoriquement confirmées par notre modèle. En effet, en ajustant la valeur des anisotropies de pertes et de phase, nous sommes parvenus à reproduire théoriquement tous les régimes d'oscillation du laser. Nous avons obtenu numériquement des battements usuels ou anharmoniques, une émission continue polarisée circulairement et des régimes d'accrochage de phase impulsions à une ou plusieurs impulsions. Nous avons d'abord observé, dans une cavité étendue, le régime mono-impulsionnel avec un taux de répétition de 42 kHz, une largeur d'impulsion de 2 μ s et une puissance crête 20 fois supérieure à la puissance continue. Puis, en réduisant la longueur de la cavité, nous avons obtenu un taux de répétition de 105 kHz avec une largeur d'impulsion de 720 ns. Ainsi, nous avons vérifié théoriquement et expérimentalement que la réduction de la durée de vie des photons dans la cavité se traduit par une diminution de la largeur d'impulsion et une augmentation du taux de répétition. Par conséquent, en passant d'une cavité étendue à un microlaser, nous avons pu générer des impulsions de largeur 140 ns avec un taux de répétition de 800 kHz en remplaçant l'anisotropie de pertes par une anisotropie de gain. En outre, en remplaçant le milieu actif à 4 niveaux (Nd:YAG) par un milieu actif à 3 niveaux (Er:Yb:Verre), nous avons vérifié l'universalité du mécanisme monomode impulsions. Il est alors possible de générer à 1,55 μ m, avec un laser Er:Yb:Verre à cavité étendue, des impulsions de largeur 4 μ s à une cadence de 34 kHz.

En conclusion, l'introduction d'une anisotropie de pertes croisée dans un laser solide monomode nous a permis d'observer des régimes d'oscillation particuliers. Le comportement temporel de l'intensité de sortie du laser a été parfaitement reproduit théoriquement. Celui-ci peut être interprété physiquement par l'interaction non linéaire entre les deux états propres dans le milieu actif des lasers de classe B. En outre, nous avons mis en évidence le rôle important des oscillations de relaxation et de la zone d'accrochage de phase dans le comportement du laser. Dans un laser à cavité étendue de quelques centimètres de long, les largeurs d'impulsion sont compatibles avec celles requises pour les applications de télémétrie

cohérente. De plus, l'oscillation impulsionnelle auto-entretenue dans des cavités laser courtes pourrait être d'une grande utilité. En effet, ce nouveau régime impulsionnel peut être mis à profit dans un microlaser monomode standard pour générer, de manière simple, des impulsions avec un grand taux de répétition sans avoir recours aux techniques habituelles de modulation des pertes [221]. Finalement, l'universalité du phénomène permet d'envisager la génération d'impulsions courtes à sécurité oculaire avec des microlasers Er:Yb:Verre pour lesquels les absorbants saturables ne sont pas encore faciles à réaliser.

B. Auto-modulation de la polarisation avec des états propres circulaires.

La partie A qui précède illustre le rôle particulier que peut avoir un type d'accrochage en fréquence. Dans ce cas, deux oscillateurs optiques (deux états propres du même mode longitudinal) s'accrochent pour ne plus donner qu'une seule fréquence. De plus, quand les bonnes conditions sont réunies, nous avons vu que cet accrochage mène à un régime impulsionnel sans avoir recours aux méthodes usuelles de déclenchement passif ou actif [222]. Or, il existe un autre mécanisme d'accrochage qui lui aussi mène à un régime impulsionnel. Ce mécanisme bien connu est dit à verrouillage de modes [44]. Comme l'a montré LAMB, le spectre du laser est formé d'un peigne périodique de fréquences (trois au moins) dont les phases relatives s'accrochent. Lorsque le laser oscille sur deux états de polarisation, le verrouillage des modes peut mener à l'auto-modulation de polarisation. Ce dernier mécanisme a été étudié dans le cas de deux états propres polarisés linéairement [223] mais jamais avec deux états propres polarisés circulairement. On peut donc s'interroger sur l'universalité du mécanisme d'auto-modulation de polarisation. Est-il possible de verrouiller des peignes de modes de polarisations circulaires ? Le but de la partie qui suit est de répondre à cette question. Pour cela, nous utiliserons le laser à semi-conducteur sur lequel l'étude de l'auto-modulation de polarisation avec des états propres de polarisations linéaires a déjà été effectuée.

1. *Introduction.*

Comme l'a montré le groupe de TANG à l'université de Cornell, le mécanisme d'auto-modulation de polarisation dans une cavité laser à semi-conducteur permet de générer des impulsions stables [224]. Ces sources à modulation rapide de la polarisation pourraient trouver des applications en communication optique et en particulier être utilisées comme

horloges dans des systèmes opto-informatiques ou en télécommunications optiques [225,226]. On obtient la modulation de polarisation en plaçant, dans la cavité laser, une lame quart d'onde dont les axes neutres sont orientés à 45° des directions de polarisation TE et TM du semi-conducteur [227]. Ces systèmes ne nécessitent par conséquent aucune électronique rapide. De plus, il est possible d'augmenter la fréquence de modulation en réduisant la longueur de la cavité, car cette fréquence vaut rigoureusement la moitié de l'intervalle spectral libre du laser, soit $c/4L$. On peut ainsi espérer atteindre des fréquences aussi élevées que 100 GHz [48]. Au départ, l'auto-modulation de polarisation a été obtenue expérimentalement dans des lasers à semi-conducteurs à cavité externe [224,227,49]. Ce mécanisme a aussi été observé depuis avec des lasers à cavité verticale à émission par la surface (VCSEL) couplées à une cavité de contre réaction contenant une lame quart d'onde [228-230]. Comme l'a montré notre groupe, ce comportement est dû à un verrouillage de phase des modes propres associés aux deux états propres du laser [137]. En effet, la lame quart d'onde introduit un déphasage de π entre les deux états propres linéaires, qui se traduit par un décalage de fréquence de $c/4L$ entre les deux peignes de modes longitudinaux, chaque peigne étant associé à un état de polarisation. Lorsque les deux peignes sont parfaitement intercalés, le couplage entre les modes des deux états propres devient efficace et le verrouillage de phase se produit. Cependant, si les lignes neutres de la lame quart d'onde ne sont pas parfaitement orientées à 45° des directions TE et TM, ou si la lame est légèrement hors d'incidence [231], la différence de fréquences entre deux modes voisins n'est plus rigoureusement constante et égale à la moitié de l'intervalle spectral libre de la cavité. Les deux états propres ne peuvent alors plus se verrouiller en phase et on observe une instabilité de fréquence de la modulation de polarisation. Ainsi, l'orientation de la lame quart d'onde est cruciale. On peut donc se demander s'il est possible d'éviter cet inconvénient en remplaçant la lame quart d'onde par un rotateur Faraday (RF) et en utilisant des états propres circulaires. En effet, pour un angle de rotation Faraday de 45° , le déphasage introduit entre les deux composantes circulaires du champ pour un aller-retour dans la cavité est là encore de π . On peut donc s'attendre à une dynamique de la polarisation similaire à celle obtenue avec une lame quart d'onde, mais cette fois-ci pour des polarisations circulaires.

2. Théorie.

Considérons le schéma de principe du laser de la Figure 83. La cavité Fabry-Perot de longueur L est fermée par les deux miroirs M_1 et M_2 ayant respectivement des coefficients de réflexion R_1 et R_2 . Afin de reproduire les propriétés optiques d'une diode laser usuelle [232], nous supposons que le milieu actif présente des anisotropies linéaires alignées avec les axes x et y qui coïncident avec les axes TE et TM. Enfin, la cavité laser contient un rotateur de Faraday dont l'angle de rotation θ_{RF} pour un simple passage est de 45° . Pour trouver les

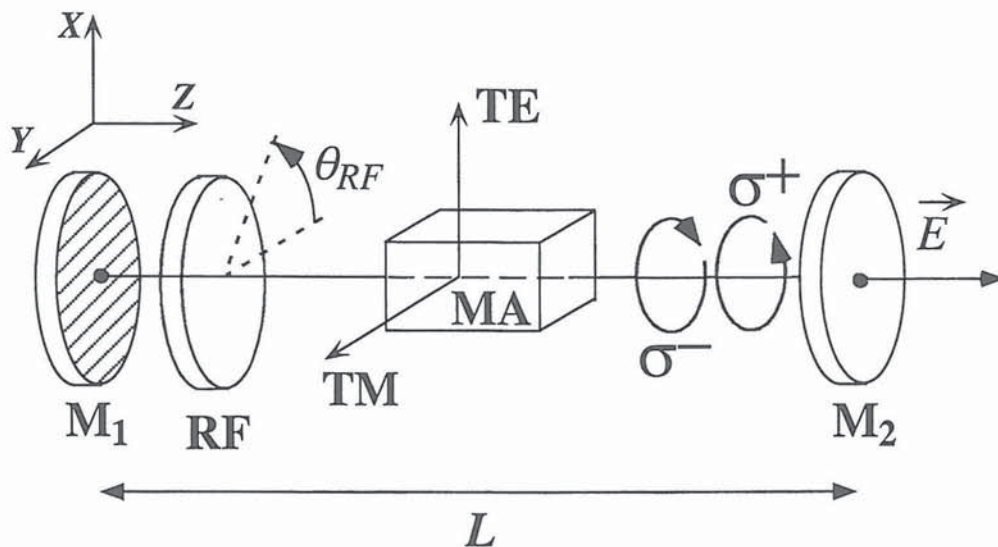


Figure 83 : Principe général d'un laser à auto-modulation de polarisation avec des états propres circulaires. MA : milieu actif ; M_1 et M_2 : miroirs ; RF : rotateur Faraday. $\theta_{RF} = 45^\circ$: angle de rotation Faraday. Les deux états propres sont des circulaires droite et gauche.

polarisations et les fréquences des deux états propres, nous devons calculer la matrice de Jones \mathbf{M} pour un aller-retour du champ dans la cavité laser. Nous notons G_{TE} et G_{TM} les gains complexes associés respectivement aux axes TE et TM pour un simple passage. Dans le repère (x,y) la matrice de Jones du rotateur Faraday s'écrit :

$$\mathbf{M}_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (116)$$

En partant du miroir M_2 , le calcul de la matrice de Jones totale \mathbf{M} donne alors

$$\mathbf{M} = \sqrt{R_1 R_2} G_{TE} G_{TM} \exp(2ikL) \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (117)$$

où k est le module du vecteur d'onde du champ intracavité. En diagonalisant la matrice \mathbf{M} , on trouve les deux états propres susceptibles d'osciller. Ces états propres ont des polarisations σ^+ et σ^- respectivement. Le calcul des valeurs propres donne les fréquences propres ν_+ et ν_- associées aux deux états propres. Leur différence s'écrit :

$$\nu_+ - \nu_- = \frac{c}{4L} + (p - q) \frac{c}{2L}, \quad (118)$$

où c est la vitesse de la lumière, p et q sont les entiers indexant les modes longitudinaux des états propres σ^+ et σ^- respectivement. Cette expression montre que le spectre théorique du laser est constitué de deux peignes de modes, de pas $c/2L$, décalés l'un par rapport à l'autre de $c/4L$, chaque peigne correspondant à un état propre circulaire. Ce résultat est similaire à celui obtenu dans le cas des lasers à auto-modulation de polarisation contenant une lame quart d'onde, excepté pour les états de polarisation qui étaient dans ce cas linéaires. Ainsi, si le mécanisme d'accrochage de phase est indépendant de l'état de polarisation des modes propres, on s'attend à ce que l'intensité de sortie présente un battement à une fréquence de $c/4L$. C'est ce que nous voulons vérifier expérimentalement dans la partie qui suit.

3. Montage et résultats expérimentaux.

Le montage expérimental est représenté sur la Figure 84. Le milieu actif (noté DL) est constitué d'une diode laser en InGaAs à hétérostructure enterrée, émettant autour de $1,55 \mu\text{m}$. Une des faces de la diode est traitée antireflet ($R < 10^{-4}$). Les faisceaux de sortie

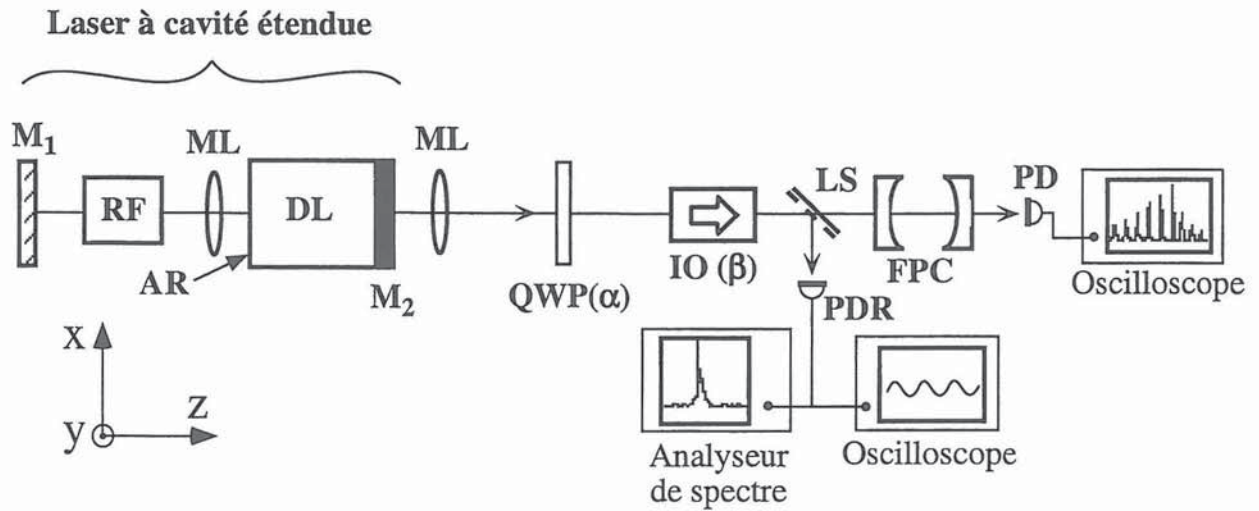


Figure 84 : Laser semi-conducteur auto-modulé en polarisation avec des états propres circulaires. DL : diode laser ; M_1 : miroir externe ; M_2 : face clivée ; AR : traitement antireflet ; RF : rotateur Faraday ; ML : microlentilles moulées ; $QWP(\alpha)$: lame quart d'onde dont l'axe rapide est orienté à α de l'axe x ; IO : isolateur optique dont l'axe passant est orienté à β de l'axe x ; LS : lame semi-réfléchissante ; FPC : Fabry-Perot confocal de 1 cm ; PD : photodiode ; PDR : photodiode rapide.

sont collimatés au moyen de deux microlentilles moulées ML , qui sont traitées antireflet. La cavité externe de longueur L est fermée par un miroir plan M_1 . Son coefficient de réflexion en intensité R_1 est de 90 %. Le laser oscille alors entre le miroir M_1 et la face clivée M_2 avec un intervalle spectral libre de $c/2L$. Afin d'obtenir l'oscillation sur deux états propres circulaires, nous insérons dans la cavité le rotateur Faraday RF (Optics for Research IO-4-1550). Ce dernier est constitué d'un grenat fer-bismuth, dont les deux faces sont traitées antireflet, entouré d'un aimant permanent. Nous analysons la polarisation du faisceau de sortie à l'aide d'une lame quart d'onde QWP suivie d'un isolateur optique IO qui joue aussi le rôle de polariseur. L'ensemble $\{QWP+IO\}$ est équivalent à un polariseur circulaire. L'axe rapide de la lame quart d'onde et l'axe passant de l'isolateur sont orientés respectivement aux angles α et β par rapport à l'axe x . Le faisceau est ensuite séparé en deux avec une lame semi-réfléchissante LS . Une partie du faisceau est focalisée sur photodiode rapide PDR en InGaAs. L'autre partie arrive sur un interféromètre Fabry-Perot confocal FPC d'intervalle spectral libre 7,5 GHz, suivi d'une photodiode PD . Cette disposition permet d'observer simultanément l'évolution de

l'intensité de sortie et d'analyser le spectre du laser.

Afin de vérifier les prédictions théoriques, orientons d'abord l'axe passant de l'isolateur IO à 45° de l'axe rapide de la lame QWP, c'est-à-dire $\alpha = 0$ et $\beta = 45^\circ$. Dans ce cas,

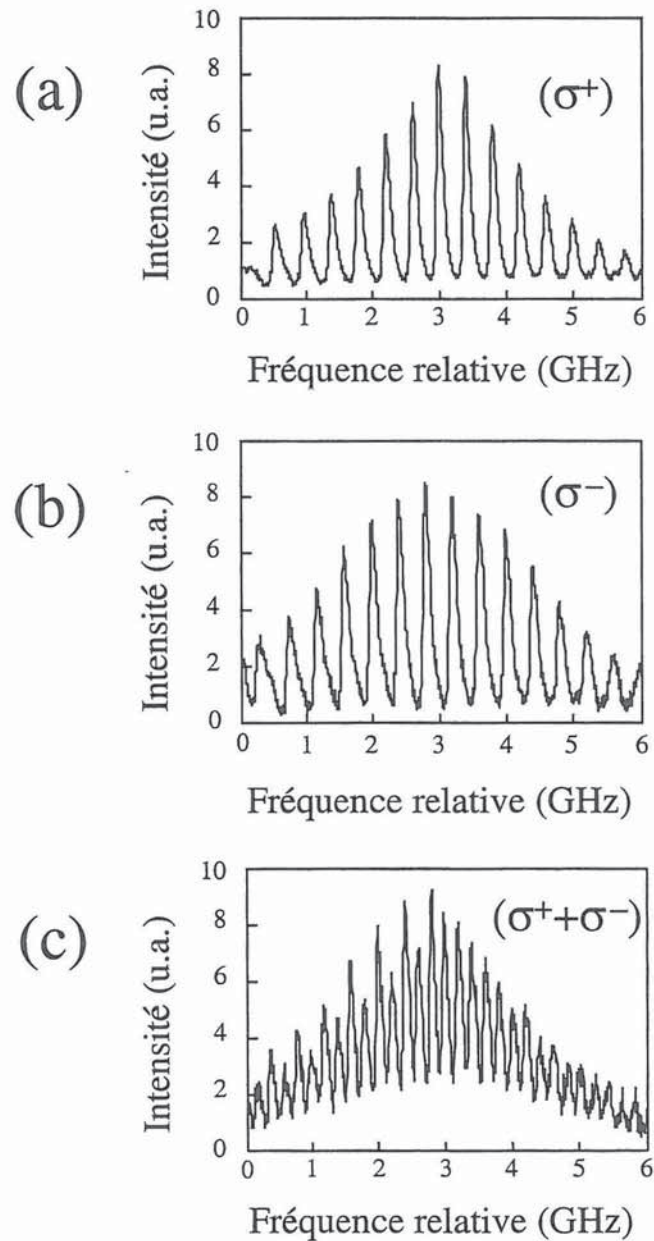


Figure 85 : Analyse du spectre de sortie du laser pour 3 orientations de l'axe passant de l'isolateur optique IO : (a) $\beta = 45^\circ$; (b) $\beta = -45^\circ$; (c) $\beta = 0^\circ$. (a) et (b) correspondent respectivement aux peignes de modes associés aux états propres σ^+ et σ^- . (c) montre la superposition des deux peignes. Ici, $L = 39$ cm.

IO ne transmet que l'état propre de polarisation σ^+ . Nous obtenons alors derrière le Fabry-Perot le spectre de la Figure 85-a. Celui-ci consiste en un peigne de modes de pas $c/2L$ qui correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité externe. Dans cet exemple, nous avons fixé L à 39 cm, ce qui donne un intervalle spectral libre de 386 MHz. En tournant la lame QWP de 90° ($\beta = -45^\circ$), IO ne transmet, cette fois-ci, que l'état propre de polarisation σ^- . Le spectre de la Figure 85-b montre que cet état propre oscille aussi sur plusieurs modes longitudinaux espacés de $c/2L$. Si maintenant la lame QWP est orientée de façon à ce que IO laisse passer les deux états propres ($\beta = 0^\circ$), on obtient la superposition des deux peignes de modes de la Figure 85-c. Ces deux peignes sont bien décalés de $c/4L$, ce qui est en accord avec les prévisions théoriques. De plus, on vérifie qu'on obtient bien le même comportement pour différentes longueurs L . En gardant les mêmes orientations de la lame QWP et de l'isolateur IO, nous observons l'évolution en fonction du temps de la puissance de sortie à l'aide de la photodiode rapide PDR. Nous obtenons alors le battement de la Figure 86 correspondant à une longueur de cavité $L = 1,32$ m. Comme attendu, le battement entre les modes associés aux deux états propres induit une modulation de période $4L/c = 17,5$ ns. De plus, la forme en "créneaux" indique que seules les harmoniques impaires contribuent aux termes de battement.

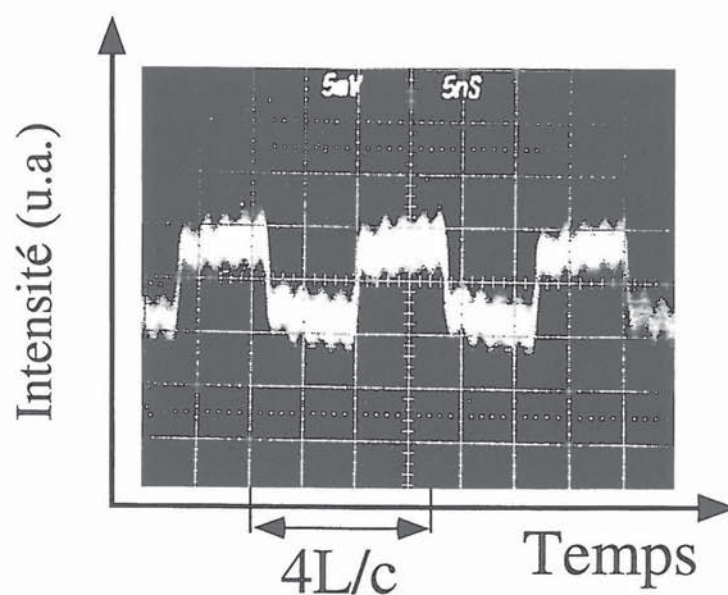


Figure 86 : Observation d'un battement entre états propres quand l'axe passant de l'isolateur IO est orienté à $\beta = 0^\circ$. Echelle des temps : 5 ns/div. Ici, $L = 1,32$ m.

Ceci est confirmé par la Figure 87 qui reproduit le spectre de l'intensité de sortie. Finalement, quand nous retirons l'analyseur de polarisations circulaires {QWP+IO}, le battement disparaît ce qui atteste du fait que les deux états propres sont bien orthogonaux.

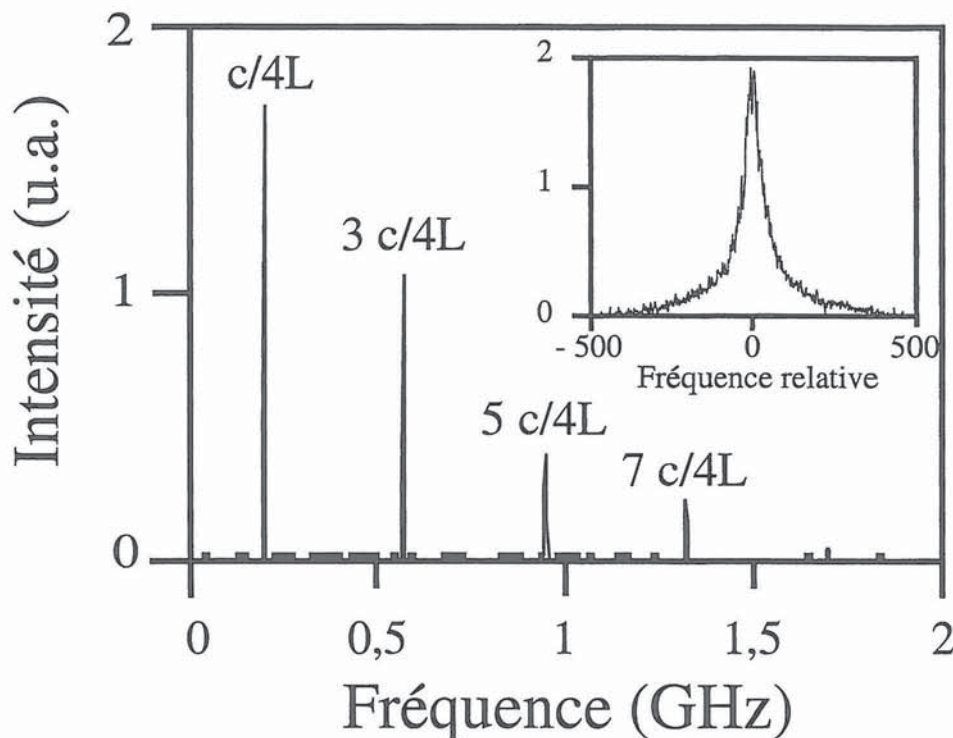


Figure 87 : Spectre de l'intensité de sortie, constitué de la fréquence fondamentale ($c/4L$) et de trois harmoniques impaires. Comme pour la Figure 85, $L = 39$ cm. Encart : spectre du terme de battement à $c/4L = 193$ MHz. La largeur totale à mi-hauteur est égale à 92 kHz. Les échelles verticales sont linéaires.

La nature de la polarisation des états propres du laser ne semble donc pas affecter leur dynamique. En effet, comme dans le cas d'états propres polarisés linéairement, nous obtenons (i) un spectre constitué de deux peignes de pas $c/2L$ décalés de $c/4L$, (ii) le battement de deux états propres qui se traduit par une modulation d'intensité de période $4L/c$ où seules les harmoniques impaires sont présentes. De plus, la propriété la plus importante des lasers à auto-modulation de polarisation est également vérifiée : tous les modes sont verrouillés en phase. Ainsi, la stabilité des spectres de la Figure 85, la régularité de la modulation d'intensité (Figure 86) et surtout la grande stabilité de la densité spectrale de

puissance de l'intensité représentée sur la Figure 87 sont autant d'indices qui témoignent de l'existence du verrouillage de phase. On peut remarquer que la largeur totale à mi-hauteur du pic fondamental à $c/4L$ est égale à 92 kHz (voir l'encart de la Figure 87). Cette valeur correspond à environ la moitié de la largeur obtenue avec le même laser pour une configuration linéaire, c'est-à-dire avec une lame quart d'onde dans la cavité. L'obtention d'une meilleure finesse spectrale avec le laser à états propres circulaires est vraisemblablement liée aux deux propriétés suivantes du rotateur Faraday. Premièrement, l'angle de rotation ne dépend pas de l'orientation du rotateur. Ceci rend le laser moins sensible aux vibrations mécaniques contrairement au cas de la lame quart d'onde qui doit être rigoureusement orientée à 45° des lignes neutres du milieu actif [49]. Deuxièmement, la dispersion de l'angle Faraday est inférieure à 6×10^{-3} °/nm, ce qui permet d'ajuster cet angle à 45° sur toute la largeur spectrale du champ intracavité [233]. L'aspect surprenant de cette expérience est que le mécanisme de verrouillage de phase se produit non seulement pour des milieux actifs très différents (gaz, semi-conducteurs, puits quantiques) mais semble aussi être indépendant des polarisations propres dans le milieu actif. Or, il est bien connu que le couplage dans un laser à deux modes dépend fortement de la polarisation du champ intracavité [44]. Néanmoins, dans le cas des lasers à auto-modulation de polarisation, l'espacement constant des modes est le facteur prédominant dans le verrouillage des modes.

4. Conclusion.

En conclusion, nous avons analysé théoriquement et expérimentalement les états propres d'une cavité laser étendue à semi-conducteur contenant un rotateur Faraday. Nous avons ainsi mis en évidence le verrouillage de phase entre deux états propres de polarisations circulaires contenant, chacun, plusieurs modes longitudinaux [234]. La qualité intrinsèque des états propres circulaires associée à la qualité spectrale de leur battement font de ce laser un candidat prometteur pour la réalisation d'horloges optiques.

**Conclusion générale
et perspectives**

Conclusion générale et perspectives.

Nos investigations des lasers dopés aux terres rares et à l'erbium notamment ont conduit à plusieurs résultats :

- Dans un premier temps, après être revenu sur les caractéristiques de base d'un laser solide *Er:Yb:Verre* mono-fréquence, nous avons isolé le mécanisme de *diffraction résonnante* dans ce type de laser [91]. Dans ce mécanisme, le mode laser induit des variations non-linéaires de l'indice du milieu actif solide. Ceci entraîne l'apparition d'un effet de lentille divergent du côté des petites longueurs d'onde et convergent du côté des grandes longueurs d'onde de la transition. La dynamique des modes associée à ces variations d'indice donne alors naissance à des pertes par diffraction qui sont résonnantes. Alors que la caractéristique de base d'un laser présente habituellement une saturation de la puissance de sortie en fonction du taux d'excitation, nous avons prédit puis observé expérimentalement que la diffraction résonnante pouvait induire, dans certains cas, une *augmentation anormale* de l'intensité de sortie en fonction de la puissance de pompe. La *spectroscopie de la lumière diffractée* permet de confirmer sans ambiguïté que les mécanismes de diffraction résonnante sont responsables de cet effet. Une fois ces mécanismes disséqués et compris, nous avons pu reproduire à l'aide d'un modèle simple tous les résultats expérimentaux. La compréhension de cette physique dans les lasers solides nous a également permis d'interpréter les dérives en fréquence qu'on peut observer dans les microlasers multimodes. Celles-ci se traduisent par un décalage spectaculaire des modes oscillants vers les grandes longueurs d'onde lorsque le taux de pompage augmente. Ainsi, bien que la diffraction résonnante puisse être masquée dans un laser solide standard par l'existence d'une lentille thermique, elle est néanmoins *inévitabile* et peut impliquer des modifications importantes dans les caractéristiques du laser.

- L'analyse théorique et expérimentale du couplage non-linéaire dans les lasers Er:Yb:Verre nous permet désormais de maîtriser les conditions d'oscillation d'une ou de deux fréquences dans ces lasers. Nous avons d'abord développé un modèle théorique simplifié basé sur l'analyse de stabilité de LAMB et adapté à un laser solide Er:Yb:Verre. Contrairement à l'approche utilisée habituellement pour les lasers solides, ce modèle fait intervenir une constante de couplage C qu'il est possible de mesurer expérimentalement. Pour cela, nous avons mis au point deux montages expérimentaux originaux qui ont servi à mesurer directement cette *constante dans un microlaser Er:Yb:Verre* [173]. La perturbation différentielle des pertes est alors obtenue en appliquant sur le microlaser une faible contre-réaction optique sélective en longueur d'onde ou anisotrope. Ainsi, nous avons pu mesurer des valeurs de $C_{12} = 0,8 \pm 0,05$ entre deux modes longitudinaux de même polarisation et de $C_{xy} = 0,95 \pm 0,05$ entre deux états propres correspondant au même mode longitudinal. Une fois introduites dans notre modèle, ces valeurs remarquablement plus élevées que celles mesurées dans un laser Nd:YAG ont permis d'expliquer le comportement spectral d'un microlaser monolithique Er:Yb:Verre. En particulier, les plages spectrales d'oscillation bi-fréquence et mono-fréquence ont été obtenues théoriquement puis confirmées expérimentalement. Ce travail nous a amené à prédire les conditions requises pour l'obtention du *régime monomode longitudinal* utile pour de nombreuses applications. Grâce à la séparation spatiale des états propres, nous avons, pour la première fois, pu étendre l'étude du couplage à toute la plage spectrale d'oscillation du laser. Nous avons alors observé que les rapports entre les coefficients d'auto-saturation et de saturation croisée variaient *fortement avec les longueurs d'onde* des deux modes, mettant en évidence une structure complexe de la raie laser dans ce type de matériaux. En revanche, nous avons montré que la constante de couplage dépend *uniquement du taux de recouvrement spatial* entre les deux modes considérés. Cette propriété, associée à la *valeur élevée de C* , a permis d'interpréter les particularités du spectre d'oscillation d'un laser Er:Yb:Verre multimode à cavité étendue.

- Dans un laser Er:Yb:Verre, cette valeur de C , bien que proche de la valeur critique 1, autorise néanmoins l'oscillation bi-fréquence sur toute la plage de gain du laser. Dans la

troisième partie du manuscrit, nous avons exploité cette caractéristique pour la mise au point d'un *laser Er:Yb:Verre monoaxe à deux fréquences* dont la différence est commandée électriquement. Le signal de battement généré par mélange hétérodyne des deux fréquences propres a alors une largeur limitée principalement par les fluctuations acoustiques des différents éléments du résonateur. Nous avons montré qu'en insérant cette source dans une boucle à verrouillage de phase à 1 GHz, il est possible d'obtenir un battement dont la largeur à mi-hauteur de 1 Hz²¹ est limitée par celle de l'oscillateur local hyperfréquence. Enfin, en contrôlant le bruit d'intensité résiduel du laser, nous avons réalisé un oscillateur local dont les qualités en terme de bruit de phase sont au-delà des performances requises pour un oscillateur local destiné à la transmission d'ondes radios dans les fibres optiques [197]. Nous avons ainsi démontré que l'association des états propres et des qualités intrinsèques des lasers solides est un moyen simple de générer un *battement hyperfréquence ultra-stable* et véhiculé par une *porteuse optique accordable de 1530 à 1550 nm*. Pour annuler la constante de couplage et afin de nous affranchir des limites imposées par l'intervalle spectral libre de la cavité sur la fréquence de battement, nous avons mis en œuvre *la séparation spatiale des états propres* dans un laser Er:Yb:Verre. Grâce à l'utilisation de *deux étalons indépendants*, nous avons alors pu construire une source à deux longueurs d'onde indépendamment accordables sur une plage spectrale de 22 nm. On obtient ainsi un battement entre les deux états propres qui est également *accordable de 0 à 2,7 THz* et dont la largeur à mi-hauteur est meilleure que 10 kHz [14]. Les résultats obtenus sont prometteurs pour la génération d'une onde THz monochromatique et continue. Appliqué à la caractérisation des systèmes de télécommunications optiques DWDM, ce laser bi-axe a mené au concept de *fréquence absolue-accordable*. En effet, en asservissant la fréquence de l'onde extraordinaire sur une des raies de l'acétylène isotopique $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$, nous avons pu montrer que la fréquence de l'onde ordinaire, qui elle reste accordable, était automatiquement stabilisée. Cette propriété

²¹ Ce résultat a été obtenu récemment en collaboration avec le groupe de l'IRCOM en utilisant un oscillateur local électrique de meilleure qualité. La largeur du battement optique de 1 Hz est donc actuellement limitée par la pureté spectrale de cet oscillateur local.

remarquable est intimement liée à l'architecture du laser dans laquelle les deux états propres partagent un résonateur unique. Nous l'avons mise en évidence en asservissant tout d'abord la fréquence extraordinaire sur le profil Doppler de la raie. La précision de pointé de la fréquence ordinaire est alors de 10 MHz. Ensuite, en asservissant, pour la première fois à notre connaissance, la fréquence extraordinaire sur le pic d'absorption saturée de la raie, nous avons réussi à améliorer cette précision de pointé de trois ordres de grandeur (10 kHz) [105].

- Lorsque la différence de fréquences entre les deux états propres du laser solide devient de l'ordre de grandeur de la fréquence des *oscillations de relaxation* inhérentes aux lasers solides, de nouvelles propriétés dynamiques apparaissent. Nous avons développé un modèle théorique fondé sur le formalisme de Maxwell-Bloch qui tient compte des *anisotropies de phase et de pertes* de la cavité laser, ainsi que des interactions non linéaires dépendantes de la phase dans le milieu actif. Six équations différentielles couplées permettent alors de décrire complètement le comportement d'un laser bi-fréquence en régime dynamique ou stationnaire. Ces équations différentielles gouvernent l'évolution des trois premières composantes de Fourier angulaires de l'inversion de population, de l'intensité de chaque état propre et de la différence de phase entre ces deux états propres. Ce modèle a permis de prédire des comportements dynamiques originaux, tous observés expérimentalement dans un laser Nd:YAG [220]. Ainsi, parmi les différents régimes obtenus expérimentalement et théoriquement, nous avons pu classer les plus intéressants en trois catégories. La première correspond à une région où le seuil d'accrochage (proportionnel à l'anisotropie de pertes) et la fréquence des oscillations de relaxation du laser sont du même ordre de grandeur. On obtient alors un battement habituel entre les deux états propres sauf quand cette fréquence de battement vaut une ou deux fois la fréquence des oscillations de relaxation, auquel cas le battement devient fortement anharmonique. La deuxième catégorie correspond à un régime de fonctionnement continu dans lequel le laser émet une polarisation circulaire. Ce régime est obtenu lorsque la différence de fréquences entre les deux états propres atteint le seuil d'accrochage et que ce dernier est légèrement plus grand que la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Enfin, la troisième catégorie, qui est sans doute la plus intéressante de par

ses applications potentielles, correspond à un régime d'oscillation *impulsionnel auto-entretenu*. Dans ce cas, la zone d'accrochage est grande par rapport à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Nous avons alors obtenu pour la première fois des régimes impulsionnels stables à une, deux ou trois impulsions de forme *sécante hyperbolique* au carré par période en ajustant uniquement les anisotropies de phase et de pertes du laser. De plus, nous avons démontré que le taux de répétition des impulsions est proportionnel à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. En réduisant la longueur de la cavité laser, nous avons alors pu générer des impulsions de largeur à mi-hauteur 140 ns à une *cadence de 800 kHz*. Ce résultat a été obtenu avec un microlaser Nd:YAG standard sans avoir recours aux méthodes usuelles de déclenchement actif ou passif [221]. Enfin, nous avons mis en œuvre cette méthode de génération d'impulsions dans un laser à 3 niveaux Er:Yb:Verre, prouvant ainsi l'universalité du mécanisme étudié. Un autre type d'accrochage en régime multimode longitudinal aboutissant, cette fois, à *l'auto-modulation de la polarisation* à partir de deux *états propres circulaires* a été mis en évidence. Nous avons montré que l'insertion d'un rotateur de Faraday dans un laser à semi-conducteur à cavité étendue pouvait conduire au verrouillage de phase des modes propres associés aux deux états propres circulaires du laser [234]. Cette nouvelle configuration nous a permis, d'une part, de confirmer la généralité du mécanisme responsable de l'auto-modulation de polarisation et, d'autre part, de gagner un facteur deux sur la qualité spectrale du battement par rapport aux configurations précédentes qui font intervenir des états propres polarisés linéairement.

Les perspectives de ce travail s'inscrivent, à notre avis, à la fois dans les domaines fondamentaux et appliqués :

Le couplage non-linéaire entre modes dans un laser solide réserve sans doute encore des surprises. En effet, la non-réciprocité et la forte dépendance spectrale de l'échange d'énergie entre deux oscillateurs optiques dans un milieu actif solide ne sont pas encore complètement comprises. Les mécanismes responsables de ces effets sont actuellement

étudiés au laboratoire. Les premiers résultats expérimentaux laissent penser qu'il est nécessaire de tenir compte de la *dynamique des phonons* dans le processus de couplage. Une nouvelle approche théorique devrait bientôt confirmer cette hypothèse. Une fois ces mécanismes bien compris, il n'est pas exclu que les mesures de couplage entre états propres puissent trouver des applications nouvelles dans la spectroscopie des phonons.

Le laser THz Er:Yb:Verre à deux axes de propagation a débouché sur une collaboration qui a pour but la génération par voie optique d'une *onde THz monochromatique continue* et accordable. Plusieurs techniques pour convertir le battement optique en rayonnement THz sont envisagées au laboratoire, comme le mélange dans un semi-conducteur absorbant ou la rectification optique. De plus, il est vraisemblable qu'une telle source, qui génère une onde optique modulée de 0 à quelques THz avec un taux de modulation proche de 100 %, puisse s'avérer utile pour l'étude de certains processus ultra-rapides, comme les relaxations intrabande dans les semiconducteurs par exemple. En outre, on peut imaginer optimiser la source à fréquence absolue-accordable en vue d'applications industrielles. L'amélioration d'une telle source devrait passer par sa miniaturisation et par l'utilisation de nouvelles méthodes d'asservissement plus robustes [196] et automatisées.

Le régime impulsionnel auto-entretenu réalisé dans le microlaser Nd:YAG, sans absorbant saturable ni déclenchement actif, peut être transposé au cas des microlasers Er:Yb:Verre pour l'obtention de *régimes impulsionnels à haute cadence à 1,55 μm* , c'est-à-dire dans la région de sécurité oculaire. De plus, une telle source à impulsions sécantes hyperboliques carrées peut s'avérer utile dans le domaine de la propagation soliton qui connaît depuis quelques années un regain d'intérêt. Par ailleurs, les développements récents relatifs à la source Nd:YAG bi-fréquence à déclenchement passif [235] laissent entrevoir la mise au point de lasers Er:Yb:Verre du type impulsionnel bi-fréquence ou à largeur d'impulsion contrôlée grâce aux états propres fourchus... En outre, les résultats obtenus avec le laser à auto-modulation de la polarisation nous amènent à nous interroger sur les capacités d'une telle source pour la régénération tout optique des signaux dans les réseaux à haut débit.

Finalement, nous espérons avoir convaincu le lecteur de l'intérêt de revenir sur certains aspects fondamentaux et appliqués des lasers solides mono-fréquences et bi-fréquences dopés à l'erbium, aspects liés à la grande largeur de raie du milieu actif et à son caractère homogène. Nous croyons que ces lasers ont de réelles potentialités dans le domaine des télécommunications optiques et hyperfréquences futures²². Les diodes lasers utilisées jusqu'à présent dans les systèmes de communications à haut débit commencent à montrer quelques limites [236] n'autorisant notamment pas les communications cohérentes par fibre. Il n'est pas exclu que les lasers dopés aux terres rares et plus particulièrement à l'erbium prennent un jour le relais...

²² Il est utile de rappeler que les lasers solides étaient déjà des candidats potentiels pour les télécommunications optiques bien avant que les DFB s'imposent sur ce marché [237-240].

Annexes

Annexe 1.

Modélisation complète des lasers Er:Yb:Verre.

Nous développons ici le modèle utilisé pour calculer les performances et optimiser les lasers Er:Yb:Verre utilisés dans ce mémoire. En effet, dans un laser à trois niveaux, le rendement différentiel et la puissance de pompe au seuil dépendent énormément du recouvrement des faisceaux pompe et laser. Il est donc nécessaire de pondérer les intensités de pompe et du mode laser par les fonctions qui reproduisent au mieux leurs profils d'intensité. Ceci est d'autant plus important dans le cas d'un pompage longitudinal par diode laser, car le profil du faisceau de pompe est rarement gaussien. De plus, il est fortement divergent.

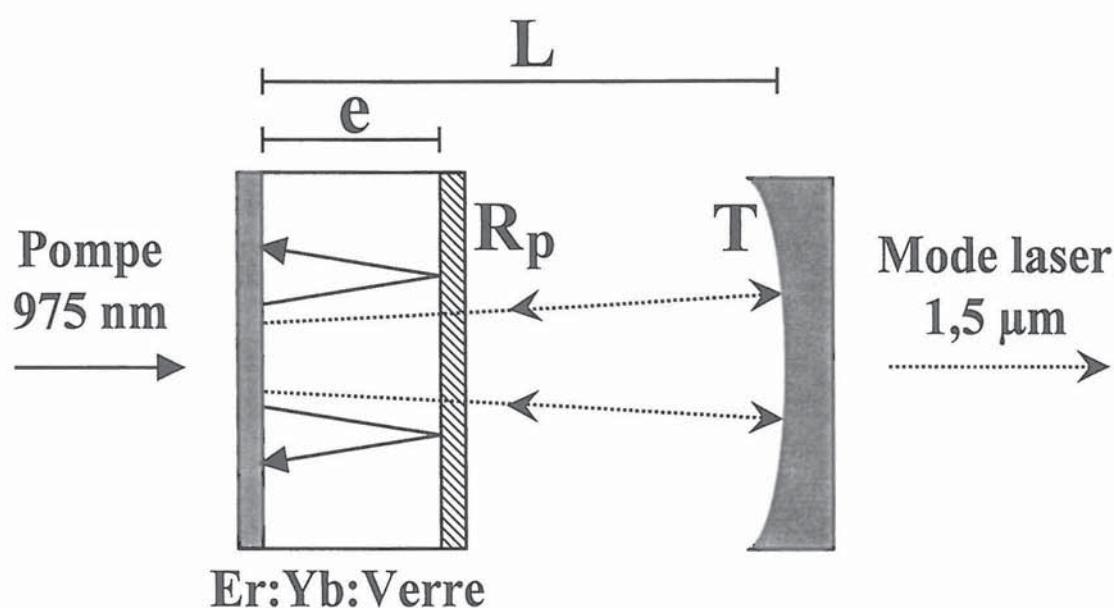


Figure 88 : Représentation schématique du laser Er:Yb:Verre étudié. La première face du milieu actif qui sert de miroir d'entrée est traitée de façon à réfléchir la totalité de la lumière autour de 1550 nm et de transmettre le faisceau de pompe à 975 nm . La deuxième face du milieu actif est traitée antireflet autour de 1550 nm et possède un coefficient de réflexion R_p à 975 nm .

En résolvant les équations d'évolution des populations des ions Er^{3+} et Yb^{3+} en régime stationnaire et moyennant les hypothèses rappelées dans le chapitre I, nous avons obtenu l'expression du gain linéique

$$g(\mathbf{r}) = \sigma_e N_2(\mathbf{r}) - \sigma_a N_1(\mathbf{r}) = \sigma_a N_E \frac{\frac{\sigma_e}{\sigma_a} \sigma_Y I_p(\mathbf{r}) \frac{N_Y}{N_E} - \frac{1}{\tau}}{\sigma_Y I_p \frac{N_Y}{N_E} + (\sigma_a + \sigma_e) I(\mathbf{r}) + \frac{1}{\tau}}. \quad (119)$$

Dans cette expression, chaque point du milieu actif est repéré par le vecteur $\mathbf{r} = (x, y, z)$ en prenant comme origine le centre de la face d'entrée du milieu actif. Les notations utilisées ici sont définies dans le chapitre I. Les équations d'évolution des populations sont valables en tout point du milieu actif. En revanche, l'équation d'évolution de l'intensité dans la cavité laser n'est correcte que pour le flux total de photons. En désignant par $\int_V d\mathbf{r}$ l'intégration sur le volume de la cavité laser et par $\int_{V_a} d\mathbf{r}$ l'intégration sur le volume du milieu actif, l'équation d'évolution de l'intensité s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \int_V I(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{c}{n V_a} \int g(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}) d\mathbf{r} - \gamma_c \int_V I(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (120)$$

c est la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction du milieu actif et γ_c l'inverse de la durée de vie des photons dans la cavité donnée par

$$\gamma_c = \frac{c}{2L} (p_{\text{int}} + T)^{-1}. \quad (121)$$

L est la longueur de la cavité laser, T la transmission en intensité du miroir de sortie et p_{int} les pertes intracavités pour un aller-retour (transmission du miroir non comprise). Il est important de noter que les expressions (120) et (121) ne sont valables que lorsque le flux total de

photons varie peu le long de la cavité. Cette condition est toujours satisfaite dans nos expériences puisque le gain dans le milieu actif et les pertes de la cavité ne dépassent jamais quelques pour-cent. On obtient alors la relation simple suivante entre le flux de photons en tout point du résonateur et le nombre total de photons N dans la cavité qui est

$$I(\mathbf{r}) = cN \frac{i(\mathbf{r})}{\int_V i(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}, \quad (122)$$

où $i(\mathbf{r})$ est le profil d'intensité du mode laser.

Le faisceau de pompe est en grande partie absorbé par les ions Yb^{3+} du milieu actif. Il est donc nécessaire de tenir compte de la variation longitudinale de la puissance de pompe. En outre, dans le cas d'un pompage par diode laser, en plus de la forme transverse du faisceau de pompe (fonction porte, gaussienne, parabolique, etc...), il est indispensable de tenir compte de sa divergence. L'intensité de pompe en tout point du milieu actif s'écrit alors :

$$I_p(\mathbf{r}) = \frac{n_p}{\sigma_Y N_Y} \cdot \frac{i_p(\mathbf{r})}{\int_{V_a} i_p(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}, \quad (123)$$

où $i_p(\mathbf{r})$ est le profil d'intensité de la pompe et où

$$n_p = \frac{P_p}{h\nu_p} [1 - \exp(-\sigma_Y N_Y e)] \cdot [1 + R_p \exp(-\sigma_Y N_Y e)] \quad (124)$$

est le nombre total de photons de pompe absorbés par le milieu actif par unité de temps. e est la longueur du milieu actif en cm, R_p le coefficient de réflexion à 975 nm de la deuxième face du milieu actif, P_p la puissance de pompe incidente exprimée en Watt et $h\nu_p$ l'énergie d'un photon à 975 nm.

Nous supposons que le faisceau laser est gaussien. De plus, nous négligeons sa divergence car la longueur du milieu actif est en général plus petite que la distance de RAYLEIGH. Le profil du mode laser prend alors la forme

$$i(x, y, z) = \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2}\right), \quad (125)$$

où w est le "waist" du laser qui se situe au niveau du miroir plan.

Le faisceau de pompe, quant à lui, va dépendre du type de laser utilisé pour pomper le milieu actif. Dans le cas d'un pompage longitudinal par diode laser, le profil du faisceau est mesuré expérimentalement puis introduit dans le modèle théorique. A titre d'exemple, l'intensité d'un faisceau de forme parabolique, divergent et n'ayant pas subi de réflexion par la deuxième face du milieu actif s'écrit :

$$i_p^a(\mathbf{r}) = i_p^a(x, y, z) = \exp(-\sigma_Y N_Y z) \left(1 - \frac{x^2 + y^2}{2(r_p + \theta z)^2}\right). \quad (126)$$

r_p est le rayon du mode de pompe à mi-hauteur en entrée du milieu actif ($z = 0$) et θ l'angle de demi-divergence du faisceau de pompe (en radian). En tenant compte de la réflexion de la pompe sur la deuxième face du milieu actif, l'intensité de pompe en tout point devient

$$i_p(\mathbf{r}) = i_p(x, y, z) = i_p^a(x, y, z) + R_s i_p^a(x, y, 2e - z). \quad (127)$$

Finalement, en remplaçant dans l'équation (120) en régime stationnaire les intensités de la pompe et du mode laser par leurs expressions (122) et (123), on aboutit à l'équation

$$\frac{\int_{V_a} g(\mathbf{r}) i(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}{\int_V i(\mathbf{r}) d\mathbf{r}} = \frac{\gamma c}{c} \quad (128)$$

où $g(\mathbf{r})$ est donnée par (119). La résolution numérique de cette équation permet de calculer le nombre de photons N dans la cavité laser en fonction des différents paramètres du laser et par conséquent la puissance de sortie qui est directement liée à N par

$$P_s = h\nu_s \cdot N \cdot T \frac{c}{2L} \quad (129)$$

$h\nu_s$ est l'énergie d'un photon à la longueur d'onde d'oscillation du laser.

Résultats.

Parmi les résultats qui ont permis d'optimiser les différents lasers utilisés dans ce mémoire, nous en présentons deux qui sont spécifiques à notre modèle. Comme nous l'avons dit dans le chapitre I, en plus des profils de mode de la pompe et du signal, le modèle fait intervenir des sections efficaces d'absorption et d'émission qui sont différentes. Une telle différence doit être prise en compte pour la réalisation d'un laser largement accordable. En effet, on s'aperçoit que, pour une longueur de milieu actif donnée, la transmission du miroir de sortie joue un rôle important non seulement pour optimiser la puissance de sortie mais aussi pour définir la plage spectrale d'oscillation accessible. Pour illustrer un tel comportement, la Figure 89 reproduit le calcul de la puissance de sortie d'un laser Er:Yb:Verre en fonction de la longueur d'onde d'oscillation pour différentes valeurs de la transmission du miroir de sortie. Les paramètres utilisés dans cette simulation sont reportés dans le tableau en fin de l'annexe 1. Etant donné que le spectre d'oscillation du laser est directement lié au spectre du gain au seuil, ce résultat peut être interprété de la manière suivante : lorsque les pertes du laser sont suffisamment faibles, le spectre de gain au seuil présente un maximum du côté des grandes longueurs d'onde. A contrario, lorsqu'on augmente les pertes dans la cavité laser, le spectre de

gain au seuil présente un maximum marqué à 1535 nm (voir Figure 5-a dans le chapitre I). Ainsi, on voit clairement que le choix du coefficient de transmission du miroir dépend de l'utilisation qu'on veut faire du laser. Par exemple, pour réaliser un laser largement accordable, il est judicieux de choisir le coefficient de transmission le plus faible possible sans pour autant trop altérer le rendement du laser. En revanche, si on cherche à ce que le laser oscille uniquement autour de 1535 nm, on aura intérêt à augmenter la transmission du miroir de sortie.

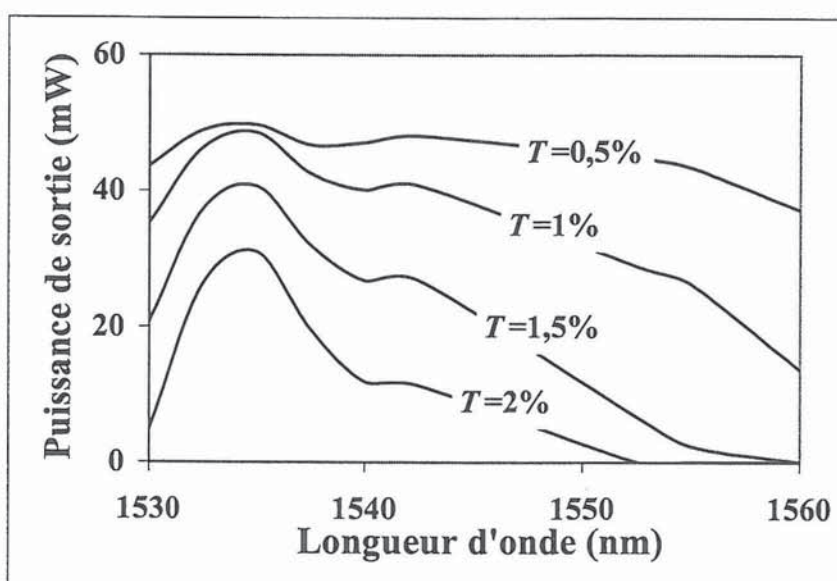


Figure 89 : Puissance de sortie calculée en fonction de la longueur d'onde du laser pour différents coefficients de transmission T du miroir de sortie. En choisissant de faibles pertes, on favorise l'oscillation des grandes longueurs d'onde.

Pour une transmission donnée du miroir de sortie, le spectre du laser dépend aussi du taux de recouvrement entre le mode de pompe et le mode laser. En effet, du côté des grandes longueurs d'onde, la section efficace d'absorption est inférieure à celle d'émission. Par conséquent, le faisceau laser va être moins absorbé par les régions non pompées du milieu actif aux grandes longueurs d'onde qu'aux petites. En reprenant les paramètres utilisés dans la première simulation excepté pour la transmission du miroir de sortie que nous fixons désormais à 0,1 %, nous calculons la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde

d'oscillation pour 3 rayons du mode laser dont les valeurs extrêmes sont situés de part et d'autre de celle du mode de pompe. Comme le montre la Figure 90, en augmentant le diamètre du mode laser, le spectre d'oscillation du laser se déforme au bénéfice des grandes longueurs d'onde. Ainsi, notre modèle permet de reproduire un tel comportement qu'on observe aussi expérimentalement, ce qui n'aurait pas été possible avec des spectres d'absorption et d'émission identiques.

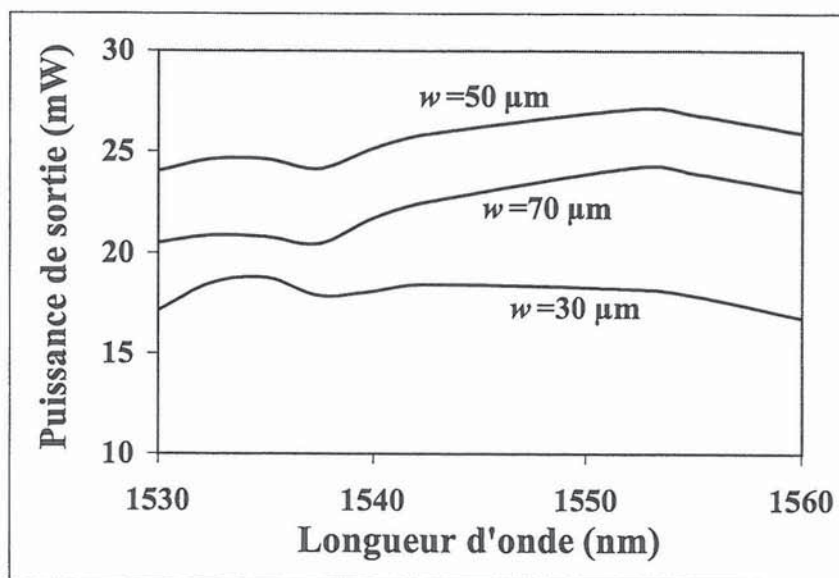


Figure 90 : Puissance de sortie calculée en fonction de la longueur d'onde pour différents rayons de mode w du mode laser. Le rayon de mode de pompe au niveau du miroir d'entrée est ici de $50 \mu\text{m}$. On peut noter que la caractéristique spectrale du laser dépend aussi du taux de recouvrement spatial entre le mode de pompe et le mode du laser

N_E	Concentration d'erbium	$0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
τ	Durée de vie du niveau excité de l'erbium $^4I_{13/2}$	6,5 ms
N_Y	Concentration d'ytterbium	$20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
σ_Y	Section efficace d'absorption de l'ytterbium à 975 nm	$6,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
w	Rayon du mode laser dans le milieu actif (sauf Figure 90)	50 μm
w_p	Rayon de mode de la pompe au niveau du miroir d'entrée	50 μm
θ	Demi-divergence du faisceau de pompe dans le milieu actif	8,5°
P_p	Puissance de pompe incidente	400 mW
R_p	Coefficient de réflexion à 975 nm de la 2 ^{ème} face du milieu actif	0
L	Longueur optique de la cavité laser	5 cm
e	Longueur géométrique du milieu actif	500 μm
n	Indice du verre Er:Yb à 1550 nm	1,52
p_{int}	Pertes intracavité hors transmission du miroir de sortie	0,25 %

Tableau 2 : Paramètres physiques et géométriques du laser utilisés dans les simulations. Les spectres de sections efficaces d'absorption et d'émission sont ceux utilisés dans le chapitre II. Le faisceau de pompe est de profil parabolique comme mesuré expérimentalement. Le faisceau laser est quant à lui gaussien.

Annexe 2.

Fonction de transfert de modulation d'un laser Er:Yb:Verre.

Le but de cette annexe est de développer le calcul qui donne la fonction de transfert $G(\omega)$ d'un laser Er:Yb:Verre et qui permet de concevoir la boucle d'asservissement d'intensité utilisée dans le chapitre III. Cette fonction de transfert décrit les variations d'intensité du laser $I(\omega)$ en fonction des variations d'intensité de la pompe $I_p(\omega)$. Pour que le calcul soit valable, il faut évidemment que le laser réponde de manière linéaire, c'est-à-dire que les amplitudes de modulations des différentes variables soient petites. Comme nous l'avons fait remarquer dans le chapitre III, le faisceau de pompe n'est pas directement absorbé par les ions Er^{3+} . La fonction $G(\omega)$ doit donc faire intervenir le processus de transfert d'énergie entre les ions Yb^{3+} , qui absorbent le faisceau de pompe, et les ions Er^{3+} qui servent à l'amplification. Pour cela il est nécessaire d'introduire les valeurs du coefficient de transfert k_{tr} et de la durée de vie radiative des ions ytterbium isolés τ_Y . Les équations d'évolution des populations d'erbium et d'ytterbium et de l'intensité sont :

$$\frac{dN_{2Y}}{dt} = \sigma_Y I_p N_{1Y} - \frac{N_{2Y}}{\tau_Y} - k_{tr} N_1 N_{2Y}, \quad (130\text{-a})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_a I N_1 - \sigma_e I N_2 - \frac{N_2}{\tau} + k_{tr} N_1 N_{2Y}, \quad (130\text{-b})$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{c}{2L} I (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) 2e - \gamma_c I, \quad (130\text{-c})$$

avec

$$N_E = N_1 + N_2, \quad (130\text{-d})$$

$$N_Y = N_{1Y} + N_{2Y}, \quad (130-e)$$

où les différentes notations sont définies dans le chapitre I. Nous avons admis dans les équations (130) que les ions Er^{3+} sont excités principalement par les ions Yb^{3+} , ce qui permet de négliger la section efficace d'absorption de l'erbium à la longueur d'onde de la pompe (975 nm). $G(\omega)$ est alors obtenu en linéarisant les équations (130) autour de la position d'équilibre et en prenant des variations sinusoïdales pour les intensités et les populations, c'est-à-dire :

$$I_p = I_p^0 + \delta I_p \exp(j\omega t) \quad \text{pour l'intensité de pompe,} \quad (131-a)$$

$$I = I^0 + \delta I \exp(j\omega t) \quad \text{pour l'intensité du laser,} \quad (131-b)$$

$$N_{2Y} = N_{2Y}^0 + \delta N_{2Y} \exp(j\omega t) \quad \text{pour le niveau excité de l'ytterbium,} \quad (131-c)$$

$$N_2 = N_2^0 + \delta N_2 \exp(j\omega t) \quad \text{pour le niveau excité de l'erbium.} \quad (131-d)$$

Afin de simplifier le calcul, nous supposons que les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'erbium sont identiques. De plus, nous supposons que la population du niveau excité des ions Yb^{3+} est négligeable. La population du niveau fondamental de l'ytterbium N_{1Y} est alors proche de la concentration totale N_Y . La fonction de transfert du laser étant proportionnelle au rapport $\delta I / \delta I_p$, on obtient

$$G(\omega) = \frac{D}{-j\omega^3 - A\omega^2 + Bj\omega + C} \quad (132)$$

avec

$$A = \sigma_Y I_p^0 + 2\sigma_e I^0 + k_{tr} N_{2Y}^0 + k_{tr} N_1^0 + \tau_Y^{-1} + \tau^{-1}, \quad (133-a)$$

$$B = \left(\sigma_Y I_p^0 + k_{tr} N_1^0 + \tau_Y^{-1} \right) \left(2\sigma_e I^0 + k_{tr} N_{2Y}^0 + \tau^{-1} \right) - k_{tr}^2 N_1^0 N_{2Y}^0 + 2\sigma_e I^0 \gamma_c, \quad (133-b)$$

$$C = 2\sigma_e I^0 \gamma_c \left(\sigma_Y I_p^0 + k_{tr} N_1^0 + \tau_Y^{-1} \right), \quad (133-c)$$

$$D = k_{tr} N_{1Y}^0 \sigma_Y I_p^0 \gamma_c \left(\frac{2N_1^0}{N_2^0 - N_1^0} \right). \quad (133-d)$$

La résolution des équations (130-a) à (130-e) dans l'état stationnaire permet de trouver les valeurs de N_1^0 , N_2^0 , N_{1Y}^0 , N_{2Y}^0 , I^0 et I_p^0 . En particulier, en égalant le gain et les pertes du laser, l'intensité intracavité dans l'état stationnaire qui apparaît dans les expressions (133-a) à (133-c) s'écrit :

$$I^0 = \frac{c}{2L} 2eN_E(\eta-1) \frac{\rho}{\rho+1}, \quad (134)$$

où η est le taux d'excitation et ρ le taux d'inversion égal au rapport N_2^0 / N_1^0 .

A ce stade, deux approximations permettent de simplifier davantage le problème. Ces approximations sont les suivantes :

$$\sigma_p I_p \ll \tau_Y^{-1} + k_{tr} N_1 \equiv \omega_{tr}, \quad (135-a)$$

$$k_{tr}^2 N_1^0 N_{2Y}^0 \ll 2\sigma_e I^0 c \gamma_c \equiv \omega_r^2. \quad (135-b)$$

Une simple application numérique permet de s'en convaincre. Moyennant ces hypothèses, la fonction de transfert devient :

$$G(\omega) = \frac{D}{(\omega_{tr} + j\omega) (\omega_r^2 - \omega^2 + jk\omega_r\omega)}. \quad (136)$$

Finalement, en introduisant les expressions des populations et de l'intensité du laser dans l'état stationnaire, il est possible de réécrire ω_{tr} , ω_r et $G(\omega)$ de manière plus conventionnelle. On obtient ainsi :

$$G(\omega) = \frac{G(0)}{(1 + j\omega/\omega_{tr}) \left(1 - \omega^2/\omega_r^2 + jk\omega/\omega_r\right)}, \quad (137-a)$$

où

$$G(0) = \frac{2\gamma_c \sigma_p I_p k_{tr} N_Y}{\omega_r^2 \omega_{tr} (\rho - 1)}, \quad (137-b)$$

$$\omega_r \cong \sqrt{\gamma_c \gamma (\eta - 1) \frac{2\rho}{\rho - 1}} \quad (137-c)$$

est la fréquence des oscillations de relaxation,

$$\omega_{tr} \cong \frac{1}{\tau_Y} + k_{tr} \frac{N_E}{\rho + 1} \quad (137-d)$$

est la fréquence de coupure associée au processus de transfert d'énergie et

$$k \cong \frac{1}{2\pi\nu_r} \left(\gamma + k_{tr} N_Y \frac{\rho_Y}{\rho_Y + 1} \right) + \frac{2\pi\nu_r}{\gamma_c} \quad (137-e)$$

est le facteur d'amortissement. ρ_Y est le taux d'inversion de population de l'ytterbium égal au rapport N_{2Y}^0 / N_{1Y}^0 .

Afin de tester la validité de ce modèle, nous mesurons la fonction de transfert $G(\omega)$ expérimentalement. Pour cela, nous utilisons un laser équivalent à celui développé dans la partie A du chapitre III. Une faible modulation de courant est appliquée sur la diode laser de pompe et nous relevons l'amplitude et la phase de la modulation d'intensité du laser Er:Yb:Verre. Les points expérimentaux obtenus en fonction de la fréquence de modulation pour un taux d'excitation $\eta = 1,4$ sont reportés sur la Figure 91. On peut remarquer que la fonction de transfert en amplitude présente un pôle d'ordre 1 à 1 kHz, fréquence de coupure

relative au processus de transfert d'énergie. Il apparaît aussi un pôle d'ordre 2 à 45 kHz (pic de résonance) qui correspond à la fréquence des oscillations de relaxation du laser.

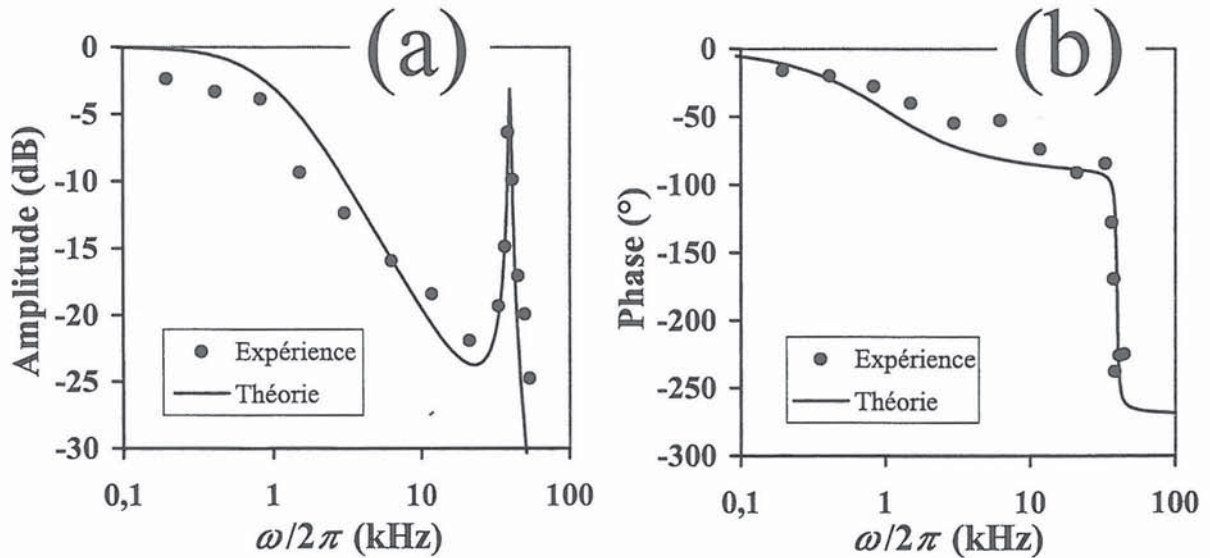


Figure 91 : (a) Fonction de transfert expérimentale (points) et théorique (trait plein) en amplitude d'un laser Er:Yb:Verre. (b) Fonction de transfert expérimentale (points) et théorique (trait plein) en phase relative à (a).

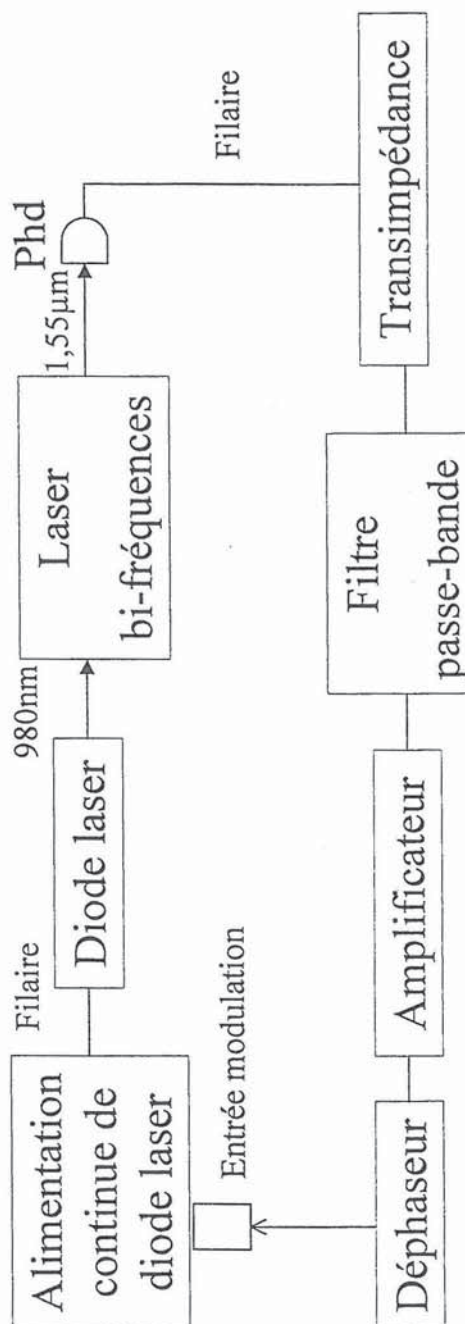
D'après ces résultats expérimentaux, nous introduisons $\omega_{tr}/2\pi = 1$ kHz, $\omega_r/2\pi = 45$ kHz et $k = 0,035$ dans l'expression théorique de la fonction de transfert (137-a). Nous obtenons alors la réponse du laser en amplitude et en phase de la Figure 91 (traits pleins). On peut noter que ces courbes théoriques reproduisent de manière satisfaisante les résultats expérimentaux. Ceci confirme la validité des hypothèses faites pour le calcul de la fonction de transfert $G(\omega)$. En outre, en remplaçant dans les équations (137-c) et (137-d) $\omega_r/2\pi$ et $\omega_{tr}/2\pi$ par leurs valeurs, il est possible de calculer directement le taux d'inversion ρ puis la valeur du coefficient de transfert k_{tr} . Les paramètres physiques et géométriques du laser sont regroupés dans le tableau en fin de l'annexe 2. Nous trouvons alors $k_{tr} = 1,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, ce qui est en accord avec les valeurs généralement admises dans ce type de matériaux [37,166]. Ainsi, il est intéressant de remarquer que la mesure de la fonction de transfert donne directement accès à k_{tr} , ce qui constitue une solution alternative aux autres

méthodes de mesure de ce paramètre physique [60,82]. Finalement, en remplaçant dans l'expression (137-e) le coefficient d'amortissement k par sa valeur, on trouve un taux d'inversion de population des ions ytterbium ρ_Y qui vaut 0,022. Ce résultat justifie le fait qu'on ait supposé dans le calcul de $G(\omega)$ que les ions Yb^{3+} étaient en majeure partie dans l'état fondamental.

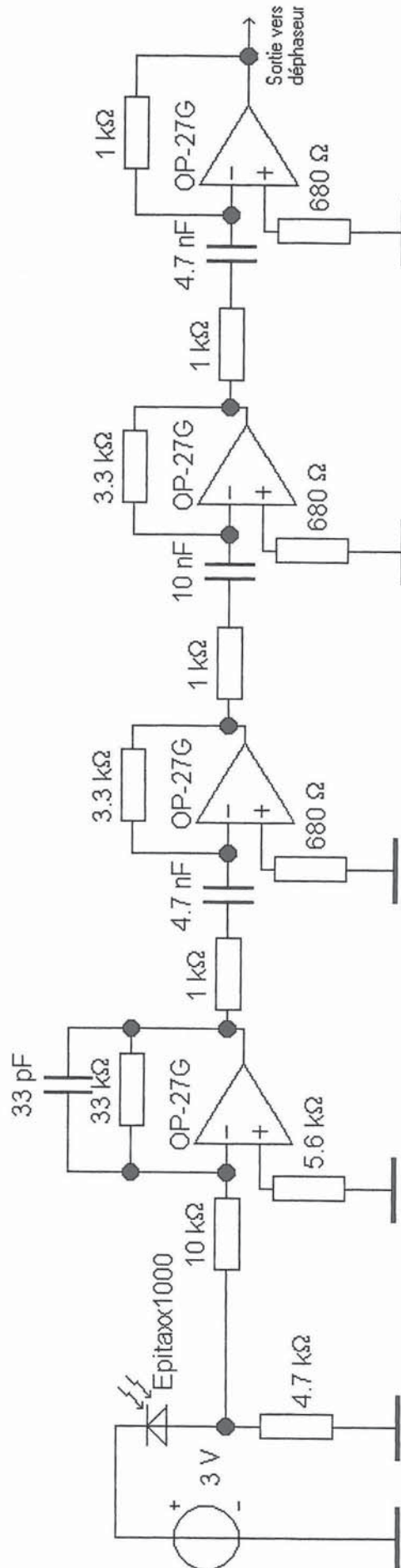
N_E	Concentration d'erbium	$0,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
τ	Durée de vie du niveau excité de l'erbium $^4I_{13/2}$	6,5 ms
σ_a, σ_e	Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'erbium	$6,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
N_Y	Concentration d'ytterbium	$20 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
τ_Y	Durée de vie du niveau excité de l'ytterbium	2 ms
σ_Y	Section efficace d'absorption de l'ytterbium à 975 nm	$6,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
L	Longueur optique de la cavité laser	5 cm
e	Longueur géométrique du milieu actif	0,2 cm
p	Pertes totales de la cavité	2 %

Tableau 3 : Paramètres physiques et géométriques du laser utilisés dans les calculs.

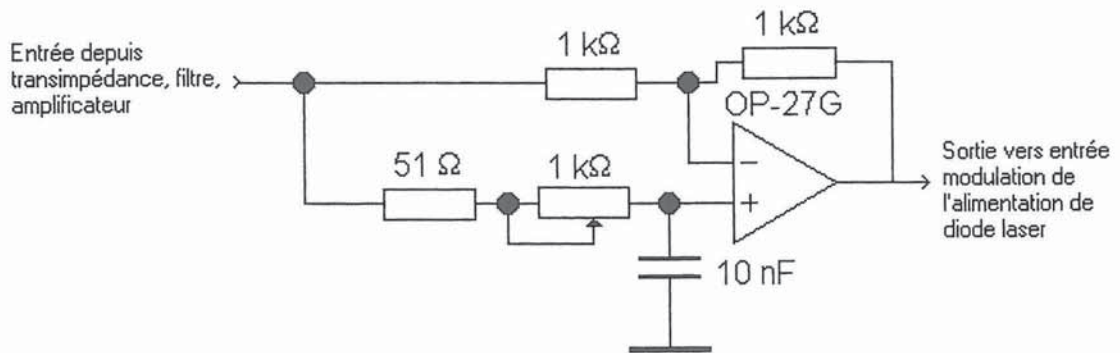
Annexe 3.

Boucle d'asservissement d'intensité .• Synoptique.

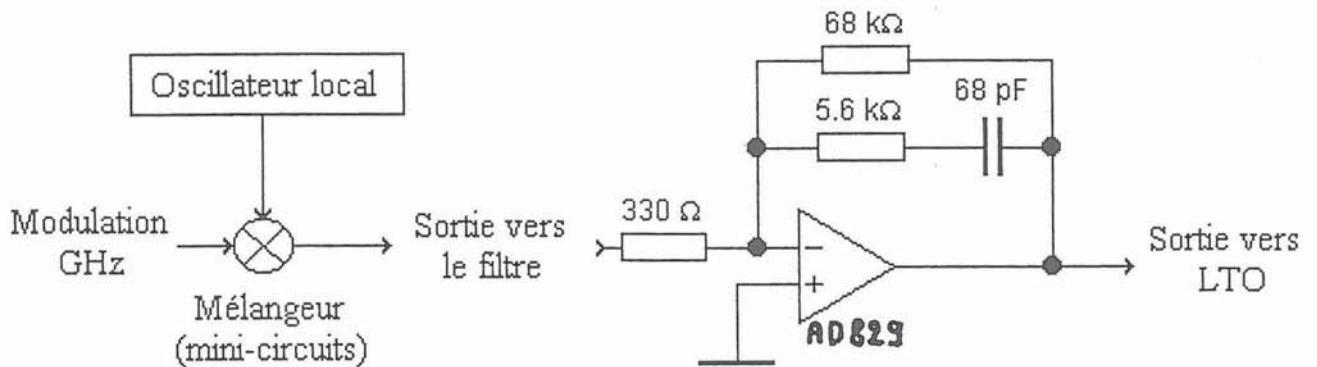
- **Transimpédance + Filtre passe-bande + amplificateur.**



• **Déphaseur.**



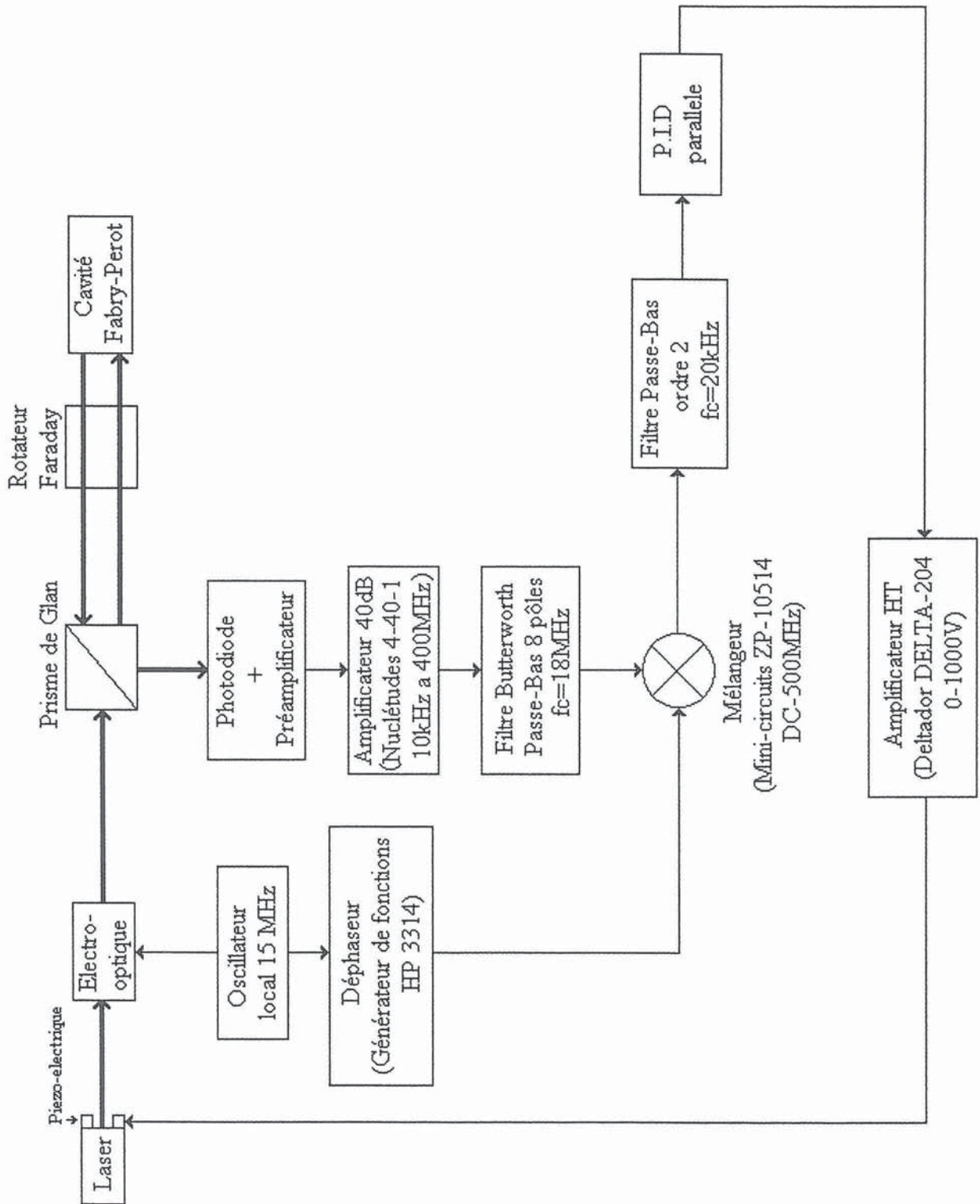
Boucle à verrouillage de phase.



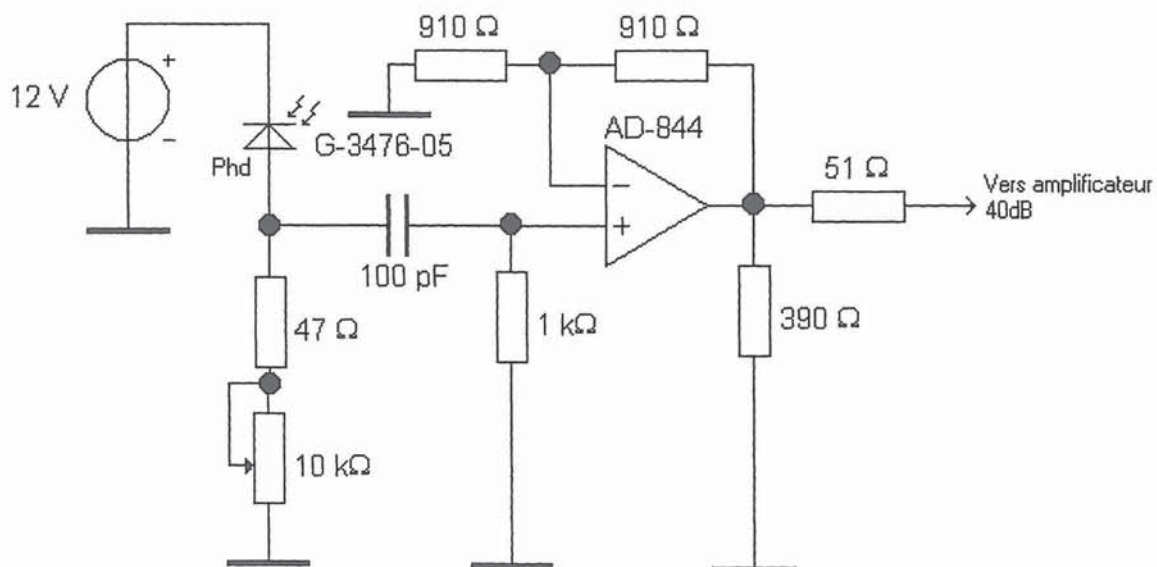
Filtre à avance de phase

Asservissement du laser sur la cavité Fabry-Perot .

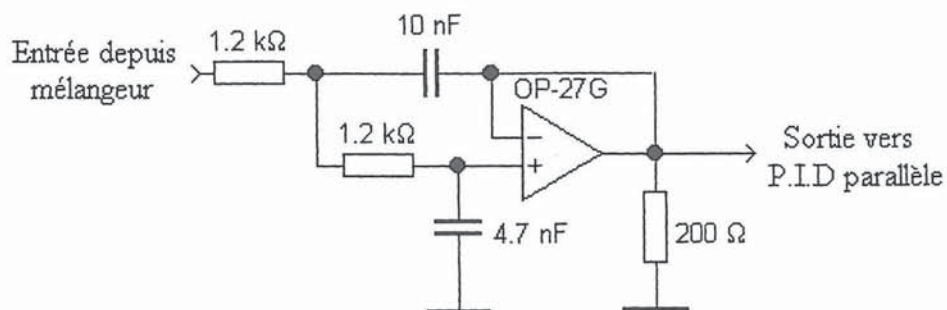
• Synoptique.



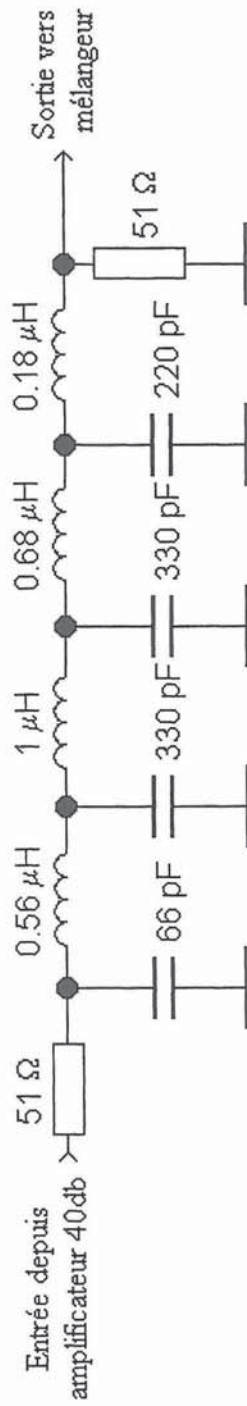
- **Photodiode + préamplificateur.**



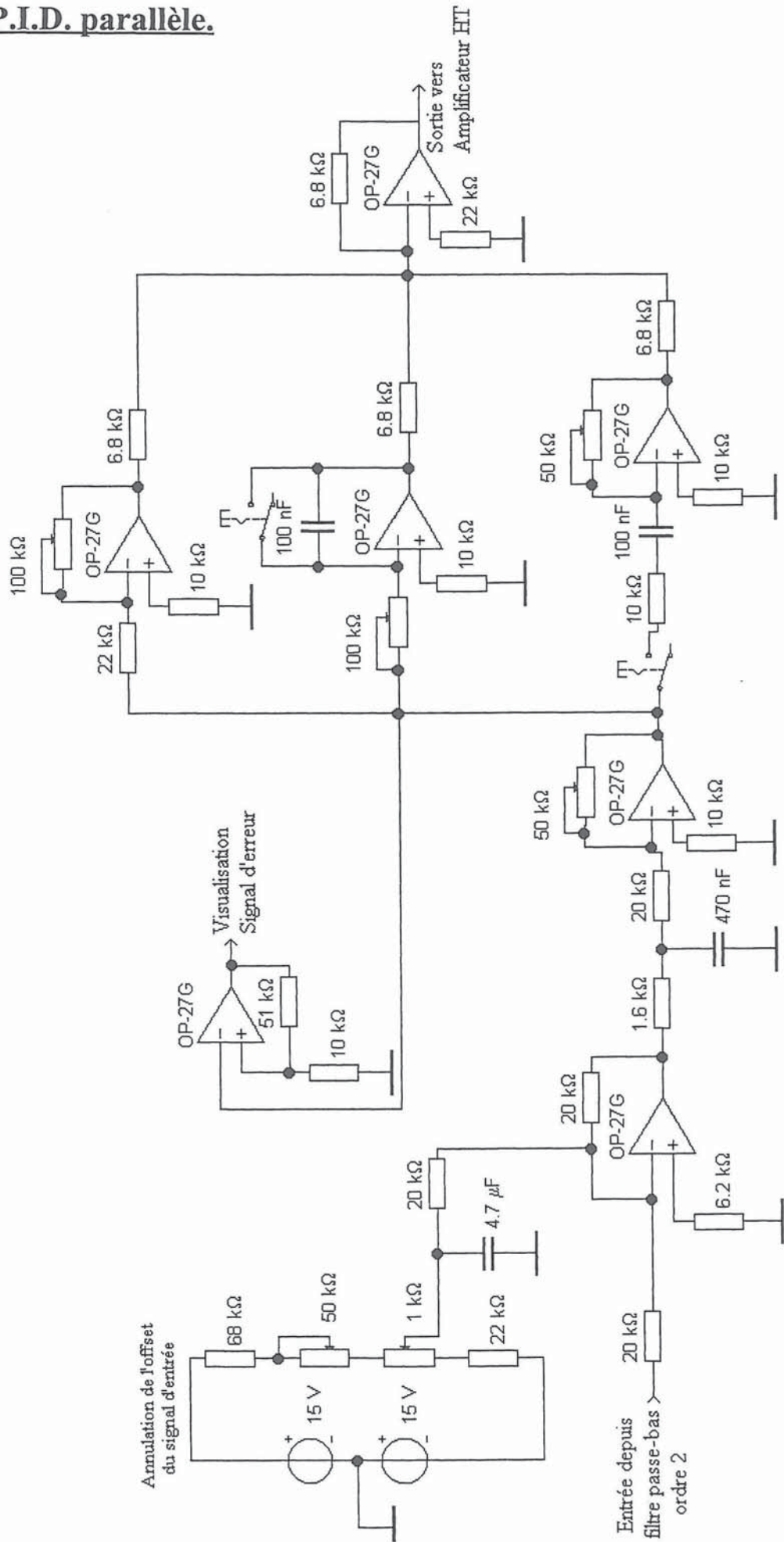
- **Filtre passe-bas d'ordre 2.**



- Filtre Butterworth.

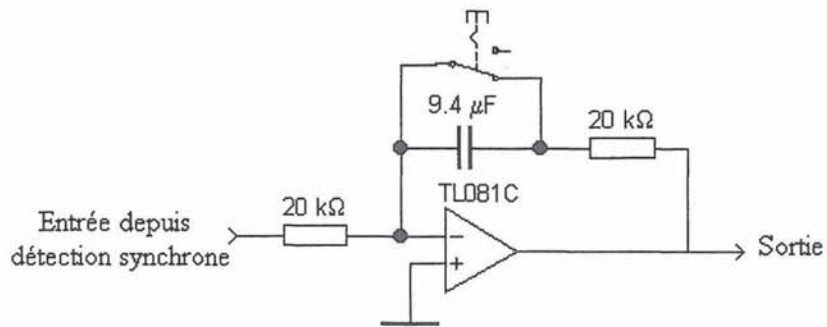


• P.I.D. parallèle.



Asservissement de la cavité Fabry-Perot sur C₂H₂.

- Intégrateur situé après la détection synchrone.



Références

Références.

- [1] A. L. Schawlow et C. H. Townes, "Infrared and optical masers", *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [2] N. G. Basov, *Radio Tek. I. Elektron.* **3**, 297 (1958).
- [3] A. M. Prokhorov, "Molecular amplifier and generator for submillimeter waves", *Sov. Phys. JETP* **7**, 1140 (1958).
- [4] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby", *Nature* **187**, 493 (1960).
- [5] J. R. Pierce, "Millimeter waves", *Physics Today* (Novembre 1950), p. 24.
- [6] A. Nahata, D. H. Auston, Ch. Wu et J. T. Yardley, "Generation of terahertz radiation from a poled polymer", *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1358 (1995).
- [7] K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi et H. Ito, "Coherent tunable THz-wave generation from LiNbO₃ with monolithic grating coupler", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2483 (1996).
- [8] A. Bonvalet, J. Nagle, V. Berger, A. Migus, J.-L. Martin et M. Joffre, "Femtosecond infrared emission resulting from coherent charge oscillations in quantum wells", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4392 (1996).
- [9] P. R. Smith, D. H. Auston et M. C. Nuss, "Subpicosecond photoconducting dipole antennas", *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 255 (1988).
- [10] D. M. Mittleman, "Terahertz time-domain spectroscopy probes materials", *Laser Focus World* (May 1998), p. 191.
- [11] K. Kincade, "Terahertz technology may improve medical imaging", *Laser Focus World* (Mai 2000), p. 123.
- [12] J. Bell, "Terahertz rays ready to track microscale phenomena", *Opto & Laser Europe* (December 1998), p. 18.
- [13] M. Brunel, F. Bretenaker et A. Le Floch, "Tunable optical microwave source using

- spatially resolved laser eigenstates", *Opt. Lett.* **22**, 384 (1997).
- [14] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet et A. Le Floch, "Dual tunable wavelength Er:Yb:glass laser for THz beat frequency generation", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 1554 (1998).
- [15] E. R. Brown, K. A. McIntoch, K. B. Nichols et C. L. Dennis, "Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.* **66**, 285 (1995).
- [16] M. Hyodo, M. tani, S. Matsuura, N. Onodera et K. Sakai, "Generation of millimetre-wave radiation using a dual-longitudinal-mode microchip laser", *Electron. Lett.* **32**, 1589 (1996).
- [17] A. G. Fox et T. Li, "Resonant modes in a maser interferometer", *Bell. Syst. Tech. J.* **40**, 453 (1961).
- [18] H. Kogelnik, "Imaging of optical modes resonators with internal lenses", *Bell. Syst. Tech. J.* **44**, 455 (1965).
- [19] A. E. Siegman, "Unstable optical resonators", *Appl. Opt.* **13**, 353 (1974).
- [20] W. E. Lamb, Jr., "Theory of an optical maser", *Phys. Rev.* **134**, A1429 (1964).
- [21] H. Statz et G. de Mars, in *Quantum Electronics*, C. H. Townes Ed. (Columbia University, New York, 1960), p. 650.
- [22] D. E. McCumber, "Theory of phonon-terminated optical masers" *Phys. Rev.* **134**, A299 (1964).
- [23] C. L. Tang, H. Statz et G. de Mars, "Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers", *J. Appl. Phys.* **34**, 2289 (1963).
- [24] H. De Lang, "Polarization properties of optical resonators passive and active", Thèse de l'Université d'Utrecht, Utrecht (1966).
- [25] H. Greenstein, "Some properties of a Zeeman laser with anisotropic mirrors", *Phys. Rev.* **178**, 585 (1969).
- [26] A. Le Floch, "Théorie spatiale vectorielle des lasers anisotropes. Vérification expérimentale pour un laser Zeeman et par spectroscopie de polarisation du milieu actif. Quelques applications", Thèse d'état, Université de Rennes I (1977).

- [27] R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of the calculus", *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488 (1942).
- [28] F. Bretenaker et A. Le Floch, "Laser eigenstates in the framework of spatially generalized Jones matrix formalism", *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 230 (1991).
- [29] F. Bretenaker, B. Lépine, J.-C. Cotteverte et A. Le Floch, "Mean-field laser magnetometry", *Phys. Rev. Lett.* **69**, 909 (1992).
- [30] J. -C. Cotteverte, J. Poirson, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Laser magnetometer measurement of the natural remanent magnetization of rocks", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3075 (1997).
- [31] D. Jacob, N. H. Tran, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Quasi-critical coupling between spatially resolved laser eigenstates: a novel approach to the measurement of intracavity absorption", *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1843 (1995).
- [32] D. Jacob, A. Le Floch, F. Bretenaker et P. Guenot "Measurement of the carbon isotopic composition of methane using helicoidal laser eigenstates", *J. Phys. I France* **6**, 771 (1996).
- [33] M. Vallet, N. H. Tran, P. Tanguy, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Ring-laser gyro with spatially resolved eigenstates", *Opt. Lett.* **19**, 1219 (1994).
- [34] M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. Le Floch, B. Ferrand et E. Molva, "Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements", *Opt. Rev.* **4**, 550 (1997).
- [35] P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto et C. Svelto, "Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics", *Opt. Mat.* **11**, 269 (1999).
- [36] Ph. Thony et E. Molva, "1,55 μm -wavelength CW microchip lasers", in *Advance Solid state Lasers, 1996 OSA TOPS 1* (Optical Society of America, Washington DC, 1996), p. 296.
- [37] E. Tanguy, C. Larat et J.-P. Pocholle, "Modelling of the erbium-ytterbium laser", *Optics Comm.* **153**, 172 (1998).
- [38] E. Tanguy, J.-P. Pocholle, G. Feugnet, C. Larat, M. Schwarz, A. Brun et P. Georges, "Mechanically Q-switched codoped Er-Yb glass laser under Ti:sapphire and laser

- diode pumping", *Electron. Lett.* **31**, 458 (1995).
- [39] A. K. Cousins, "Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods", *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1057 (1992).
- [40] A Le Floch, R. Le Naour, J.-M. Lenormand et J.-P. Taché, "Nonlinear frequency-dependent diffraction effect in intracavity resonance asymmetries", *Phys. Rev. Lett.* **45**, 544 (1980).
- [41] J.-P. Taché, "Etude expérimentale et théorique par la méthode de la matrice ABCD de quelques effets transverses non résonnants et résonnants dans les cavités lasers", Thèse d'état, Université de Rennes I (1988).
- [42] F. Bretenaker, B. Lépine, A. Le Calvez, O. Adam, J.-P. Taché et A. Le Floch, "Resonant diffraction mechanism, non-reciprocity and lock-in in the ring laser gyroscope", *Phys. Rev. A* **47**, 543 (1993).
- [43] D. Jacob, J.-C. Cotteverte, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Robustness of vectorial laser systems", *J. Phys. I France* **4**, 367-382 (1994).
- [44] M. Sargent III M. O. Scully et W. E. Lamb, Jr., *Laser Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1974).
- [45] D. Pieroux, T. Erneux et P. Mandel, "Pump modulation of a two-mode Fabry-Perot laser: Influence of internal resonance", *Phys. Rev. A* **54**, 3409 (1996).
- [46] J.-C. Cotteverte, F. Bretenaker et A. Le Floch, "Study of the dynamical behaviour of the polarization of a quasi-isotropic laser in the earth magnetic field", *Opt. Commun.* **79**, 321 (1990).
- [47] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
- [48] W. H. Loh, A. T. Schremer et C. L. Tang, "Polarization self-modulation at multigigahertz frequencies in an external-cavity semiconductor laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 467 (1990).
- [49] M. Brunel, M. Vallet, G. Ropars, A. Le Floch, F. Bretenaker, G. Joulié et J.-C. Keromnes, "Modal analysis of polarization self-modulated lasers", *Phys. Rev. A* **55**, 1391 (1997).

- [50] S. Taccheo, P. Laporta et O. Svelto "Linearly polarized, single-frequency, widely tunable Er:Yb bulk laser at around 1550 nm wavelength", *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3128 (1996)
- [51] D. W. Hughes et J. R. M. Barr, "Laser diode pumped solid state lasers", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 563 (1992).
- [52] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer Verlag, Berlin, 1976).
- [53] B. Neuenschwander, R. Weber et H. P. Weber, "Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities", *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 1082 (1995).
- [54] R. Koch, "Self-adaptive optical elements for compensation of thermal lensing effects in diode end-pumped solid state lasers – proposal and preliminary experiments", *Optics Comm.* **140**, 158 (1997).
- [55] J. L. Blows, J. M. Dawes et J. A. Piper, "A simple, thermally-stabilised, diode end-pumped, planar Nd :YAG laser", *Optics Comm.* **162**, 247 (1999).
- [56] S. Longhi, "Theory of transverse modes in end-pumped microchip lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1098 (1994).
- [57] F. Bretenaker et A. Le Floch, "Specific lenslike effects and resonant diffraction losses in two-isotope gas lasers", *Phys. Rev. A* **42**, 5561 (1990).
- [58] R. Francini, F. Giovenale, U. M. Grassano, P. Laporta et S. Taccheo, "Spectroscopy of Er and Er–Yb-doped phosphate glasses", *Opt. Mat.* **13**, 417 (2000).
- [59] S. Taccheo, G. Sorbello, P. Laporta et O. Svelto, "Analysis of long-term absolute-frequency stabilisation of a bulk 1.5 μ m erbium microlaser to a grid of nine different wavelengths", *Electron. Lett.* **34**, 81 (1998).
- [60] E. Tanguy, G. Feugnet, J.-P. Pocholle, R. Blondeau, M. A. Poisson et J.-P. Duchemin, "High energy erbium laser end-pumped by a laser diode bar array coupled to a Nonimaging Optic Concentrator", *Optics Comm.* **145**, 105 (1998).
- [61] E. Snitzer et R. Woodcock, "Yb³⁺:Er³⁺ glass laser", *Appl. Phys. Lett.* **6**, 45 (1965).
- [62] H. W. Gandy et R. J. Ginther et J. F. Weller, "Laser oscillation in erbium activated silicate glass", *Phys. Lett.* **16**, 266 (1965).

- [63] F. E. Auzel, "Contribution à l'étude spectroscopique de verres dopés avec Er^{3+} pour obtenir l'effet laser", *Ann. Télécom.* **24**, 199 (1969).
- [64] L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole et D. N. Payne, "Tunable Single-Mode Fiber Lasers", *J. Lightwave Technol.* **4**, 956 (1986).
- [65] S. J. Hamlin, J. D. Myers et M. J. Meyers, "High repetition rate Q-switched Erbium glass lasers", *Proc. SPIE*, **1419**, 100 (1991).
- [66] A. A. Kaminskii, *Laser Crystals* (Springer Verlag, Berlin, 1990).
- [67] J. Gruber, M. E. hills, M. D. Seltzer, G. A. Turner, C. A. Morrison et M. R. Kokta, "Spectroscopic analysis of $\text{Er}^{3+}(4f^{11})$ in $\text{Y}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$ ", *Chem. Phys.* **144**, 327 (1990).
- [68] C. C. Robinson, "Multiple sites for Er^{3+} in alkali silicate glasses (II). Evidence of four sites for Er^{3+} ", *J. Non-Crystalline Solids* **15**, 11 (1974).
- [69] C. C. Robinson, "Multiple sites for Er^{3+} in alkali silicate glasses (I). The principal sixfold coordinated site of Er^{3+} ", *J. Non-Crystalline Solids* **15**, 1 (1974).
- [70] R. M. MacFarlane et R. M. Shelby, "Homogeneous line broadening of optical transitions of ions and molecules in glasses", *J. Lum.* **36**, 179 (1987).
- [71] J. L. Zyskind, E. Desurvire, J. W. Sulhoff, et D. J. Di Giovanni, "Determination of homogeneous linewidth by spectral gain hole-burning in an erbium-doped fiber amplifier with $\text{GeO}_2:\text{SiO}_2$ core", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 869 (1990).
- [72] C. R. Giles et E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers", *J. Lightwave Technol.* **9**, 271 (1991).
- [73] Y. Sun, J. L. Zyskind et A. K. Srivastava, "Average inversion level, modeling, and physics of erbium-doped fiber amplifiers", *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **3**, 991 (1997).
- [74] D. E. McCumber, "Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra", *Physical Review* **136**, A954 (1964).
- [75] W. J. Miniscalco et R. S. Quimby, "General procedure for the analysis of Er^{3+} cross sections", *Opt. Lett.* **16**, 258 (1991).

- [76] W. J. Miniscalco, "Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm", *J. Lightwave Technol.* **9**, 234 (1991).
- [77] F. E. Auzel, "Materials and devices using double-pumped phosphors with energy transfer", *Proc. IEEE* **61**, 758 (1973).
- [78] E. I. Galant, V. N. Kalinin, S. G. Lunter, A. K. Przhevuskii, D. S. Prilezhaev, M. N. Tolstoi et V. A. Fromzel', "Stimulated emission from laser-pumped ytterbium- and erbium-activated glasses", *Sov. J. Quantum Electron.* **6**, 1190 (1976).
- [79] P. Laporta, S. Longhi, S. Taccheo et O. Svelto, "Analysis and modelling of the erbium-ytterbium glass laser", *Optics Comm.* **100**, 311 (1993).
- [80] F. Auzel, in *Energy Transfert Processes in condensed Matter*, B. Di Bartolo Ed. (Plenum Press, New York, 1984) p. 497.
- [81] P. Le Boulanger, J.-L. Doualan, S. Girard, J. Margerie et R. Moncorgé, "Excited-state absorption spectroscopy of Er^{3+} -doped $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YVO_4 , and phosphate glass", *Phys. Rev. B* **60**, 11380 (1999).
- [82] V. P. Gapontsev, S. M. Matitsin, A. A. Isineev et V. B. Kravchenko, "Erbium glass lasers and their applications", *Optics and Laser Technol.* **14**, 189 (1982).
- [83] E. Desurvire, "Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers," *J. Lightwave Technol.* **8**, 1517 (1990).
- [84] A. Yariv, *Quantum Electronics* (Wiley, John Wiley & Sons, New York 1988).
- [85] J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, C. Wolf, Y. Sun et J. L. Zyskind, "Spectral-hole burning in erbium-doped silica and fluoride fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 1578 (1997).
- [86] A. Yu et M. J. O'Mahony, "Designer and modeling of laser-controlled erbium-doped fiber amplifiers", *IEEE J. Quantum Electron.* **3**, 1013 (1997).
- [87] H. Kogelnik et T. Li, "Laser beams and resonators", *Appl. Opt.* **5**, 1567 (1966).
- [88] J.-P. Taché, A. Le Floch et R. Le Naour, "Different critical geometries for half-symmetric laser resonators", *Optics Comm.* **71**, 179 (1989).
- [89] P. W. Smith, "Mode selection in lasers", *Proc. IEEE* **60**, 422 (1972).

- [90] J.-P. Taché, "Experimental investigation of diffraction losses in a laser resonator by means of the diffracted light", *Optics Comm.* **49**, 340 (1984).
- [91] M. Alouini, A. Le Floch, M. Vallet, M. Brunel, G. Ropars, and F. Bretenaker, "Resonant diffraction losses in solid-state monomode lasers" accepté à *J. Opt. Soc. Am. B* (2000).
- [92] J. J. Zayhowski, "Microchip lasers", *Opt. Mat.* **11**, 255 (1999).
- [93] A. Mooradian, K. Wall et J. Keszenheimer, "Microchip lasers and laser arrays : technology and applications", *Optics & Photonics News* **6** (11), 16 (1995).
- [94] P Hill, "France maintains lead in microchip lasers", *Opto & Laser Europe*, December 1998, p. 27.
- [95] P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi et O. Svelto, "Diode-pumped microchip Er-Yb:glass laser", *Opt. Lett.* **18**, 1232 (1993).
- [96] P. Nerin, P. Besesty, P. Labeye, P. Puget et G. Chartier, "Absolute distance and velocity measurements by the FMCW technique and self-mixing interference effect inside a single-mode Nd:YAG-LiTaO₃ microchip laser", *J. Opt.* **29**, 162 (1998).
- [97] J. J. Zayhowski et A. Mooradian, "Single-frequency microchip Nd lasers", *Opt. Lett.* **14**, 24 (1989).
- [98] F. Sanchez et A. Chardon, "Transverse modes in microchip lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2869 (1996).
- [99] N. MacKinnon et B. D. Sinclair, "Pump power induced cavity stability in lithium neodymium tetrphosphate (LNP) microchip lasers", *Optics Comm.* **94**, 281 (1992).
- [100] A. J. Kemp, R. S. Conroy, G. J. Friel et B. D. Sinclair, "guiding effects in Nd/YVO₄ microchip lasers operating well above threshold", *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 675 (1999).
- [101] E. Desurvire et J. R. Simpson, "Evaluation of $^4I_{15/2}$ and $^4I_{13/2}$ stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers", *Opt. Lett.* **15**, 547 (1990).
- [102] S. Jiang, J. Myers, D. Rhonehouse, M. Myers, R. Belford et S. Hamlin, "Laser and thermal performance of a new erbium doped phosphate laser glass", *Proc. SPIE*

- 2138, 166 (1994).
- [103] G. Lucas-Leclin, F. Augé, S. C. Auzanneau, F. Balembois, P. Georges et A. Brun, "Diode-pumped self-frequency-doubling Nd:GdCa₄O(BO₃) lasers: toward green microchip lasers", *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1526 (2000).
- [104] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, Chr. Stewen et A. Voss, "Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm", *Opt. Lett.* **20**, 713 (1995).
- [105] M. Alouini, M. Vallet, M. Brunel, F. Bretenaker et A. Le Floch, "Tuneable absolute-frequency laser at 1.5 μm ", *Electron. Lett.* **36**, 1780 (2000).
- [106] G. Sacchi, G. Chiaretti, S. Cecchi, G. Randone, P. Laporta, S. Taccheo, F. Salina et O. Svelto, "Transmission capabilities of a novel multi-wavelength erbium-ytterbium glass laser source", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 276 (1994).
- [107] B. van der Pol, "The nonlinear theory of electric oscillations", *Proc. IRE* **22**, 1051 (1934).
- [108] W. E. Lamb, Jr., "Theory of an optical maser", *Phys. Rev.* **134**, A1429 (1964).
- [109] M. Zirngibl, "Gain control in erbium-doped fibre amplifiers by an all-optical feedback loop", *Electron. Lett.* **27**, 560 (1991).
- [110] J. F. Massicott, S. D. Willson, R. Wyatt, J. R. Armitage, R. Kashyap, D. Williams et R. A. Lobbett, "1480nm pumped erbium doped fibre amplifier with all optical automatic gain control", *Electron. Lett.* **30**, 962 (1994).
- [111] H. Okamura, "Automatic optical loss compensation with erbium-doped fiber amplifier", *J. Lightwave Technol.* **10**, 1110 (1992).
- [112] P. R. Morkel, G. J. Cowle et D. N. Payne, "A travelling-wave erbium fiber ring laser with 60 kHz linewidth", *Electron. Lett.* **26**, 632 (1990).
- [113] S. K. Kim, G. Stewart, W. Johnstone et B. Culshaw, "Mode-hop-free single-longitudinal-mode erbium-doped fiber laser frequency scanned with a fiber ring resonator", *Appl. Opt.* **38**, 5154 (1999).
- [114] S. Yamashita, K. Hsu et W. H. Loh, "Miniature erbium:ytterbium fiber Fabry-Perot

- multiwavelength lasers", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1058 (1997).
- [115] H. Okamura et K. Iwatsuki, "Simultaneous oscillation of wavelength-tunable, singlemode lasers using an Er-doped fibre amplifier", *Electron. Lett.* **28**, 461 (1992).
- [116] S. Taccheo, P. Laporta, S. Longhi et C. Svelto, "Experimental analysis and theoretical modeling of a diode-pumped Er:Yb:glass microchip laser", *Opt. Lett.* **20**, 889 (1995).
- [117] J. J. Zayhowski, "Limits imposed by spatial hole burning on the single-mode operation of standing-wave laser cavities", *Opt. Lett.* **15**, 431 (1990).
- [118] F. Sanchez, M. Le Flohic, P. Besnard, P.-L. François et G. M. Stephan, "Erbium laser model for two-wavelength operation", *J. Phys. III France* **5**, 281 (1995).
- [119] K. Otsuka, P. Mandel, S. Bielawski, D. Derozier et P. Glorieux, "Alternate time scale in multimode lasers", *Phys. Rev. A* **46**, 1692 (1992).
- [120] C. R. Giles et D. Di Giovanni, "Spectral dependence of gain and noise in erbium-doped fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 797 (1990).
- [121] Y. Zhao, J. Bryce et R. Minasian "Gain clamped erbium-doped fiber amplifiers—Modelling and Experiment", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1008 (1997).
- [122] A. Yu et M. J. O'Mahony, "Modelling of laser-controlled erbium-doped fiber amplifiers", in OFC 96, papier WK14, p. 163.
- [123] S. Hendow, R. W. Dunn, W. Chow et J. G. Small, "Observation of bistable behavior in the polarization of a laser", *Opt. Lett.* **7**, 356 (1982).
- [124] A. Le Floch, G. Ropars, J.-M. Lenormand et R. Le Naour, "Dynamics of laser eigenstates", *Phys. Rev. Lett.* **52**, 918 (1984).
- [125] H. Kawaguchi, "Bistable laser diodes and their applications: state of the art", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 1254 (1997).
- [126] G. W. Baxter, J. M. Dawes, P. Dekker et D. S. Knowles, "Dual-polarization frequency modulated laser source", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1015 (1996).
- [127] O. Svelto et D. C. Hanna, *Principles of lasers* (Plenum Press, London 1986).
- [128] Y. Takushima et K. Kikuchi, "Gain spectrum equalization of all-optical gain-

- clamped erbium-doped fiber amplifier", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 176 (1999).
- [129] M. Brunel, M. Vallet, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Differential measurement of the coupling constant between laser eigenstates", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2070 (1997).
- [130] P. Langot, M. Vallet, M. Brunel, G. Ropars, F. Bretenaker, A. Le Floch et K. D. Choquette, "Direct monitoring of the coupling constant in vectorial lasers", *Opt. Commun.* **148**, 270 (1998).
- [131] P. Laurent, "Stabilisation en fréquence de diodes laser par couplage optique résonant sur une cavité Fabry-Perot confocale", Thèse de l'Université de Paris XI (1989).
- [132] P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto et G. Sacchi, "Diode-pumped microchip Er-Yb:glass laser", *Opt. Lett.* **18**, 1232 (1993).
- [133] D. Jacob, "Etude théorique et expérimentale de la robustesse des états propres d'un laser: Applications à de nouveaux senseurs optiques", Thèse de l'Université de Rennes I (1995).
- [134] E. Rudkevich, D. M. Baney, J. Stimple, D. Derickson et G. Wang, "Nonresonant spectral-hole burning in erbium-doped fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 542 (1999).
- [135] V. J. Mazurczyk et J. L. Zyskind, "Polarization dependent gain in erbium doped-fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 616 (1994).
- [136] P. Wysocki et V. Mazurczyk, "Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers: computer model and approximate formulas", *J. Lightwave Technol.* **14**, 572 (1996).
- [137] M. Vallet, M. Brunel, G. Ropars, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Theoretical and experimental study of eigenstate locking in polarization self-modulated lasers", *Phys. Rev. A* **56**, 5121 (1997).
- [138] J. J. Zayhowski, "The effects of spatial hole burning and energy diffusion on the single-mode operation of standing-wave lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 2052 (1990).
- [139] C. Li, C. Wyon et R. Moncorgé, "Spectroscopic properties and fluorescence

- dynamics of Er^{3+} and Yb^{3+} in Y_2SiO_5 ", *IEEE J. Quantum Electron* **28**, 1209 (1992).
- [140] J. C. Souriau, R. Romero, C. Borel, C. Wyon, C. Li et R. Moncorgé, "Room-temperature diode-pumped continuous-wave $\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}:\text{Yb}^{3+},\text{Er}^{3+}$ crystal laser at 1554 nm", *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1189 (1994).
- [141] C. Li, R. Moncorgé, J.C. Souriau, C. Borel et Ch. Wyon, "Room temperature cw laser action of $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Yb}^{3+},\text{Er}^{3+}$ at 1.57 μm ", *Opt. Commun.* **107**, 61 (1994).
- [142] P. E. Toschek, "Lumino-réfrigération", *Ann. Phys. Fr.* **10**, 761 (1985).
- [143] C. E. Mungan, M. I. Buchwald, B. C. Edwards, R. I. Epstein et T. R. Gosnell, "Laser Cooling of a solid by 16 K starting from room temperature", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1030 (1997).
- [144] M. J. Weber, "Laser spectroscopy of glasses", *Ceramic Bulletin* **64**, 1439 (1985).
- [145] A. M. Jurdyc, B. Jacquier, J. C. Gâcon, J. F. Bayon et E. Delevaque, "Fluorescence line narrowing in erbium-doped silica fibers", *J. Lum.* **58**, 316 (1994).
- [146] K. W. Na, J. T. Choi, W. J. Lee, W. W. Yoon et K. K. Lee, "Small signal modulation responses of gain-clamped erbium-doped fibre amplifiers", *Electron. Lett.* **35**, 164 (1999).
- [147] U. Gliese, E. L. Christensen et K. E. Stubkjær, "Laser linewidth requirements and improvements for coherent optical beam forming networks in satellites", *J. Lightwave Technol.* **9**, 779 (1991).
- [148] J. O'Reilly et P. Lane, "Remote delivery of video services using mm-waves and optics", *J. Lightwave Technol.* **12**, 369 (1994).
- [149] T. Hidaka, S. Matsuura, M. Tani et K. Sakai, "CW terahertz wave generation by photomixing using a two-longitudinal-mode laser diode", *Electron. Lett.* **33**, 2039 (1997).
- [150] M. D. Pelusi, H. F. Liu et D. Novak, "THz optical beat frequency generation from a single mode locked semiconductor laser", *Appl. Phys. Lett.* **71**, 449 (1997).
- [151] W. H. Loh, J. P. de Sandro, G. J. Cowle, B. N. Samson et A. D. Ellis, "40 GHz optical-millimetre wave generation with a dual polarisation distributed feedback fibre

- laser", *Electron. Lett.* **33**, 594 (1997).
- [152] S. Li, H. Ding et K. T. Chan, "Erbium-doped fibre lasers for dual wavelength operation", *Electron. Lett.* **33**, 52 (1997).
- [153] H. Ogaway, "Microwave and millimeter-wave fiber optic technologies for subcarrier transmission systems", *IEICE Trans. Commun.* **E76-B**, 1078 (1993).
- [154] H. Sotobayashi et K. Kitayama, "Cancellation of the signal fading for 60 GHz subcarrier multiplexed optical DSB signal transmission in nondispersion shifted fiber using midway optical phase conjugation", *J. Lightwave Technol.* **17**, 2488 (1999).
- [155] M. Ohtsu et K.-Y. Liou, "Correlated spontaneous emission between two longitudinal modes in an extended-cavity semiconductor laser", *Appl. Phys. Lett.* **52**, 10 (1988).
- [156] T. Day, E. K. Gustafson et R. L. Byer, "Active frequency stabilization of a 1.062- μm , Nd:GGG, diode-laser-pumped nonplanar ring oscillator to less than 3 Hz of relative linewidth", *Opt. Lett.* **15**, 221 (1990).
- [157] K. J. Williams L. Goldberg, R. D. Esman, M. Dagenais et J. F. Weller, "6-34 GHz offset phase-locking of Nd :YAG 1319 nm nonplanar ring lasers", *Electron. Lett.* **25**, 1242 (1989).
- [158] D. G. Carlson et A. E. Siegman, "Intracavity electrooptic frequency tuning, polarization switching, and Q -switching of a Nd :YAG laser oscillator", *IEEE J. Quantum Electron.* **4**, 93 (1968).
- [159] W. L. Bond, "Measurement of the relative indices of several crystals", *J. Appl. Phys.* **36**, 1674 (1965).
- [160] G. Bruhat, *Electricité* (Masson & C^{ie}, Paris, 1956).
- [161] M. Ohtsu, *Highly coherent semiconductor lasers* (Artech House, Boston, 1992).
- [162] R. A. Griffin, H. M. Salgado, P. M. Lane et J. J. O'Reilly, "System capacity for millimeter-wave radio-over-fiber distribution employing an optically supported PLL", *J. Lightwave Technol.* **17**, 2480 (1999).
- [163] C. C. Harb, M. B. Gray, H.-A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag et H. Welling, "Suppression of the intensity noise in a diode-pumped neodymium:YAG

- nonplanar ring laser", *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 2907 (1994).
- [164] G. A. Ball, G. Hull-Allen, C. Houton et W. W. Morey, "Low noise single frequency linear fibre laser", *Electron. Lett.* **29**, 1623 (1993).
- [165] V. Jost, "Réduction du bruit dans les lasers. Application aux lasers à semi-conducteur et aux minilasers solides", Thèse de l'Université de Paris VI (1997).
- [166] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto et G. de Geronimo, "Theoretical and experimental analysis of intensity noise in a codoped erbium-ytterbium glass laser", *Appl. Phys. B* **66**, 19 (1998).
- [167] J. Nilsson, P. Scheer et B. Jaskorzynska, "Modeling and optimization of short Yb^{3+} -sensitized Er^{3+} -doped fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 383 (1994).
- [168] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto et G. de Geronimo, "Intensity noise reduction in a single-frequency ytterbium-codoped erbium laser", *Opt. Lett.* **21**, 1747 (1996).
- [169] P. Mandel, K. Otsuka, J.-Y. Wang et D. Pieroux, "Two-mode laser power spectra", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2694 (1996).
- [170] RNRT, Rapport annuel du projet OPTIMM (2000), <http://www.telecom.gouv.fr>.
- [171] H. Schmuck, R. Heidemann et R. Hofstetter, "Distribution of 60 GHz signals to more than 1000 base stations", *Electron. Lett.* **30**, 59 (1994).
- [172] T. Kuri, K.-I. Kitayama, A. Stöhr et Y. Ogawa, "Fiber-optic millimeter-wave downlink system using 60 GHz-band external modulation", *J. Lightwave Technol.* **17**, 799 (1999).
- [173] M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, A. Le Floch, M. Vallet et Ph. Thony, "Existence of two coupling constants in microchip lasers", *Opt. Lett.* **25**, 896 (2000).
- [174] F. Bretenaker et A. Le Floch, "The dynamics of spatially-resolved laser eigenstates", *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1451 (1990).
- [175] M. Brunel, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Multiaxis laser eigenstates", *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 946 (1996).
- [176] Y. Sun, J. B. Judkins, A. K. Srivastava, L. Garrett, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, C. Wolf, R. M. Derosier, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, J. Zhou, R. P. Espindola,

- A. M. Vengsarkar et A. R. Chraplyvy, "Transmission of 32-WDM 10-Gb/s channels over 640 km using broad-band, gain-flattened erbium-doped silica fiber amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 1652 (1997).
- [177] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer Berlin, 1996).
- [178] T. Y. Fan et R. L. Byer, "Diode laser-pumped solid-state lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 895 (1988).
- [179] "Télécommunications à fibres optiques : dossier" *Optique et Photonique* (28 Mai 1999).
- [180] J. Shiefman et R. J. Koschel, "Modeling predicts WDM source performance", supplément de *Laser Focus World* (Février 2000), p. 19.
- [181] M. Lang, "External-cavity diode lasers provide absolute references for WDM testing", *Laser Focus World* (Juin 1998), p. 133.
- [182] W. S. Gornall, "Extreme photonics: wavelength measurement", *Photonics Spectra* (Février 2000), p. 94.
- [183] C. Latrasse, M. Breton, M. Têtu, N. Cyr, R. Roberge et B. Villeneuve, " C_2HD and $^{13}C_2H_2$ absorption lines near 1530 nm for semiconductor-laser frequency locking", *Opt. Lett.* **19**, 1885 (1994).
- [184] C. Svelto, E. Bava, S. Taccheo et P. Laporta, "Pound-Drever frequency stabilized Yb-Er:glass laser against C_2H_2 molecule at 1.534097 μm ", *Electron. Lett.* **34**, 461 (1998).
- [185] R. Larose, D. Stepanov, C. Latrasse, M. Têtu, F. Ouellette et M. A. Dugay, "Simple frequency tuning technique for locking a singlemode erbium-doped fibre laser to the centre of molecular resonances", *Electron. Lett.* **30**, 791 (1994).
- [186] Y. Sakai, S. Sudo et T. Ikegami, "Frequency stabilization of laser diodes using 1.51-1.55 μm absorption lines of $^{12}C_2H_2$ and $^{13}C_2H_2$ ", *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 75 (1992).
- [187] M. de Labachellerie, K. Nakagawa, Y. Awaji et M. Ohtsu, "High-frequency-stability laser at 1.5 μm using Doppler-free molecular lines", *Opt. Lett.* **20**, 572 (1995).

- [188] S. Taccheo, P. Laporta et C. Svelto, "Widely tunable single frequency Er:Yb:phosphate glass laser", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2621 (1996).
- [189] F. Augé, F. Druon, F. Balembos, P. Georges, A. Brun, F. Mougél, G. Aka et D. Vivien, "Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: the Yb^{3+} -doped $\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ (Yb:GdCOB) laser", *IEEE J. Quantum electron.* **36**, 598 (2000).
- [190] S. Huard, *Polarisation de la lumière* (Masson, Paris, 1994).
- [191] D. E. Gray, *American Institute of Physics Handbook* (McGraw-Hill, New York, 1963).
- [192] W. C. Swann et S. L. Gilbert, "Pressure-induced shift and broadening of 1510-1540-nm acetylene wavelength calibration lines", *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 1263 (2000).
- [193] R. W. P. Dreuer, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley et H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
- [194] M. de Labachellerie, K. Nakagawa et M. Ohtsu, "Ultrannarrow $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ saturated-absorption lines at 1.5 μm ", *Opt. Lett.* **19**, 840 (1994).
- [195] P. Gu, M. Tani, K. Sakai et T. Hidaka, "Generation of sub-THz radiation using a two-longitudinal-mode laser diode", in *Conference on Lasers and Electro-Optics, 1998 OSA Technical Digest Series 6* (Optical Society of America, Washington DC, 1998), p. 261.
- [196] L.-S. Ma, J. Ye, P. Dubé et J. L. Hall, "Ultrasensitive frequency-modulation spectroscopy enhanced by a high-finesse optical cavity: theory and application to overtones transitions of C_2H_2 and C_2HD ", *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 2255 (1999).
- [197] M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch et Ph. Thony, "Offset phase locking of Er:Yb:Glass laser eigenstates for radio-frequency photonics applications", accepté à *IEEE Photon. Technol. Lett.*
- [198] A. Owyong et P. Esherick, "Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser", *Opt. Lett.* **12**, 999 (1987).

- [199] S. P. Bush, P. F. Mead et C. C. Davis, in *IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1991 Annual Meeting*, San Jose, CA, November 1991 (IEEE/LEOS, Piscataway, NJ, 1991), p.55.
- [200] C. He et D. K. Killinger, "Dual-polarisation modes and self-heterodyne noise in a single frequency 2.1- μm microchip Ho,Tm:YAG laser", *Opt. Lett.* **19**, 396 (1994).
- [201] J. W. Czarske et H. Mueller, "Birefringent Nd:YAG microchip laser used in heterodyne vibrometry", *Opt. Commun.* **114**, 223 (1995).
- [202] P. Nerin, P. Puget, P. Besesty et G. Chartier, "Self-mixing using a dual polarisation Nd:YAG microchip laser", *Electron. Lett.* **33**, 491 (1997).
- [203] P. Dekker et J. M. Dawes, "Pulsed output from a dual-polarization cw diode-pumped Nd:YAG laser", *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 247 (1998).
- [204] D. E. McCumber, "Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators. I", *Phys. Rev.* **141**, 306 (1966).
- [205] A. Hohl, A. Gavrielides, T. Erneux et V. Kovanis, "Localized synchronization in two coupled nonidentical semiconductor lasers", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4745 (1997).
- [206] P. Khandokhin, Y. Khanin, Y. Mamaev, N. Milovsky, E. Shirokov, S. Bielawski, D. Derozier et P. Glorieux, "Polarization dynamics of a fibre Fabry-Perot laser with feedback", *Quantum Semiclass. Opt.* **10**, 97 (1998).
- [207] H. Zeghlache et A. Boulnois, "Polarization instability in lasers. I. Model and steady states of neodymium-doped fiber lasers", *Phys. Rev. A* **52**, 4229 (1995).
- [208] A. Le Floch et G. Stéphan, "Study of the frequency-locking region of a monomode anisotropic Zeeman laser", *Phys. Rev. A* **6**, 845 (1972).
- [209] P. Mandel, C. Etrich et K. Otsuka, "Laser rate equations with phase-sensitive interactions", *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 836 (1993).
- [210] L. A. Lugiato, K. Wang et Y. Sun, "Phase-dependent laser equations", *Opt. Commun.* **105**, 397 (1994).
- [211] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique* (Hermann éditeurs des sciences et des arts, Paris, 1977).

- [212] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky et W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in Pascal* (Cambridge University Press, Cambridge, 1989).
- [213] V. Evtuhov et A. E. Siegman, "A 'twisted-mode' technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity", *Appl. Opt.* **4**, 142 (1965).
- [214] A. Kastler, "Champ lumineux stationnaire à structure hélicoïdale dans une cavité laser. Possibilité d'imprimer cette structure hélicoïdale à un milieu matériel transparent isotrope", *C. R. Acad. Sci. B* **271**, 999 (1970).
- [215] A. Le Floch et G. Stephan, "La condition de résonance dans les lasers anisotropes contenant des lames biréfringentes", *C. R. Acad. Sci. B* **277**, 265 (1970).
- [216] S. Bielawski, D. Derozier et P. Glorieux, "Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser", *Phys. Rev. A* **46**, 2811 (1992).
- [217] E. Lacot et F. Stoeckel, "Nonlinear mode coupling in a microchip laser", *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2034 (1996).
- [218] P. W. Smith, "Mode-locking of lasers", *Proc. IEEE* **58**, 1342 (1970).
- [219] F. Druon, F. Balembois, P. Georges et A. Brun, "High-repetition-rate 300-ps pulsed ultraviolet source with a passively Q-switched microchip laser and a multipass amplifier", *Opt. Lett.* **24**, 499 (1999).
- [220] M. Brunel, O. Emile, M. Alouini, A. Le Floch, and F. Bretenaker, "Experimental and theoretical study of longitudinally monomode vectorial solid-state Lasers," *Phys. Rev. A* **59**, 831-840 (1999).
- [221] M. Brunel, O. Emile, M. Alouini, A. Le Floch, and F. Bretenaker, "Self-mode-locked pulsed monomode laser," *Opt. Lett.* **24** 229-231 (1999).
- [222] M. Brunel, O. Emile, M. Alouini, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Experimental and theoretical study of longitudinally monomode vectorial solid-state lasers", *Phys. Rev. A* **59**, 831 (1999).
- [223] M. Brunel, "Etude théorique et expérimentale de quelques aspects nouveaux des lasers à un ou plusieurs axes de propagation. Applications.", Thèse de l'Université de Rennes I (1997).

- [224] W. H. Loh, Y. Ozeki et C. L. Tang, "High-frequency polarization self-modulation and chaotic phenomena in external cavity semiconductor lasers", *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2613 (1990).
- [225] J. Gowar, *Optical Communication Systems* (Prentice Hall, UK, 1993).
- [226] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* (John Wiley & Sons, NY, 1997).
- [227] C. L. Tang, "Laser polarization self-modulation effects", *Quantum Semiclass. Opt.* **10**, R51 (1998).
- [228] S. Jiang, Z. Pan et M. Dagenais, "High-frequency polarization self-modulation in vertical-cavity surface-emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3545 (1993).
- [229] N. Badr, I. H. White, M. R. T. Tan, Y. M. Houng et S. Y. Wang, "Enhanced polarization self-switching in a vertical-cavity surface-emitting laser by gain saturation of transverse modes", *Electron. Lett.* **30**, 1227 (1994).
- [230] G. Ropars, P. Langot, M. Brunel, M. Vallet, F. Bretenaker, A. Le Floch et K. D. Choquette, "Experimental evidence of single round-trip oscillation in polarization self-modulated vertical-cavity surface emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2661 (1997).
- [231] H. Kawaguchi et Y. Yamayoshi, "Optical pulse generation with a continuously tunable repetition rate by polarization self-switching in laser diodes", in *Conference on Lasers and Electro-Optics, 1995 OSA Technical Digest Series 15* (Optical Society of America, Washington DC, 1995), p. 13.
- [232] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, *Long Wavelength Semiconductor Lasers* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986).
- [233] J. Poirson, J.-C. Cotteverte, A. Le Floch et F. Bretenaker, "Internal reflections of the Gaussian beams in Faraday isolators", *Appl. Opt.* **36**, 4123 (1997).
- [234] M. Vallet, M. Brunel, M. Alouini, F. Bretenaker, A. Le Floch, and G.P. Agrawal, "Polarization self-modulated lasers with circular eigenstates," *Appl. Phys. Lett.* **74** 3266-3268 (1999).

- [235] M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker et A. Le Floch, "Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q switched by Cr⁴⁺: yttrium aluminum garnet absorber", *Phys. Rev. A* **60**, 4052 (1999).
- [236] Stephen J. Matthews, "Laser diodes promise stability and control", *Laser Focus World* (Novembre 2000), p. 109.
- [237] K. Otsuka et T. Yamada, "CW oscillation of a lithium neodymium teraphosphate laser with 200 mW pump threshold", *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 845 (1975).
- [238] M. Saruwatari, K. Otsuka, S. Miyazawa, T Yamada et T Kimura, "Fluorescence and oscillation characteristics of LiNdP₄O₁₂ laser at 1.317 μm", *IEEE J. Quantum Electron.* **13**, 836 (1977).
- [239] K. Otsuka, "Oscillation properties of anisotropic lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* **14**, 49 (1978).
- [240] K. Kubodera, K. Otsuka et S. Miyazawa, "Stable LiNdP₄O₁₂ miniature laser", *Appl. Opt.* **18**, 884 (1979).

Title :

Theoretical and experimental study of Er^{3+} and Nd^{3+} solid-state lasers : applications of dual-frequency lasers to optical and microwave telecommunications

Abstract :

Some new features of *single-* and *dual-frequency* rare-earth-doped solid-state lasers are explored. In particular, we have investigated *Erbium* in glass which is still a complex system but offers a wide gain spectral range.

In this kind of lasers, the TEM_{00} Gaussian beam induces a resonant lens-like effect which leads, together with diffraction effects, to *resonant losses*, i.e., frequency dependant. This gives rise to *anomalies* in the basic characteristics of the laser such as the output power of a monomode laser or the spectrum of a multimode microchip-laser.

Due to original experimental setups, the homogeneous line feature of these lasers has been explored via the measurement of *non-linear coupling* between two modes of the same laser. It turns out that this coupling is particularly *high* in the case of Erbium-doped-glass : $C = 0.85$ throughout the whole gain spectral range of the laser. However, the *cross-saturation* coefficients *strongly depend* upon the spectral localization of the two modes, showing the existence of spectral structures, which are not accessible with others usual spectroscopic methods.

By controlling the coupling we have been able to built Er:Yb:Glass lasers with two widely tunable frequencies. Thus, a *single-axis* dual-frequency laser has been achieved to provide a beat-note in the *GHz* frequency range with a line-width of 1 Hz and of spectral qualities matching those of a *local oscillator*. Besides, the spatial separation of eigenstates of a Er:Yb:Glass laser allowed us to reach frequencies in the *THz* range. Moreover, we have demonstrated that the *dual-axis* architecture of such a laser automatically stabilize the beat-note when locking the frequency of one eigenstate only, leading to the concept of *tunable-absolute frequency*.

The dynamics of rare-earth-doped solid-state lasers sustaining the oscillation of two eigenstates has been investigated. Among the *new regimes* predicted and then observed, a *pulsed* regime with high repetition rate and sech^2 temporal profile is obtained without active or passive Q-switching. Finally, the *polarization self-modulation* is realized with *circularly* polarized eigenstates containing several longitudinal modes which demonstrates the universality of the mechanism studied.

Keywords :

Erbium laser

Neodym laser

Microwaves

THz Beat-note

Non-linear coupling

Dynamic regimes

Resonant diffraction

Polarization self-modulation

Résumé :

Nous explorons quelques aspects nouveaux des lasers solides *mono-fréquences* et *bi-fréquences* dopés aux terres rares. Nous nous intéressons notamment à l'*erbium* dans les systèmes complexes que sont les verres, mais qui présentent l'intérêt d'offrir une grande plage spectrale de gain.

Tout d'abord, dans ce type de laser tout faisceau gaussien TEM₀₀ induit un effet de lentille résonnant qui, associé à la diffraction, provoque des *pertes résonnantes*, c'est-à-dire dépendant de la fréquence. Ceci conduit à des *anomalies* dans les caractéristiques de base d'un laser, comme la puissance de sortie d'un laser monomode ou le spectre d'un microlaser multimode.

Grâce à des montages originaux, nous avons pu explorer le caractère homogène de la raie de ce type de laser et en particulier mesurer le *couplage non-linéaire* entre deux modes d'un même laser solide. Ce couplage se révèle particulièrement *élevé* pour l'*erbium* dans un verre : $C = 0,85$ sur toute la plage spectrale d'oscillation du laser. En revanche, les termes de *saturations croisées varient fortement* avec la localisation spectrale des deux modes, mettant en évidence des structures spectrales inaccessibles par les méthodes de spectroscopie usuelles.

La maîtrise du couplage a donné lieu à la réalisation de lasers Er:Yb:Verre à deux fréquences largement accordables. Ainsi, nous mettons au point un laser bi-fréquence *mono-axe* dont la qualité spectrale du battement, de l'ordre de 1 Hz, est parfaitement adaptée pour réaliser un *oscillateur local* dans la gamme des GHz. En outre, la séparation spatiale des états propres d'un laser Er:Yb:Verre permet désormais d'atteindre des fréquences de battement dans la gamme des THz. Nous montrons, par ailleurs, que l'architecture *bi-axe* d'un tel laser permet d'auto-stabiliser la fréquence de battement en asservissant la fréquence d'un seul état propre, menant au concept de *fréquence absolue-accordable*.

Le comportement dynamique des lasers à deux états propres dopés aux terres rares est également exploré. Parmi les *nouveaux régimes* prédits puis observés, un régime *impulsionnel* à haute cadence et à impulsions sécantes hyperboliques carrées est obtenu sans déclenchement actif ni passif. Enfin, nous réalisons l'*auto-modulation de polarisation* avec des états propres *circulaires* contenant chacun plusieurs modes longitudinaux prouvant l'universalité du mécanisme étudié.

Mots-Clés :

Laser erbium

Laser néodyme

Micro-ondes

Battement THz

Couplage non-linéaire

Régimes dynamiques

Diffraction résonnante

Auto-modulation de polarisation