

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science et Ingénierie pour l'Information

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

INSTITUT DE RECHERCHE Xlim

Année : 2010

Thèse N° 83-2010

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : "Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique"

présentée et soutenue par

Marc FABERT

le 13 décembre 2010

SYSTEMES LASERS INTEGRANT DES MICRO-MIROIRS DEFORMABLES A BASE DE MEMS OPTIQUES

Thèse dirigée par Pierre BLONDY
co-dirigée par Vincent KERMENE et Aurelian CRUNTEANU

JURY :

Rapporteurs :

François Balembois : Professeur, Institut d'Optique Graduate School
Yves-Alain Peter : Professeur associé, Ecole Polytechnique de Montréal

Examineurs :

Alain Bosseboeuf : Directeur de Recherche, Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS
Vincent Kermène : Chargé de Recherche, Xlim, CNRS
Aurelian Crunteanu : Chargé de Recherche, Xlim, CNRS
Alain Barthélémy : Directeur de Recherche, Xlim, CNRS

Invité :

Pierre Blondy : Professeur, Xlim, CNRS, Université de Limoges

Les travaux rapportés dans ce mémoire concernent la génération d'impulsions courtes dans des sources lasers à fibre optique intégrant des composants MEMS (Micro-Electro-Mechanical-System). L'association de ces modulateurs compacts et rapides au déclenchement de cavités lasers courtes, a permis d'obtenir des impulsions en régime nanoseconde. Ces microcomposants ont également montré leur capacité à atteindre des fréquences de fonctionnement supérieures au mégahertz, nécessaires au régime à verrouillage de modes d'une cavité laser. Ce nouveau système laser impulsionnel a mis en évidence la capacité des micro-miroirs déformables à remplacer des modulateurs plus communs, tels que les modulateurs acousto-optiques et électro-optiques. Ils offrent alors un fort potentiel de miniaturisation et de réduction du coût des sources lasers impulsionnelles à fibre optique.

Mots clés : Laser à fibre, MOEMS, micro-miroirs, régime déclenché (Q-switch), régime de synchronisation des modes longitudinaux (Mode-lock).

Laser systems integrating optical MEMS deformable micro-mirrors

This work deals with the integration of MEMS (Micro-Electro-Mechanical-System) in fibre laser systems in order to generate short pulses. Q-switching short laser cavities associated with these components produces pulses in the nanosecond regime. These deformable micro-mirrors reached modulation frequencies upper than one megahertz, giving access to mode-locking in fibre laser sources. This new fibre laser system showed MOEMS capability to replace more famous modulators, as acousto-optic or electro-optic ones. They offer a good potential in miniaturization and cost reduction of pulsed fibre laser sources.

Keywords: Fibre laser, MOEMS, micro-mirror, Q-switch, Mode-lock.

A pépé...

Remerciements

En premier lieu, je souhaite remercier les directeurs successifs de l'Institut de Recherche Xlim au sein duquel ont été réalisés ces travaux, Pierre-Yves Guillon et Dominique Cros, ainsi que les responsables des départements Photonique et Minacom, Alain Barthélémy et Serge Verdeyme (puis Valérie Madrangeas), pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire pour la réalisation de cette thèse.

Je tiens à remercier François Balembos, Professeur à l'Institut d'Optique Graduate School de Palaiseau, et Yves-Alain Peter, Professeur associé de l'Ecole Polytechnique de Montréal, de m'avoir fait l'honneur de rapporter ce travail de thèse.

Je remercie également Alain Bosseboeuf, Directeur de Recherche à l'Institut d'Electronique Fondamentale d'Orsay, d'avoir accepté de juger ce travail.

J'adresse plus particulièrement mes remerciements à mes encadrants officiels ou non, Agnès Desfarges-Berthelemot, Vincent Kermène et Aurelian Crunteanu, pour leur disponibilité, leurs conseils et leurs encouragements. Je remercie aussi Pierre Blondy d'avoir accepté de diriger cette thèse.

Merci également aux autres membres permanents des départements Photonique et Minacom pour leur disponibilité, le partage de leur expérience et leurs nombreux conseils avisés, en particulier à Vincent Couderc. Merci aussi à Dominique Pagnoux pour le partage de ses connaissances en optique ou autres disciplines, j'ai vraiment eu plaisir à partager régulièrement l'expérience du Scientibus avec toi, merci enfin pour tes nombreux encouragements et pour nos échanges autour des briefings ou débriefings des matchs du CSP.

Je tiens à remercier les équipes pédagogiques de l'IUT GEII de Brive et du département de Physique de la fac des Sciences de Limoges pour leur accueil et leur soutien dans ces premières expériences d'enseignement.

J'ai évoqué le Scientibus alors comment ne pas remercier Frédéric Louradour de m'avoir permis de partager mon goût pour la Science avec le public du bus. Cette expérience a été extrêmement enrichissante et c'est une chance d'avoir pu y participer. J'espère avoir un jour l'occasion de renouveler une expérience de ce type, en attendant je souhaite longue vie au bus.

Sûrement à sa grande surprise, je remercie Sébastien Février, qui sans le savoir m'a conforté dans l'idée de vouloir faire une carrière d'enseignant-chercheur. Et puis je n'oublierai pas que tu étais de mes premiers pas sur le continent américain, j'aurais été moins tranquille s'il n'y avait eu que Nico...

Je n'oublie pas non plus Sophie Lebraud, Nathalie Buisson et Marie-Laure Guillat, nos secrétaires, pour tous les services rendus, leurs encouragements et leur sympathie tout simplement.

Je souhaite maintenant remercier tous les doctorants ou post-doctorants passés ou présents, avec qui j'ai eu la chance de partager de bonnes expériences professionnelles ainsi que des instants extra professionnels inoubliables.

Tout d'abord, merci à Jérôme pour sa disponibilité et son aide précieuse aux premiers jours de mon arrivée au milieu des expériences. Et que dire de sa bonne humeur légendaire et contagieuse...

Aussi, merci à David, pour ses nombreux coups de main, notamment pour la prise en main de ces petites bêtes que sont les MEMS. Merci également d'avoir apporté autant de fun (et de victoires) à notre équipe de basket.

Comment ne pas remercier Laure, Raph et Vincent, les doctorants de l'époque qui nous ont accueillis au sein du département photonique et qui nous ont fait découvrir tant de choses, dont l'instant convivial de la pause de 16h dans le couloir du labo... la belle époque quoi... Laure, je te souhaite de trouver l'endroit qui te plaira pour vous poser toi et ta bonne humeur. Raph, continue de mordre dans la vie à pleines dents, plein de bonheur à cette petite famille, au petit Louis et à sa maman. Et Vincent, content que tu aies enfin pensé à ton avenir après le foot, tous ne font pas ça, je te souhaite quand-même de trouver un jour quelqu'un de moins fort que toi à PES...

Il est temps ici de faire un petit coucou à Stéphane, ravi que tu aies trouvé mieux que ta précédente expérience dans le monde industriel, merci pour ta bonne humeur, ne change pas.

Je remercie particulièrement Frisou, Ludo, Nico Mothe, Nico D., Dédé, qui font partie du petit groupe qui restera à jamais celui de cette expérience partagée entre tous : la thèse. Je vous souhaite à tous un maximum de réussite pour la suite.

Un petit clin d'œil à Manu, qui est sûrement le gars le plus sympa qui existe, oui, merci pour ta présence et ta gentillesse. Plein de bonheur pour la suite à Marie et à toi !

Un immense merci à toi Gigi, avec qui je partage une de mes plus longues amitiés. Merci de m'avoir toujours considéré comme quelqu'un capable de beaucoup de choses, ça a été très moteur pour moi. Le temps passe, j'en suis maintenant à te souhaiter un avenir radieux, tant sur le plan professionnel que familial...

Enfin, je vous remercie tous pour ce qui participe à rendre la thèse une expérience inoubliable, à savoir la naissance d'un groupe d'amis à travers le partage de nombreuses activités. Je n'oublierai jamais les parties de babyfoot, le foot ou le basket à Beaublanc puis au soccer5, les descentes de canoë ou plutôt les chutes de canoë, etc. Merci à tous ceux côtoyés à ces occasions. Je vous souhaite à tous plein de bonnes choses pour la suite.

Un petit mot pour les biologistes qui sont tout simplement des gens géniaux que je n'aurai pas eu la chance de connaître si Christelle n'avait pas fait sa thèse chez ce cher M. Denisot. Merci à vous, Gaël, Guillaume, Virginie, Rada, Cécile, Christelle, Marie, Aurélien, merci pour ces moments inoubliables, pour votre amitié, votre bonne humeur...

Un petit coucou à Mathieu, on se connaît depuis longtemps mais ces dernières années auront été l'occasion de nous rapprocher, à mon grand bonheur. Coralie et toi êtes supers, ne changez pas, et je vous souhaite à vous aussi beaucoup de bonheur avec l'arrivée de Manon.

Je ne saurais oublier mes collègues moniteurs, avec qui ces trois années de travail ensemble ont aussi été l'occasion de rencontres entre des univers différents que sont nos disciplines respectives. Je remercie particulièrement Julien, Sophie, Guillaume et Nathalie, pour le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux, pour les nombreuses soirées, aussi pour les soirées passées à travailler. Grâce à eux cette expérience aura été l'occasion de nouer des amitiés sincères. Bonne chance pour la suite.

J'en viens maintenant à remercier les beaufs pour leur soutien et tous les moments inoubliables partagés entre véritables amis. Mon petit Seb, je suis vraiment heureux pour toi que tu aies réussi à trouver ce qui te convient, bon courage pour ta nouvelle vie à Limoges. Et toi Juliette, à quand ton retour à Limoges ? Trop dynamique, il a fallu que tu ailles trouver une vie à ton rythme à Paris... je te souhaite de trouver ce que tu veux sur Limoges pour te rapprocher au plus vite de ton homme. Enfin Julien, un simple merci est bien peu pour te remercier de ta présence pendant ces années. Je n'avais pas besoin de chercher bien loin pour un conseil ou un coup de main, ça ne va pas être facile de perdre cette habitude... En

tous cas je te souhaite plein de bonnes choses, dans l'optique ou non, l'essentiel c'est d'être heureux, et sache que ton intégrité est ta force.

Je terminerai en remerciant ma famille, à commencer par Evelyne, Carine et Seb, merci pour votre soutien permanent, puis mes parents et ma grand-mère dont les encouragements, parfois cachés derrière quelques inquiétudes, ont été une véritable force pour cet accomplissement. Ceci n'était qu'une étape et j'espère avoir l'occasion de vous rassurer au plus vite en posant enfin un pied dans ce monde professionnel.

Le dernier mot reste pour la source de mes émotions les plus fortes, Cricri. Que dire si ce n'est que ces trois années de thèse ont été véritablement partagées. Merci d'avoir été un vrai modèle. Je souhaite que tu sois rapidement récompensée pour ce dévouement et cette passion que tu offres à ton travail. En attendant bon courage pour ce post-doc qui démarre. J'espère que l'on pourra associer nos vies professionnelle et familiale de la meilleure façon possible et surtout le plus vite possible.

SOMMAIRE

Introduction générale.....	17
Chapitre 1 : Sources lasers impulsionnelles à fibre optique	23
I. Introduction.....	25
II. Les lasers à fibre.....	26
II.1. La fibre amplificatrice	27
a. Dopage.....	27
b. Pompage	29
c. Géométrie	31
II.2. Architectures de cavités lasers.....	35
III. Principaux régimes impulsionnels d'une source laser	36
III.1. Introduction	36
III.2. Le régime déclenché.....	37
a. Principe.....	37
b. Caractéristiques	39
i. Durée des impulsions	39
ii. Fréquence de répétition.....	46
iii. Puissance crête et énergie des impulsions	48
III.3. Le régime à modes verrouillés en phase	49
a. Principe.....	49
b. Caractéristiques	50
i. Durée des impulsions	51
ii. Fréquence de répétition.....	53
III.4. Applications des lasers impulsionnels.....	54
IV. Les types de modulations	55
IV.1. Modulation passive	55
a. Déclenchement par voie passive	56
b. Verrouillage des modes par voie passive	58
IV.2. Modulation active	60
a. Les principaux modulateurs.....	60
b. Déclenchement par voie active	62
c. Verrouillages des modes par voie active	63

IV.3. Modulation hybride.....	64
V. Sources lasers et MOEMS	65
V.1. Sources lasers accordables en longueur d'onde	65
V.2. Lasers et MOEMS pour la génération d'impulsions	67
a. Etat de l'art	67
b. Présentation du projet.....	68
VI. Conclusion	71

Chapitre 2 : Les MEMS : nouvelle génération de commutateurs, application à la modulation optique	79
I. Introduction.....	81
II. Les MOEMS : des MEMS pour l'optique	83
III. Applications des MOEMS.....	84
III.1. Les premières bénéficiaires : les télécommunications	84
III.2. Affichage et projection d'images	86
III.3. Imagerie biomédicale et microscopie.....	87
III.4. Instrumentation astronomique	87
IV. Etude de micro-miroirs déformables pour l'intégration dans des sources lasers impulsionnelles fibrées	89
IV.1. Choix de la structure	89
IV.2. Principe de fonctionnement.....	90
a. L'actionnement électrostatique	90
b. Les forces appliquées à une membrane	92
c. Etude de la force de rappel	92
IV.3. Bilan	96
V. Réalisation des micro-miroirs	98
V.1. Procédé de fabrication des MOEMS cantilever	99
V.2. Principe de fonctionnement.....	102
V.3. Application aux miroirs de type pont	102
VI. Caractérisations structurales, électriques et optiques des composants réalisés	103
VI.1. Mesure du profil géométrique des membranes suspendues.....	103
VI.2. Fréquence de résonance	107
VI.3. Amplitude de déformation (« flèche »).....	111
VI.4. Qualité de surface des composants MOEMS.....	115
VII. Conclusion.....	116

Chapitre 3 : Lasers impulsionnels à fibre optique à base de MEMS optiques	123
I. Introduction	125
II. Laser à fibre déclenché par un composant MOEMS de type poutre suspendue	127
II.1. Configuration intégrant un système d'imagerie	127
a. Architecture de la cavité laser	127
b. Caractéristiques temporelles du laser déclenché par micro-miroir mobile	130
II.2. Configuration sans système d'imagerie	135
a. Architecture de la cavité laser	135
b. Caractérisation dynamique du cantilever en réflectivité	136
c. Caractéristiques temporelles du laser déclenché par micro-miroir mobile et sans système d'imagerie	139
d. Configuration laser pour une émission impulsionnelle en régime nanoseconde	141
II.3. Multiplexage de sources en parallèle pour un fonctionnement à haute cadence	143
a. Réalisation du dispositif à micro-miroirs indépendants	144
b. Source laser fibrée multi-MOEMS	146
III. Synchronisation des modes longitudinaux d'une cavité laser fibrée	153
III.1. Modulation des pertes d'une cavité « longue » par MOEMS de type poutre suspendue	154
III.2. Modulation par MOEMS de type « pont »	159
a. Etude d'une cavité « courte »	159
b. Comparaison MEMS/MAO	162
IV. Conclusion	164
Conclusion générale et perspectives	171

INTRODUCTION GENERALE

En 2010, nous fêtons les cinquante ans d'une des plus grandes inventions du XXe siècle : le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Bien que le principe ait été décrit par *Charles Hard Townes* et consorts auparavant, c'est en effet en 1960 que *Théodore Maiman* fit pour la première fois la démonstration expérimentale de l'effet laser. Le Laser est une révolution dans le domaine des sources de lumière car il peut émettre un rayonnement intense et directif, contenu dans une bande spectrale étroite.

Depuis sa naissance, le laser fait l'objet d'un grand nombre d'études et se décline maintenant sous de nombreuses formes. Celle qui nous intéresse particulièrement dans ce mémoire est celle du laser à fibre optique, dont la première conception remonte à une cinquantaine d'années. La fibre optique est également née dans les années, 60 mais ce n'est qu'en 1985 que le premier laser à fibre à émission monomode transverse a été réalisé, au même moment que la publication d'une méthode efficace et fiable pour incorporer des terres rares dans des préformes de silice. Le fort développement de la fibre optique dans les années 90, ainsi que des amplificateurs à fibre dopée erbium, a participé au boom des télécommunications. C'est à partir de cette période que les lasers à fibre ont acquis une certaine maturité, et commencé à diffuser vers de nombreuses applications scientifiques et techniques, soutenus par une activité de recherche importante. Ainsi, les lasers à fibre peuvent encore être considérés comme une jeune génération de lasers. Depuis leur invention, les études concernant l'incorporation de terres rares trivalentes (comme l'erbium et l'ytterbium) dans les verres et la spectroscopie associée ont donné naissance à toute une classe de lasers émettant à des longueurs d'onde variées. Même s'il leur reste un certain nombre de défis à relever, ils ont déjà vécu de nombreuses évolutions qui les amènent désormais à remplacer certains lasers conventionnels, par exemple de type YAG/Nd en milieu industriel. Ils sont capables maintenant de produire des niveaux de puissance supérieurs à ceux des lasers cristallins en régime de fonctionnement continu et avec une très bonne qualité de faisceau émis (émission unimodale de plusieurs kilowatts). On trouve désormais les lasers à fibre dans de nombreux domaines d'applications, tels que les télécommunications, la médecine, la biologie ou encore le traitement de matériaux. Une excellente qualité de faisceau, une forte brillance, mais aussi un fort potentiel d'intégration et une excellente dissipation thermique sont autant de qualités que l'on peut leur attribuer. De plus, les lasers à fibre dopée aux ions de terre rare ont l'intérêt de couvrir des bandes spectrales d'émission plus larges que leurs concurrents à milieu amplificateur cristallin,

offrant la possibilité de l'accordabilité en longueur d'onde. Ces bandes spectrales s'étendent principalement dans le proche infrarouge entre 0,9 μm et 2,2 μm .

Mais qu'appelle-t-on laser à fibre ? Dès lors que le milieu amplificateur est une fibre optique, un laser peut être appelé laser à fibre. Il appartient donc à la catégorie des lasers solides. Les autres éléments qui composent la cavité laser (miroirs, coupleurs, ...) ne sont pas nécessairement sous la forme d'une fibre mais sont disponibles, pour la plupart, en version fibrée. Ainsi, dans l'idéal, un laser à fibre peut être constitué uniquement de composants fibrés, rendant le dispositif simple, robuste, peu coûteux et souvent plus compact qu'un laser massif.

Selon sa forme et/ou l'application visée, l'émission d'un laser peut avoir des caractéristiques temporelles, spectrales ou spatiales très différentes. Dans ce mémoire, nous nous intéressons principalement aux régimes impulsionnels des lasers, donc à leurs caractéristiques temporelles. Les régimes impulsionnels peuvent générer des puissances instantanées très supérieures à celles produites en régime continu. Cela permet ainsi d'augmenter l'efficacité du processus (par exemple, en limitant l'échauffement d'un matériau lors de sa gravure), ou d'atteindre les niveaux de puissance nécessaires à la création d'une réponse non linéaire dans les processus d'interaction rayonnement/matière (à l'origine de la génération d'un continuum de lumière par exemple).

Pour engendrer un régime impulsionnel dans une cavité laser, on insère un modulateur dont le but est de faire varier le niveau de pertes au sein même de cette cavité. Notre objectif ici est d'utiliser de nouveaux types de modulateurs, sous la forme de micro-miroirs déformables électromécaniques (M.O.E.M.S. : Micro- Opto- Electro- Mechanical- System). Ces composants associent à la fois le rôle de miroir et celui de modulateur, ce qui peut simplifier et rendre plus compactes les sources lasers impulsionnelles. De plus, les coûts de fabrication sont potentiellement faibles grâce à des procédés de fabrication issus de la micro-électronique, permettant la fabrication en masse de ce type de composants.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré aux sources lasers à fibre impulsionnelles. Après une description brève des caractéristiques générales d'un laser à fibre, je rappelle les spécificités de l'émission laser pour les deux régimes de fonctionnement impulsionnels déclenché et à modes synchronisés, ainsi que les techniques classiquement exploitées pour atteindre ces régimes. L'objectif est ici de donner les caractéristiques des rayonnements produits selon les différents types de modulations mis en œuvre.

Notamment, nous commenterons chacune des configurations pour fournir leurs avantages et les inconvénients auxquelles elles sont confrontées. Cette analyse nous permettra par la suite de positionner les MOEMS par rapport aux modulateurs dont la technologie est aujourd'hui mature.

Le deuxième chapitre concerne les dispositifs MEMS et leur application dans le domaine de l'optique. Je rappelle quelques exemples remarquables de MOEMS, avant de décrire les micro-miroirs que nous avons intégrés dans des lasers à fibre en tant que modulateurs. La majeure partie de ce chapitre est consacrée à la description, la fabrication et la caractérisation du micro-miroir à profil cantilever qui est le composant que nous avons le plus utilisé par la suite. Les deux bancs de caractérisation que nous avons développés pour analyser le comportement dynamique du composant MEMS aux fréquences d'utilisations sont présentés.

Le troisième chapitre est dédié à l'intégration dans des systèmes lasers, de MOEMS que nous avons conçus et développés. Les objectifs visés ont été de plusieurs natures. Tout d'abord, nous avons cherché à explorer le potentiel offert par ces modulateurs pour produire des impulsions courtes, d'une durée de quelques nanosecondes, en régime de fonctionnement déclenché. Ainsi, nous avons imaginé plusieurs architectures de résonateur laser adaptées à la génération de ce type d'impulsions, et dont nous rapportons les performances dans ce chapitre. Par la suite, parce que la technologie MEMS permet la fabrication de plusieurs modulateurs sur un même substrat, nous avons profité de la compacité d'un tel système pour multiplexer les voies d'une source laser à bras amplificateurs multiples, de façon à augmenter artificiellement la cadence de la source sans dégrader l'énergie des impulsions. Nous présentons ici au-delà du concept, la première réalisation expérimentale que nous avons pu faire. Enfin, nous avons exploré la synchronisation des modes longitudinaux par MOEMS. Il s'agit d'un domaine encore vierge parce qu'il est nécessaire de faire fonctionner le modulateur électromécanique à une cadence élevée dans la gamme mégahertz, correspondant à la fréquence de récurrence de la cavité laser.

**CHAPITRE 1 : SOURCES LASERS
IMPULSIONNELLES A FIBRE OPTIQUE**

I. Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les potentialités d'intégration des MOEMS dans des systèmes lasers pour réaliser des sources lasers impulsionsnelles fonctionnant en régime déclenché ou en régime de modes synchronisés. Ce chapitre débute par une présentation des caractéristiques structurelles des lasers à fibres (géométrie et constitution de la fibre amplificatrice, architecture de la cavité laser) qui fixent les caractéristiques de l'émission laser, notamment dans le cas d'un fonctionnement impulsional. Dans la seconde partie de ce chapitre, j'ai décrit ces régimes ainsi que les techniques les plus employées pour les obtenir, dans le but de faire ressortir leurs caractéristiques d'émission. Le dernier paragraphe du chapitre 1 fait un bref état de l'art des différentes associations entre lasers et MOEMS. L'accent est particulièrement mis sur les sources lasers intégrant des MOEMS dans le but d'obtenir un régime impulsional.

II. Les lasers à fibre

Cette partie est destinée à présenter les principaux éléments constitutifs des lasers à fibre ainsi que les potentialités offertes par ce type de sources, notamment leur propension à produire des rayonnements impulsionnels. Dans le cas des lasers à fibre, le milieu amplificateur est une fibre optique, ce qui n'est pas nécessairement le cas des éléments constituant le résonateur. La fibre amplificatrice (ou fibre active) est le plus souvent une fibre dopée aux ions de terre rare. Ces ions ont la particularité d'absorber certaines longueurs d'ondes et de réémettre à d'autres, fixant ainsi la bande spectrale d'émission spontanée que le résonateur va structurer pour produire l'émission laser. Dans ce manuscrit, nous évoquerons essentiellement les dopages aux ions erbium (Er^{3+}) et ytterbium (Yb^{3+}), qui sont les plus répandus dans les lasers à fibre.

Dans ce type de laser, le pompage est optique, c'est-à-dire que l'apport d'énergie se fait sous la forme d'un flux lumineux. Le faisceau dit « pompe » est injecté par l'une des extrémités de la fibre dopée (ou les deux) et se propage ainsi dans la fibre avec le signal. C'est une des principales raisons qui rendent les lasers à fibre si séduisants par rapport à leurs concurrents massifs à milieu amplificateur cristallin. En revanche, le gain et l'absorption de la puissance de pompage sont limités par le volume et la concentration en ions dopants admissible par le verre utilisé. Ainsi, les petites sections des cœurs dopés des fibres amplificatrices contraignent à adopter de grandes longueurs de milieux amplificateurs, de l'ordre de quelques mètres. Le fort confinement du champ associé aux grandes longueurs de propagation dans les fibres amplificatrices exacerbe des effets non linéaires, qui sont le plus souvent perturbateurs, malgré la faible valeur de l'indice non linéaire du verre de silice. Cette caractéristique rend les lasers à fibre mieux adaptés au régime de fonctionnement continu qu'impulsionnel du fait de la différence de puissance instantanée propagée. Les caractéristiques géométriques particulières de la fibre optique (petite section, grande longueur) par rapport aux autres types de milieux amplificateurs ne favorisent donc pas une émission impulsionnelle de forte énergie. Toutefois, les sources lasers à fibre ont été très étudiées ces dernières années en raison de leurs nombreux avantages tels que leur compacité, leur fort rendement de conversion opto/optique, leur excellente qualité spatiale d'émission et leur robustesse dans le cas de systèmes « tout fibré ». De plus, si les effets non-linéaires engendrés dans les fibres optiques imposent des contraintes et des limitations

aux performances des lasers à fibre, ils ouvrent de nombreuses perspectives lorsqu'ils sont pris en compte dès la conception du système fibré (laser Raman pour une amplification distribuée sur de très longues distances, génération de continuum de lumière...). En régime de fonctionnement impulsif, les non-linéarités dans les fibres peuvent parfois être utilisées de façon avantageuse, par exemple pour réaliser un absorbant saturable passif par rotation non-linéaire de la polarisation (effet Kerr), et provoquer ainsi un régime de fonctionnement à synchronisation de modes longitudinaux dans un oscillateur laser tout fibré.

Dans ce manuscrit, c'est la polyvalence de la fibre optique, la compacité d'un système réalisé avec ce type de composant et surtout la bonne qualité spatiale des rayonnements émis qui nous ont incités à valoriser les dispositifs MOEMS avec ce type d'amplificateurs. L'intégration d'une extrémité de fibre sur une puce commence maintenant à être maîtrisée, ce qui est un avantage pour réaliser un système compact associant fibre optique (ou matrice de fibres optiques) et micro-miroirs.

II.1. La fibre amplificatrice

a. Dopage

Le terme dopage désigne l'action d'introduire des atomes ou des ions dans un milieu homogène (matrice) dans le but d'en améliorer ses caractéristiques. Dans le cas d'une fibre optique, cela consiste à introduire des ions particuliers, par exemple dans un verre de silice standard, lors de sa fabrication. Certains ions (germanium, phosphore, bore ou fluor) sont incorporés pour structurer le profil d'indice de la fibre, notamment le cœur qui guide le rayonnement signal. Pour réaliser une fibre amplificatrice, on rajoute des ions de terres rares de la famille des lanthanides, aux propriétés spectroscopiques intéressantes pour les applications lasers. Le succès des lasers à fibre aux longueurs d'ondes du proche infrarouge (1530-1560 nm par exemple pour la bande C des télécommunications) que l'on connaît, est largement dû aux temps de vie relativement longs des états métastables de ces ions (pouvant aller jusqu'à plusieurs millisecondes selon le matériau hôte), permettant un meilleur stockage d'énergie.

Les ions de terres rares présentent l'intérêt de couvrir des bandes spectrales complémentaires dans l'infrarouge proche (de 0,9 μm à 2,2 μm). La Figure 1-1 donne les

plages spectrales des ions de terres rares de la famille des lanthanides dans une matrice silice. Cette figure montre l'intérêt d'incorporer ces ions dans la matrice silice de la fibre optique : les spectres d'émission s'étendent sur plusieurs dizaines de nanomètres, faisant des lasers à fibre de bons candidats pour la réalisation de sources accordables en longueur d'onde ou de sources multi-longueurs d'ondes. Les premières fibres amplificatrices ont connu un essor considérable lors du boom des télécommunications dans les années 90. C'est l'ion erbium qui s'est imposé en raison de sa transition laser autour de 1550 nm (troisième fenêtre de transmission de la silice).

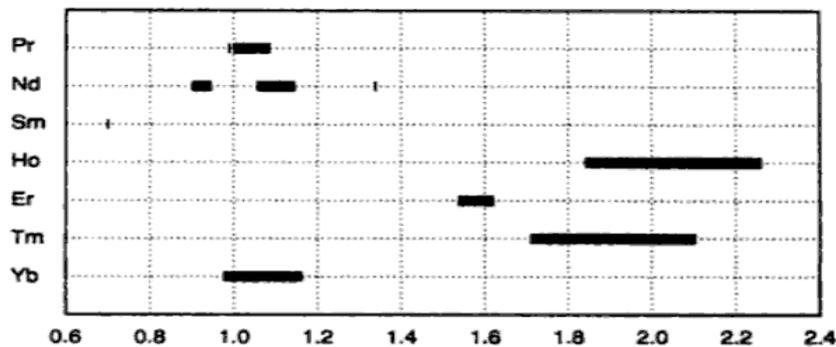


Figure 1-1 : Plages spectrales des ions de terres rares (abscisses : longueurs d'ondes en μm) [1].

De son côté, le dopage ytterbium a montré depuis une dizaine d'années tout son intérêt pour répondre à la problématique de la puissance dans les lasers à fibre. A cela plusieurs raisons : la plage d'absorption est très large, de 800 à 1000 nm avec deux pics d'absorption à 920 et 980 nm, permettant l'utilisation de diodes de pompage brillantes, disponibles à ces longueurs d'ondes sur le marché ; une section efficace d'absorption très importante (d'un ordre de grandeur supérieure à celle des ions erbium) et à une grande concentration admissible par le matériau hôte. En effet, il est difficile de dépasser des dopages en ions erbium supérieurs à 125 ppm/poids sans formation d'agrégats qui conduisent à des échanges d'énergie inter-ioniques, alors qu'il est possible d'atteindre 10 000 ppm/poids avec un dopage ytterbium avant d'observer les mêmes phénomènes. La longueur de fibre nécessaire pour obtenir le même niveau de puissance est donc plus courte et le rendement laser est meilleur avec un dopage ytterbium qu'avec un dopage erbium. Le rendement maximal accessible est limité par le défaut quantique, c'est-à-dire par l'écart entre les énergies respectives d'un photon pompe et d'un photon signal : $q = E_p - E_s = h\nu_p - h\nu_s$; h désigne la constante de Planck et ν_p et ν_s les fréquences optiques respectives

des ondes pompe et signal. Le rendement théorique maximal peut-être estimé comme le rapport de la longueur d'onde de pompage sur la longueur d'onde d'émission dans le cas où l'on considère que tous les photons pompe sont convertis en photons signal. Ainsi, dans le cas de l'ytterbium, on peut s'attendre à des rendements supérieurs à 90% (pour un pompage à 975 nm), tandis que dans le cas de l'erbium on ne dépassera pas les 70%. Ceci, ajouté au fait que la réabsorption trop importante du signal dans les fibres dopées erbium ne permet pas de compenser la faible absorption de la pompe par une plus grande longueur de fibre, explique également pourquoi les niveaux de puissance obtenus avec l'erbium sont moins élevés que dans le cas de l'ytterbium.

Il est tout de même possible d'améliorer quelque peu les niveaux de puissance des lasers à fibre émettant à 1550 nm, grâce à l'association de deux types d'ions différents pour le dopage, c'est ce qu'on appelle le codopage. La combinaison la plus connue est erbium-ytterbium, avec en général une concentration en ions ytterbium largement supérieure à celle des ions erbium (jusqu'à 20:1). Dans ce cas, une grande partie de la puissance de pompage est absorbée par les ions ytterbium. Ensuite, l'énergie peut être efficacement transférée par relaxation croisée de l'état excité des ions ytterbium aux ions erbium, pour une émission laser à 1550 nm [1]. Ainsi, avec ce type de fibre, il est possible d'obtenir des niveaux de puissances identiques à ceux obtenus dans le cas de fibres exclusivement dopées erbium, mais pour des longueurs de fibres inférieures.

Si dans le domaine des télécommunications les lasers à fibre dopée aux ions erbium dominant le marché, dans des applications plus industrielles, comme le marquage ou le traitement de surface, les lasers à fibre dopée aux ions ytterbium s'imposent. Les longueurs d'onde d'émission sont semblables à celles des lasers cristallins dopés au néodyme (1064 nm) que les industriels utilisent depuis de nombreuses années. C'est avec un dopage ytterbium que les meilleures performances énergétiques en régime déclenché ont été obtenues, même si les fibres utilisées pour cela ont une géométrie (large section, faible longueur) et une rigidité qui s'approchent de celles des barreaux utilisés par certains milieux amplificateurs cristallins.

b. Pompage

Le faisceau de pompage est absorbé par les ions de terre rare contenus dans la fibre dopée, ce qui a pour effet d'exciter les électrons du milieu amplificateur. Ces ions retrouvent

leur état stable par l'intermédiaire de transitions non-radiatives (responsables d'effets parasites tels que l'échauffement du matériau) et radiatives (responsables de l'émission de photons). Les photons émis ont alors perdu de l'énergie par rapport aux photons pompe. Par conséquent, la longueur d'onde émise est supérieure à la longueur d'onde de pompage. Il existe cependant des lasers dits à « upconversion », dont le principe est basé sur une absorption multi-photonique, pour lesquels la longueur d'onde d'émission est inférieure à la longueur d'onde de pompage. Notamment lorsque la puissance de pompage est élevée, l'énergie d'un ion excité peut être transmise à un autre ion excité. Le premier retourne alors à l'état stable tandis que le second est porté à un niveau d'énergie deux fois supérieur au niveau d'excitation initial, conduisant à une longueur d'onde d'émission plus courte.

Les sections efficaces d'absorption et d'émission d'un type d'ions associé à son matériau hôte, sont des propriétés spectroscopiques qui mettent en évidence les longueurs d'ondes de pompage et de signal à privilégier. Le tracé de la section efficace d'absorption pour un type d'ions traduit, dans le cas présent, la probabilité d'interaction entre un photon se propageant dans le milieu et un atome du type d'ions considéré. Dans le cas des ions erbium ou ytterbium, le pompage se fait donc généralement autour de la longueur d'onde de 976 nm, ce qui correspond à une valeur maximale des sections efficaces d'absorption de ces ions (Figure 1-2 et Figure 1-3).

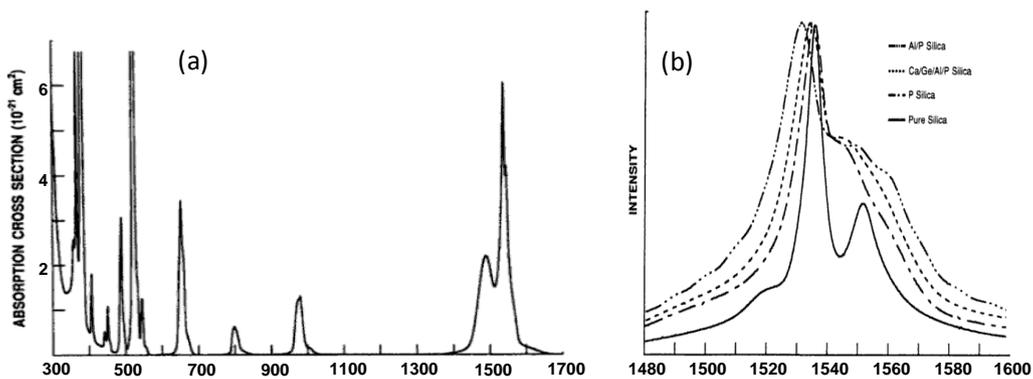


Figure 1-2 : Sections efficaces d'absorption (a) et d'émission (b) de l'ion erbium dans la silice en fonction de la longueur d'onde en nanomètres [1].

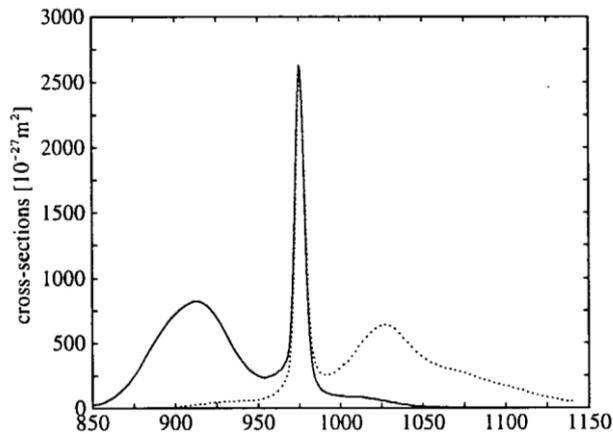


Figure 1-3 : Sections efficaces d'absorption (trait plein) et d'émission (pointillé) de l'ion ytterbium dans la silice en fonction de la longueur d'onde en nanomètres [2].

Il existe d'autres maxima, mais d'amplitudes moindres, donc pour lesquels l'absorption de la puissance de pompage est moins efficace. Cependant, dans le cas de l'ytterbium notamment, ces maxima sont moins étroits, ce qui présente l'avantage de limiter l'influence de la variation de la longueur d'onde de pompage (qui peut être dépendante de la température comme dans le cas des diodes lasers) sur la stabilité du laser, notamment en régime impulsif [3].

Sur ces figures sont également tracées les sections efficaces d'émission des ions erbium et ytterbium qui traduisent la probabilité d'émission de photons en fonction de la longueur d'onde. Il peut être intéressant d'observer la valeur de la section efficace d'absorption pour une longueur d'onde d'émission donnée, car elle quantifie la réabsorption du signal au cours de sa propagation dans la fibre dopée. Ceci explique pourquoi, lorsque sa valeur est trop élevée, il est difficile d'obtenir l'effet laser, malgré une section efficace d'émission grande à cette même longueur d'onde. C'est le cas notamment pour l'erbium et l'ytterbium, respectivement autour de 1535 et 975 nm. En raison de cette forte réabsorption, dans le cas de l'ytterbium, l'émission est repoussée généralement au-delà de 1000 nm.

c. Géométrie

La limitation du diamètre du cœur de la fibre pour conserver une émission unimodale a cantonné les premières sources fibrées à des puissances ne pouvant dépasser quelques centaines de milliwatts. Les configurations de pompage imposaient une propagation du faisceau laser et de la pompe dans le cœur de la fibre. Pour avoir un bon couplage de la

pompe dans la fibre, il est nécessaire selon ce schéma de pompage d'utiliser des diodes spatialement unimodales, limitant la puissance de pompage, donc la puissance laser.

Un nouveau concept de fibres optiques, celui des fibres à double gaine, a été proposé par *Elias Snitzer* en 1988 [4] pour accéder aux applications nécessitant de la puissance. Il s'agit de fibres dans lesquelles le signal se propage dans le cœur dopé, monomode, et la pompe se propage dans l'ensemble gaine interne et cœur (Figure 1-4).

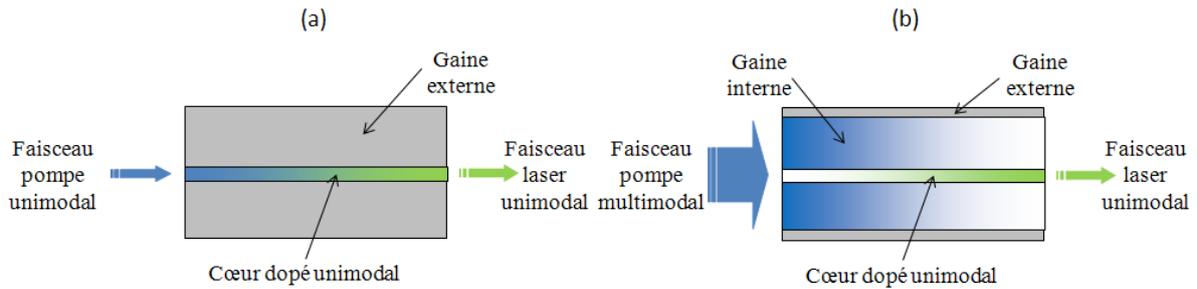


Figure 1-4 : Comparaison des synoptiques de fibres amplificatrices pompées par le cœur (a) et pompées par la gaine (b).

Le faisceau de pompage est guidé dans la gaine interne grâce à une deuxième gaine optique, d'indice de réfraction inférieur, et se propage ainsi partiellement dans le cœur, où il est absorbé par les ions actifs. La gaine interne possède un diamètre et une ouverture numérique supérieurs à ceux du cœur, ce qui lui confère un caractère multimodal et facilite l'injection de fortes puissances de pompage. Ce type de fibre permet donc l'utilisation de fortes puissances de pompage tout en conservant une grande qualité spatiale de faisceau pour le signal, toujours monomode. Néanmoins, la valeur de l'intégrale de recouvrement entre le cœur dopé et le faisceau pompe est plus faible que dans le cas des fibres à simple gaine. Par conséquent, la longueur de fibre nécessaire à l'absorption du faisceau de pompage est plus grande que celle correspondant à une configuration de pompage par le cœur. Etant donné qu'en régime déclenché, la longueur de la cavité laser a une incidence sur la durée des impulsions émises (voir III.2.), la configuration de pompage est à prendre en compte. Les expériences que j'ai réalisées, associant fibre amplificatrice et MOEMS pour un fonctionnement déclenché, sont basées sur une configuration de pompage par le cœur afin de limiter la longueur des cavités lasers et donc la durée des impulsions engendrées. C'est ce dernier paramètre qui a guidé notre choix de configuration plutôt que l'aspect énergétique.

Les performances énergétiques peuvent toujours être améliorées en ajoutant en série avec l'oscillateur un amplificateur de puissance.

Avec la montée en puissance des sources lasers à fibre, de nouveaux obstacles sont apparus, liés au confinement du champ dans le cœur unimodal de quelques micromètres de diamètre. Ainsi, le confinement spatial associé aux fortes puissances fait apparaître des effets non linéaires qui dégradent les performances énergétiques et les caractéristiques spectrales de l'émission laser. Une nouvelle révolution technologique s'est alors opérée avec le développement de fibres unimodales à large mode, appelées « LMA » pour Large Mode Area [5]. L'aire effective du mode de ces fibres peut atteindre plusieurs centaines voire quelques milliers de micromètres carrés contre au maximum une centaine pour les fibres unimodales standard. Ces fibres dopées sont par voie de conséquence plus courtes que les fibres standard car l'élargissement du cœur conduit à une augmentation du volume d'ions dopants, donc de la puissance de saturation. Elles présentent un intérêt tout particulier pour le régime déclenché puisqu'elles peuvent être intégrées dans des cavités courtes de l'ordre du mètre tout en délivrant des puissances moyennes de plusieurs dizaines de watts [6]. Ce gain énergétique s'accompagne également d'une chute de l'émission spontanée amplifiée (ou ASE pour Amplified Spontaneous Emission en anglais), phénomène très gênant lors de la génération d'impulsions puisque cette émission guidée par la fibre consomme de la puissance de pompage au détriment du signal laser. Compte-tenu de leur grande section de cœur, les fibres à grande aire modale doivent être de très faible ouverture numérique pour conserver leur caractère unimodal [7]. Avec des fibres toutes silice à saut d'indice, il est possible de réduire la différence indicielle entre le cœur et la gaine à 10^{-3} . Cependant, le dopage en ions de terre rare du cœur conduit à une élévation de son indice proportionnellement à la concentration en terre rare. Il est donc nécessaire de limiter le dopage en ions actifs, ce qui réduit l'effet de la réduction de longueur de cavité. Des performances intéressantes ont toutefois été obtenues avec ce concept en régime déclenché avec notamment des impulsions d'une énergie de 2,3 mJ [8]. Plus récemment, le développement des fibres microstructurées air/silice a permis de réduire l'ouverture numérique à 10^{-4} en contrôlant la proportion d'air contenue dans la gaine. Il est alors possible d'augmenter le diamètre du cœur sans altérer la propagation unimodale. Ces fibres appelées « rod-type » possèdent un diamètre de plusieurs dizaines de micromètres pour une longueur souvent inférieure au mètre [9]. *Schmidt et col.* ont généré des impulsions de 2 mJ

[10] avec ces fibres, toujours en régime déclenché, démontrant ainsi leur potentiel pour la génération d'impulsions de fortes énergies. La rigidité de ces systèmes impose un pompage longitudinal et donc un encombrement supérieur à celui des lasers à fibre standard. De plus, compte-tenu de la très faible ouverture numérique des « rod-types », un alignement fin de la cavité est nécessaire pour maintenir l'unimodalité de l'émission.

Une autre approche intéressante cherche à combiner les avantages respectifs des fibres optiques et des cristaux lasers. Les fibres cristallines, qui sont des barreaux actifs de diamètre inférieur au millimètre et d'une cinquantaine de millimètres de long, sont à la croisée de ces deux technologies. Elles bénéficient des très bonnes propriétés spectroscopiques et thermomécaniques des cristaux lasers et, à l'instar des fibres optiques, d'une bonne répartition de la charge thermique puisque le faisceau de pompage est guidé (Figure 1-5). La large section de la fibre cristalline, bien supérieure à celle d'une fibre dopée, réduit le confinement du champ laser et permet de repousser l'apparition d'effets non linéaires mais oblige à contrôler le mode transverse par le résonateur. Cette géométrie hybride offre des potentialités pour des lasers associant forte puissance crête et forte puissance moyenne puisqu'elle doit permettre de dépasser les limitations en termes de puissance crête et d'énergie des fibres classiques, ainsi que les limitations thermiques des cristaux massifs. Ces fibres ont d'ores et déjà permis l'obtention d'impulsions de 4,4 mJ pour une durée de 12 ns avec un cristal dopé néodyme [11], et de 1,1 mJ pour une durée de 20 ns avec un cristal dopé ytterbium [12].

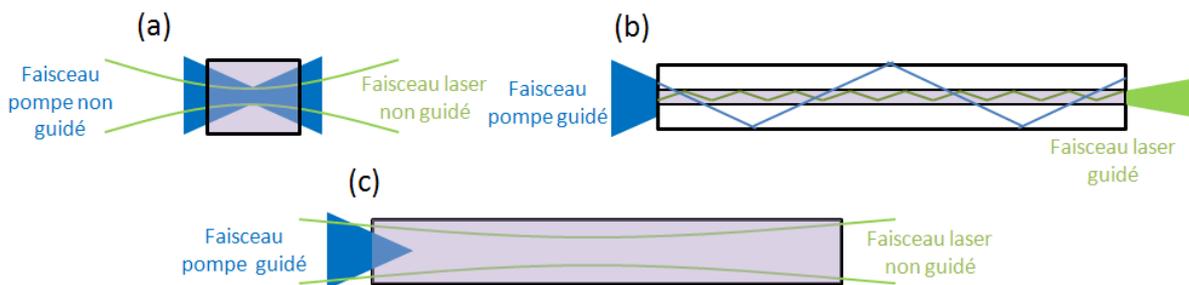


Figure 1-5 : Description de la propagation des faisceaux pompe et signal dans le cas d'un laser à milieu amplificateur cristallin (a), à fibre optique (b) et à fibre cristalline (c).

Le rapide tour d'horizon que je viens de faire montre qu'il existe aujourd'hui des solutions à base de fibres innovantes pour produire des impulsions énergétiques. Toutefois, les oscillateurs lasers que j'ai expérimentés et que je décris dans la suite de ce manuscrit

sont basés sur l'utilisation de fibres amplificatrices unimodales standard. La principale raison est l'assurance de maîtriser parfaitement les caractéristiques spatiales du mode laser du faisceau envoyé sur le micro-miroir mobile (MOEMS) positionné intracavité.

II.2. Architectures de cavités lasers

On distingue deux types de cavité pour les oscillateurs lasers, celui en ligne (ou Fabry-Pérot) et celui en anneau (Figure 1-6). L'onde lumineuse ne se comporte pas exactement de la même manière dans les deux cas. Dans une cavité en ligne, la lumière oscille entre les deux miroirs formant la cavité. Les interférences entre les ondes co- et contra-propagative, associées aux conditions aux limites imposées par les miroirs formant la cavité, font apparaître une ou plusieurs ondes stationnaires au sein de la cavité. Dans une cavité en anneau, il n'y a pas de miroir de fond de cavité. Cela équivaut à une cavité en ligne dont on retire les miroirs pour relier les deux extrémités entre elles. La lumière peut alors se propager dans les deux directions de propagation sans condition. Il est donc possible d'extraire deux faisceaux différents provenant des ondes co- et contra-propagative, en insérant un coupleur de sortie. Evidemment, l'efficacité de conversion sur chacune des sorties est divisée par deux par rapport à une cavité de type Fabry-Pérot. En revanche, ces deux ondes interfèrent et donnent lieu à une onde stationnaire comme dans une cavité Fabry-Pérot. Malgré tout, il est possible d'imposer un sens unique de propagation de la lumière à l'aide d'un isolateur, ce qui permet notamment de réserver la consommation du gain à l'onde utile. Le principal inconvénient peut alors être l'élévation du niveau du seuil laser dû aux pertes d'insertion de l'isolateur. De plus, il est évident que tout élément d'une cavité en anneau est traversé une seule fois par tour de cavité, alors qu'il l'est deux fois dans une cavité en ligne. Les cavités en anneau impliquent en général l'utilisation de composants fonctionnant en transmission si l'on souhaite limiter la complexité du système laser. Notre objectif étant d'insérer dans la cavité un élément jouant à la fois les rôles de modulateur et de miroir, la configuration la plus simple à utiliser est donc la cavité en ligne.

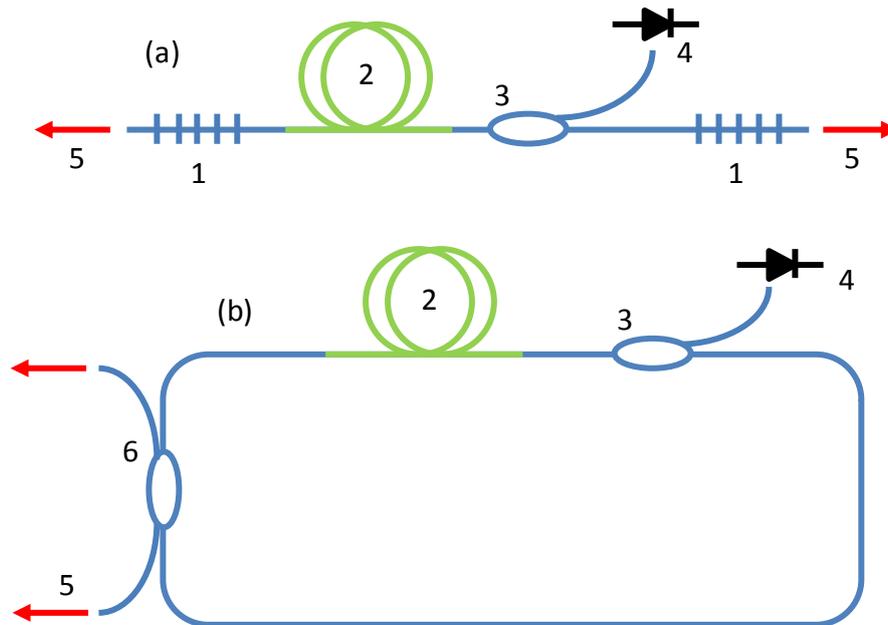


Figure 1-6 : Synoptiques de cavités lasers à fibre en ligne (a) et en anneau (b). 1 : réseau de Bragg fibré ; 2 : fibre dopée ; 3 : multiplexeur en longueur d'onde ; 4 : diode de pompage ; 5 : sortie laser ; 6 : coupleur de sortie.

Enfin, si l'on souhaite conserver l'aspect entièrement fibré, la largeur spectrale d'émission d'une cavité en anneau présente l'avantage de ne pas être limitée par des éléments tels que les réseaux de Bragg. Cette propriété rend intéressant ce type de cavité pour la réalisation de sources lasers accordables, mais aussi pour la réalisation de sources larges bandes, telles les sources à modes longitudinaux verrouillés en phase.

III. Principaux régimes impulsifs d'une source laser

III.1. Introduction

D'une façon générale, une source laser impulsive est définie comme une source laser émettant des impulsions. On peut tout de même distinguer les sources continues dont la lumière en sortie est modulée pour rendre l'émission finale discontinue, des sources dont l'émission est rendue impulsive par la modulation des pertes au sein même de la cavité laser. Le premier cas est très peu utilisé car peu efficace. En effet, une grande partie de la

lumière est perdue au niveau du modulateur dont la vitesse limite également la durée des impulsions. Les sources les plus répandues sont donc celles correspondant au deuxième cas, pour lequel il existe différents moyens d'obtenir des impulsions. Les régimes de fonctionnement déclenché et à verrouillage de modes sont brièvement décrits dans la suite de ce chapitre, afin de présenter les principales caractéristiques de ces émissions impulsives. Les systèmes de modulation associés seront ensuite présentés.

III.2. Le régime déclenché

a. Principe

Le régime de fonctionnement déclenché est obtenu en modulant le coefficient de qualité Q de la cavité, d'où son appellation anglophone de régime « Q-Switch ». Pour cela, on module périodiquement le niveau de pertes dans la cavité. Pour un niveau de pertes suffisamment haut (P_1), l'émission laser est stoppée. Pendant ce temps, l'inversion de population ΔN créée par le pompage, souvent continu, du milieu amplificateur, croît rapidement avant de saturer (Figure 1-7). A cet instant, si on diminue brusquement le niveau de pertes de la cavité (P_2), l'inversion de population est alors nettement supérieure à celle du seuil d'oscillation laser ΔN_s et l'émission laser démarre sur le bruit de fluorescence. Elle augmente soudainement, à une vitesse qui dépend, dans un premier temps, du gain et des pertes de la cavité. Une fois qu'elle a atteint un niveau suffisant pour saturer le milieu amplificateur, l'énergie est extraite très efficacement du milieu à gain et croît rapidement jusqu'à un niveau très important. L'impulsion ainsi créée dépeuple le niveau supérieur de la transition laser et ΔN diminue jusqu'à ce que le gain disponible soit inférieur au niveau de pertes P_2 . L'émission laser diminue alors, à une vitesse qui dépend principalement de la longueur de la cavité et des pertes, mettant fin à l'impulsion [1].

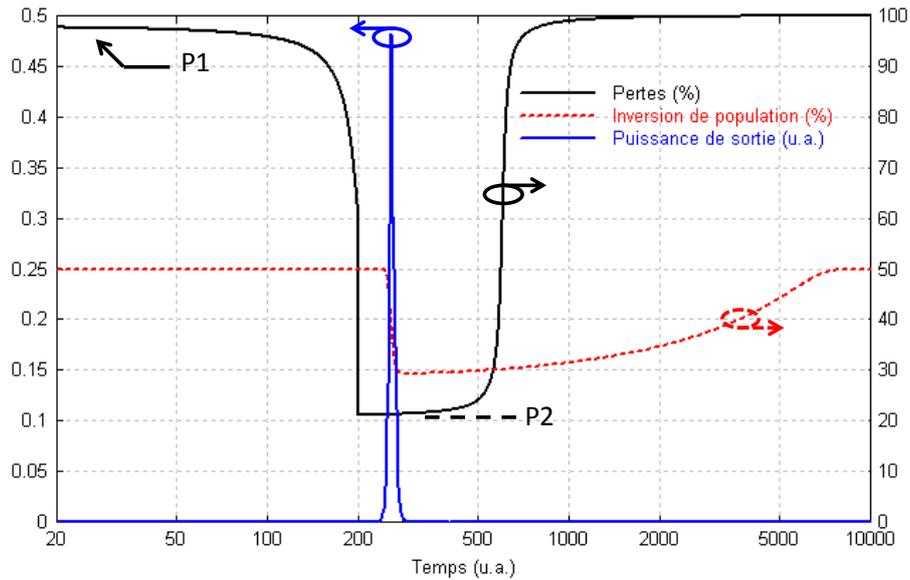


Figure 1-7 : Principe du fonctionnement laser en régime déclenché.

L'écart entre les niveaux de pertes P1 et P2, appelé taux de modulation, conditionne les caractéristiques des impulsions émises. En effet, si l'effet laser n'est pas complètement stoppé lorsque les pertes intracavité sont maximales, une partie de l'inversion de population est consommée, ce qui l'empêche d'atteindre son niveau maximal ou tout simplement ralentit sa croissance. Ceci conditionne directement le temps de montée de l'impulsion, donc sa durée. De plus, un niveau de pertes P1 trop faible peut engendrer une émission incontrôlée sous la forme d'oscillations de relaxation.

Certaines conditions sont nécessaires à l'obtention du régime Q-switch dans un laser. En effet, la durée du pompage doit être supérieure au temps de vie du niveau supérieur de la transition laser (i.e. le temps pendant lequel les ions restent à l'état excité, appelé temps de vie de l'état excité). Le temps de vie de l'état excité est représentatif de la capacité de l'ion considéré à stocker l'énergie qu'on lui apporte lors du pompage. On note donc l'importance de ce paramètre pour l'obtention de forts gains et, surtout, pour la génération d'impulsions courtes.

Dans les lasers à fibre, notamment dopée aux ions de terre rare erbium ou ytterbium, le régime déclenché est relativement facile à mettre en œuvre grâce à la longue durée de vie des états excités (respectivement 10 et 1 ms [2]), qui facilite le stockage de l'énergie.

b. Caractéristiques

i. Durée des impulsions

Un laser à fibre en régime de fonctionnement déclenché peut être modélisé par un système d'équations couplées qui décrivent les évolutions de l'inversion de population et des champs dans la cavité au cours du temps [13]. L'écriture d'un tel système, intégrant les conditions initiales et aux « frontières », dépend du milieu amplificateur et du type de résonateur considérés (géométrie linéaire ou en boucle, positionnement des éléments intra-cavité, fonctionnement du modulateur, coupleur de sortie, etc.). Les simplifications apportées ici ne sont pas toujours représentatives du cas d'un laser à fibre mais n'altèrent en aucun cas la tendance extraite de ce modèle quant à la durée des impulsions.

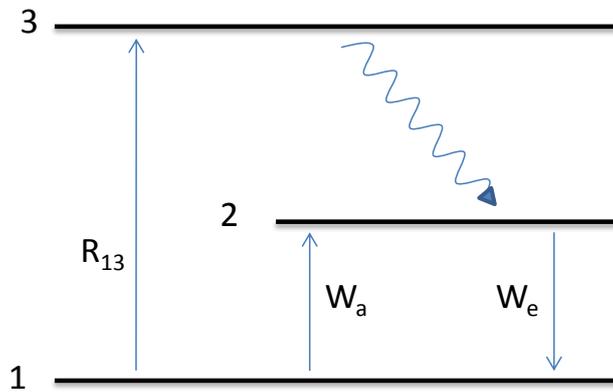


Figure 1-8 : Diagramme simplifié des niveaux d'énergie d'un milieu amplificateur à 3 niveaux.

Les lasers que nous avons expérimentés en régime déclenché sont construits autour d'une fibre amplificatrice dopée erbium ou ytterbium pompée à 980 nm et émettant au voisinage de 1550 nm ou 1030 nm respectivement. L'ion erbium possède une structure 3 niveaux telle que celle représentée de façon schématique sur la Figure 1-8. Pour ce qui est de l'ion ytterbium, dans la configuration d'un pompage à 980 nm, il possède une structure quasi-trois niveaux, les niveaux haut et bas de la transition laser étant dans ce cas les niveaux 3 et 2 de la Figure 1-8, et non plus 1 et 2 comme dans le cas de l'erbium. A partir du diagramme des niveaux d'énergie de la Figure 1-8, une formulation de l'évolution des populations des niveaux haut (n_2) et bas (n_1) de la transition laser est donnée par [1] :

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = [R_{13}(z, t) + W_a(z, t)]n_1(z, t) - \left[W_e(z, t) + \frac{1}{\tau_2} \right] n_2(z, t) \quad (i)$$

Avec :

$$R_{13}(z, t) = \frac{\sigma_p(I_p^+(z, t) + I_p^-(z, t))}{h\nu_p} \quad (\text{ii})$$

$$W_a(z, t) = \frac{\sigma_a(I_s^+(z, t) + I_s^-(z, t))}{h\nu_s} \quad (\text{iii})$$

$$W_e(z, t) = \frac{\sigma_e(I_s^+(z, t) + I_s^-(z, t))}{h\nu_s} \quad (\text{iv})$$

τ_2 correspond au temps de vie de l'état excité. W_a et W_e sont les taux d'absorption et d'émission de la transition laser dépendant de l'intensité du champ laser et de σ_e et σ_a , les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde signal. σ_p est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompage. I_p et I_s sont les intensités pompe et signal dans les deux directions de propagation. Enfin, h est la constante de Planck et ν_p et ν_s désignent les fréquences optiques pompe et signal. La relaxation permettant d'atteindre le niveau 2 de la transition laser est suffisamment rapide pour être considérée comme instantanée comparée aux transitions radiatives, on peut donc considérer que la totalité des ions du milieu amplificateur est partagée entre les niveaux 1 et 2 (d'où $n_1(z, t) + n_2(z, t) = n_0$).

Pour que le modèle soit complet, il faut également écrire les équations régissant l'évolution temporelle des intensités pompe et signal le long de la fibre. On peut les écrire telles que l'équation (v) pour les intensités pompe et l'équation (vi) pour les intensités laser :

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right] I_p^\pm(z, t) = -\sigma_p I_p^\pm(z, t) n_1(z, t) \quad (\text{v})$$

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right] I_s^\pm(z, t) = -\sigma_e I_s^\pm(z, t) \left[n_2(z, t) - \frac{\sigma_a}{\sigma_e} n_1(z, t) \right] + \frac{\Delta\Omega n_2(z, t) h\nu_s}{4\pi\tau_2} \quad (\text{vi})$$

Le premier terme de droite de l'équation (vi) correspond à l'émission stimulée tandis que le deuxième est dû à l'émission spontanée, $\Delta\Omega/4\pi$ représentant la fraction de photons issus de l'émission spontanée guidés par la fibre. On peut noter ici que dans le cas de l'ytterbium pompé à 980 nm, il est également nécessaire de prendre en compte l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompage.

Les équations couplées ci-dessus sont résolues en appliquant les conditions aux limites et conditions initiales spécifiques à la configuration laser étudiée (géométrie du résonateur, réflectivité des miroirs, transmittance du modulateur en fonction du temps).

Pour simplifier leur utilisation, elles peuvent être réécrites de la manière suivante :

$$\frac{\partial m_2}{\partial t'} = [i_p^+ + i_p^-]m_1 - m_2 - [i_s^+ + i_s^-][m_2 - \gamma_s m_1] \quad (\text{vii})$$

$$\left[\frac{1}{c\tau_2} \frac{\partial}{\partial t'} \pm \frac{\partial}{\partial z'} \right] i_p^\pm = -\alpha_p L i_p^\pm m_1 \quad (\text{viii})$$

$$\left[\frac{1}{c\tau_2} \frac{\partial}{\partial t'} \mp \frac{\partial}{\partial z'} \right] i_s^\mp = -g_{\max} L i_s^\mp [m_2 - \gamma_s m_1] + \frac{\Delta\Omega^\mp}{4\pi} g_{\max} L m_2 \quad (\text{ix})$$

Avec :

$m_j = n_j/n_0$, la population du niveau j par rapport à la population totale ;

$m_1 + m_2 = 1$;

$t' = t/\tau_2$, la variable temps normalisée par rapport au temps de vie de l'état excité ;

$z' = z/L$, la position longitudinale normalisée par rapport à la longueur de la fibre ;

$i_{p,s}^\pm = I_{p,s}^\pm / I_{p,s}^{\text{sat}}$, les intensités normalisées par rapport aux intensités de saturation

respectives $I_p^{\text{sat}} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2}$ et $I_s^{\text{sat}} = \frac{h\nu_s}{\sigma_e \tau_2}$;

$\alpha_p = \sigma_p n_0$, le coefficient d'absorption de pompe non saturée ;

$g_{\max} = \sigma_e n_0$, est le coefficient de gain maximal disponible par unité de longueur dans un milieu dont l'inversion de population est totale.

L'analyse de la phase de pompage du régime déclenché est obtenue simplement en considérant qu'aucun signal n'est présent dans la cavité. Ainsi, en considérant le cas d'un pompage unidirectionnel (cas le plus commun), cela réduit les équations (vii) et (viii) à :

$$\frac{\partial m_1}{\partial t'} = 1 - [1 + i_p]m_1 \quad (\text{x})$$

$$\left[\frac{1}{c\tau_2} \frac{\partial}{\partial t'} \pm \frac{\partial}{\partial z'} \right] i_p = -\alpha_p L i_p m_1 \quad (\text{xi})$$

L'intégration de l'équation (xi) sur la longueur de la fibre conduit alors à¹ :

$$i_p^{\text{out}}(t_i) = i_p^{\text{in}}(t_i) \exp[-\alpha_p L \hat{m}_1(t_i)] \quad (\text{xii})$$

Où :

$$t_i = t' - z'L/c\tau_2 \quad (\text{xiii})$$

$$\hat{m}_1(t_i) = \int_0^L m_j(z', t_i) dz' \quad (\text{xiv})$$

¹ La notation « ^ » désigne la valeur de la grandeur considérée, intégrée sur la longueur de la cavité.

$i_p^{in}(t'_l) = i_p(0, t'_l)$ et $i_p^{out}(t'_l) = i_p(1, t'_l)$ sont les intensités en entrée et en sortie respectivement. La quantité $\hat{m}_1(t'_l)$ correspond à la population du niveau bas de la transition laser que rencontre l'intensité pompe le long de la fibre.

En insérant l'équation (xi) dans l'équation (x) et en intégrant, on obtient :

$$\frac{\partial \hat{m}_1(t'_l)}{\partial t'_l} = 1 - \hat{m}_1(t'_l) + \frac{1}{\alpha_p L} [i_p^{out}(t'_l) - i_p^{in}(t'_l)] \quad (\text{xv})$$

Puis, à l'aide de l'équation (xii), on peut exprimer la population du niveau haut de la transition laser telle que :

$$\frac{\partial \hat{m}_2(t'_l)}{\partial t'_l} = 1 - \hat{m}_2(t'_l) + \frac{i_p^{in}(t'_l)}{\alpha_p L} \{1 - \exp[\alpha_p L(\hat{m}_2)(t'_l) - 1]\} \quad (\text{xvi})$$

Le premier terme de droite correspond à la déplétion provoquée par l'émission spontanée alors que le second représente la contribution de la puissance de pompage non saturée. La plupart des amplificateurs et lasers à fibre sont pompés de façon continue, auquel cas $i_p^{in}(t'_l) = i_p^{in}$ est une constante.

A ce stade, pour terminer la définition du modèle, il est nécessaire de définir les conditions aux limites correspondant à la géométrie du résonateur. Ainsi, on peut écrire :

$$\frac{\partial \Delta m}{\partial t'} = -(1 + \gamma_s)[i_s^+ + i_s^-] \Delta m \quad (\text{xvii})$$

$$\left[\frac{L}{c\tau_2} \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial z'} \right] i_s^+ = g_{max} L i_s^+ \Delta m \quad (\text{xviii})$$

$$\left[\frac{L}{c\tau_2} \frac{\partial}{\partial t'} - \frac{\partial}{\partial z'} \right] i_s^- = g_{max} L i_s^- \Delta m \quad (\text{xix})$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$i_s^+(0, t') = M(t') i_s^-(0, t') \quad (\text{xx})$$

$$i_s^+(1, t') = i_s^-(1, t') \quad (\text{xxi})$$

$M(t')$ désigne la réflectivité instantanée du modulateur.

Les conditions initiales $i_s^\pm(z', 0)$ et $\Delta m = (z', 0)$ (i.e. à l'instant où la transmission du modulateur est amenée à sa valeur maximale) sont déterminées par l'étude de la phase de pompage du régime. $\Delta m = m_2 - \gamma_s m_1$ est l'inversion de population normalisée.

L'intégration des équations (xvii) à (xix) suivant z' conduit aux formulations suivantes :

$$\frac{\partial \Delta \hat{m}}{\partial t'} = -(1 + \gamma_s) \int_0^L i_s \Delta m dz' \quad (\text{xxii})$$

$$\frac{L}{c\tau_2} \frac{\partial \hat{i}_s}{\partial t'} = g_{max} L \int_0^L i_s \Delta m dz' - (1 - R) i_s^-(0, t') \quad (\text{xxiii})$$

$$\hat{i}_s(t') = \int_0^L i_s(z', t') dz' \quad (\text{xxiv})$$

$i_s = i_s^+ + i_s^-$ désigne l'intensité signal totale. Le second terme de droite de l'équation (xxiii) résulte des conditions aux limites données par les équations (xx) et (xxi). Ainsi, si l'intensité est considérée comme constante le long de la cavité (ce qui simplifie grandement l'étude mais n'est en général pas le cas dans un système à fort gain tel qu'un laser à fibre), on a $i_s = \hat{i}_s$:

$$\frac{\partial \Delta \hat{m}}{\partial t'} = -(1 + \gamma_s) \hat{i}_s \Delta \hat{m} \quad (\text{xxv})$$

$$\frac{L}{c\tau_2} \frac{\partial \hat{i}_s}{\partial t'} = g_{max} L \hat{i}_s \Delta \hat{m} - \frac{(1-R)}{(1+R)} \hat{i}_s \quad (\text{xxvi})$$

Si l'on revient à des grandeurs non normalisées, cela revient à :

$$\frac{\partial \Delta \hat{N}}{\partial t} = -(1 + \gamma_s) \left(\frac{c\sigma_e}{L} \right) \hat{n}_p \Delta \hat{N} \quad (\text{xxvii})$$

$$\frac{\partial \hat{n}_p}{\partial t} = \left(\frac{c\sigma_e}{L} \right) \hat{n}_p \Delta \hat{N} - \frac{\hat{n}_p}{\tau_c} \quad (\text{xxviii})$$

$$\tau_c = \left(\frac{1+R}{1-R} \right) \frac{L}{c} \quad (\text{xxix})$$

τ_c est le temps de vie d'un photon dans la cavité, $\Delta \hat{N}$ est l'inversion de population intégrée sur la longueur de la cavité et \hat{n}_p est le nombre de photons signal intégré sur la longueur de la cavité. Enfin, R est le coefficient de réflexion du miroir de sortie.

Le temps de vie d'un photon dans la cavité dépend donc des pertes et de la longueur de celle-ci. De plus, le temps d'ouverture du modulateur est souvent considéré comme instantané, ce qui signifie que ce temps de vie est constant. Les équations précédentes (xxvii) à (xxix) décrivent l'évolution de l'inversion de population totale et du nombre de photons dans la cavité. Elles dépendent de l'hypothèse selon laquelle l'intensité laser est constante suivant la longueur du résonateur (mais permettent dans tous les cas d'aboutir

aux tendances exposées par la suite). Pour cela, le champ ne doit pas varier trop rapidement en comparaison du temps de parcours de la cavité [1]. De plus, cette hypothèse impose que le coupleur de sortie de la cavité ait un coefficient de réflexion élevé.

A l'instant où la transmission du modulateur est amenée à sa valeur maximale, le champ dans la cavité croît de façon exponentielle, avec une constante de temps proportionnelle à $\tau_m = \tau_c / (r_{in} - 1)$, avec $r_{in} = \Delta\hat{N}_i / \Delta\hat{N}_{th}$, où $\Delta\hat{N}_i$ est l'inversion de population juste avant la commutation du modulateur et $\Delta\hat{N}_{th}$ est l'inversion de population au seuil laser.

L'expression de la durée d'impulsion émise est alors :

$$\Delta t = \frac{r_{in} \eta_{ext} / \varepsilon}{r_{in} - 1 - \ln(r_{in})} \times \tau_c \quad (xxx)$$

Où η_{ext} est l'efficacité d'extraction de l'énergie dans les conditions de l'impulsion considérée (inversion de population au moment de la fermeture de la cavité) et ε est l'efficacité maximale d'extraction de l'énergie accessible pour la source considérée.

Cette équation confirme que la durée d'impulsion est proportionnelle au temps de vie d'un photon dans la cavité et donc proportionnelle à la longueur de la cavité.

La Figure 1-9 montre l'évolution de la durée d'impulsion normalisée par rapport au temps de vie d'un photon en fonction de l'inversion de population.

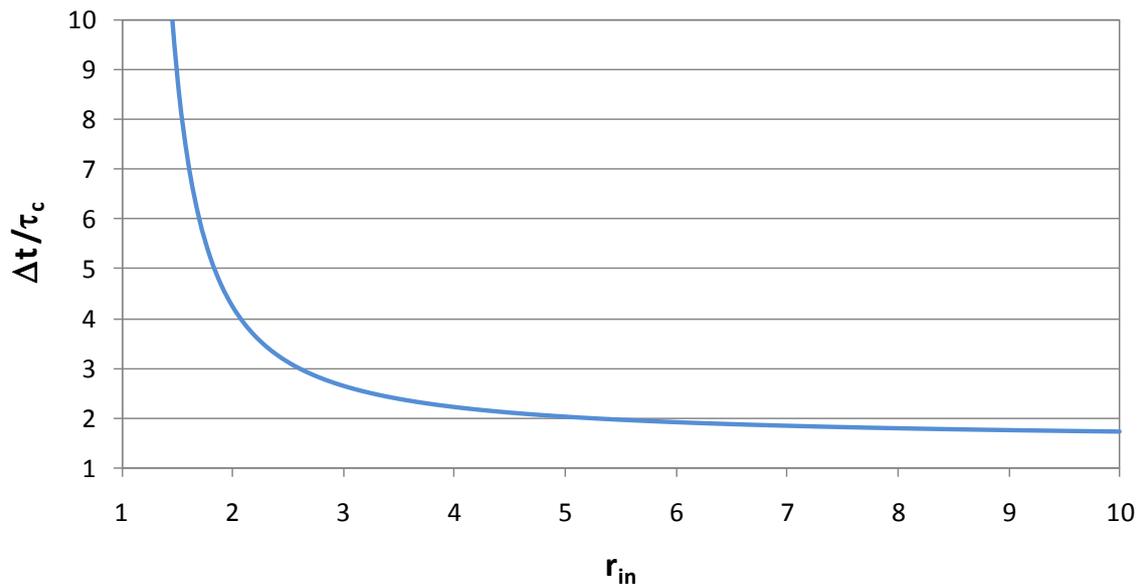


Figure 1-9 : Evolution de la durée d'impulsion par rapport à l'inversion de population.

On peut ainsi observer que la durée d'impulsion est maximale au voisinage du seuil laser et évolue rapidement avec l'inversion de population, alors qu'elle évolue beaucoup plus lentement loin du seuil.

Réduire le coefficient de réflexion du coupleur de sortie fait chuter l'inversion de population, donc a priori la durée des impulsions, mais également le temps de vie d'un photon dans la cavité, ce qui conduit à un allongement de ces impulsions. Par conséquent, il existe un coefficient de réflexion optimal pour lequel on obtient les impulsions les plus courtes. Pour une longueur de fibre donnée, il existe également une puissance de pompage optimale qui produit la puissance crête la plus forte.

La formulation de l'équation (xxx) est à prendre avec beaucoup de précaution et ne dispense pas de l'intégration numérique des équations couplées citées précédemment. Cependant, à partir de ce type d'écriture simplifiée peut être extraite une tendance quant à l'évolution de la durée des impulsions engendrées, en fonction de quelques paramètres de l'oscillateur laser. Ces tendances sont confirmées par différents résultats numériques et expérimentaux publiés sur le sujet [14] [15].

En résumé, la durée des impulsions :

- tend vers le temps de vie du photon dans la cavité, donc augmente quasi linéairement avec la longueur de la cavité,

- est inversement proportionnelle aux pertes intracavité. Il est évident que la diminution de la durée des impulsions à travers l'augmentation des pertes intracavité se fait au détriment de la puissance crête et de l'énergie par impulsion, ce qui n'est généralement pas le but recherché. De plus, pour de fortes pertes, le laser évolue proche de son seuil conduisant à des durées d'impulsions longues.

- est peu sensible au niveau de pompage lorsque celui-ci est loin du seuil laser [16].

Les modélisations permettent une bonne compréhension des phénomènes mis en jeu, et surtout des paramètres importants, mais elles ne sont pas forcément applicables à toutes les situations. Par exemple, le temps de commutation du modulateur est considéré comme court comparé au temps de montée de l'impulsion, ce qui n'est pas toujours adapté au cas des modulateurs électromécaniques que nous utilisons. Il faut donc s'assurer que la modification du paramètre en question permet tout de même d'avoir une confiance suffisante dans le résultat final.

Les cavités des lasers à fibre sont de façon générale de plus grande longueur que celles des lasers massifs à cristaux et par voie de conséquence produisent des impulsions de plus longue durée, généralement supérieures à la centaine de nanosecondes, allant même jusqu'à quelques microsecondes [5] [17] [18] [19]. Aujourd'hui, les lasers à fibre fonctionnant en régime déclenché sont tout de même capables de générer des impulsions dans la gamme nanoseconde [9] [20] tout comme les lasers massifs. Nous avons vu que, dans le cas idéal, la durée des impulsions obtenues en régime déclenché tend vers le temps de vie d'un photon dans la cavité. Ainsi, en général, elle contient plusieurs fois le temps de parcours de la cavité (selon le niveau de pertes de la cavité). Les durées d'impulsions inférieures au temps de parcours de la cavité (ou plus exactement au temps de vie d'un photon dans la cavité) ne peuvent qu'être le résultat d'effets non linéaires provoqués par les fortes puissances obtenues en régime déclenché, et ne garantissent pas la stabilité temporelle de la source laser [21] [22].

La solution pour réduire la durée des impulsions est donc de réduire au maximum la longueur de fibre dans la cavité, mais cette réduction s'accompagne inévitablement d'une diminution du gain, donc d'une chute de la puissance de sortie. Pour pallier à ceci, les lasers à fibre déclenchés sont souvent composés d'un oscillateur (cavité courte mais faible puissance) suivi d'un amplificateur (forte puissance). La puissance de sortie de ces dispositifs reste, évidemment, limitée par les effets déjà évoqués précédemment.

ii. Fréquence de répétition

En ce qui concerne la cadence d'émission d'un laser déclenché, elle est, certes, fixée par le modulateur, mais elle est limitée par le temps que met le niveau supérieur de la transition laser à se repeupler après l'émission d'une impulsion. En d'autres termes, elle est limitée par le temps que met l'inversion de population à se reconstruire, jusqu'à atteindre la valeur seuil pour laquelle l'impulsion peut être créée. Cette période de stockage de l'énergie, sans effet laser, est beaucoup plus longue que la durée de l'impulsion. Pour obtenir une fréquence de récurrence élevée, il faut donc utiliser un matériau présentant une section efficace d'absorption importante et optimiser le pompage du laser. Cela signifie également qu'un taux de modulation trop faible, par exemple un niveau de pertes P_1 trop faible (Figure 1-7), est susceptible d'abaisser la fréquence maximale de fonctionnement du laser, en dégradant la vitesse de repeuplement du niveau supérieur de la transition laser.

Il n'existe pas réellement de limite inférieure à la cadence d'un laser déclenché. Cependant, dans un milieu amplificateur tel qu'une fibre dopée, le fort gain disponible après saturation du milieu pendant la phase de pompage du régime déclenché, rend le déclenchement du laser très sensible, c'est-à-dire que la moindre réflexion est susceptible de déclencher l'impulsion. Cela résulte en l'apparition d'impulsions non désirées entre les impulsions volontairement créées, pouvant même empêcher la génération de ces dernières dans le cas où l'inversion de population dans le milieu n'a pas le temps de se reconstruire. Ainsi, la plupart des lasers déclenchés n'est stable qu'à partir d'une certaine cadence, qui dépend notamment du coefficient de pertes de la cavité. Les lasers à fibre ne sont ainsi efficaces que lorsque l'intervalle de temps entre les impulsions est inférieur ou égal au temps de construction de l'inversion de population (temps minimum nécessaire pour obtenir une inversion de population maximale sous l'effet du pompage) [1]. Pour le déclenchement de lasers à fibre à basse cadence, il est alors préférable d'avoir recours à un pompage impulsif.

Pour une source laser donnée, une augmentation de la fréquence de répétition s'accompagne d'un allongement de la durée des impulsions. En effet, plus cette récurrence est élevée, plus le temps attribué à l'établissement de l'inversion de population est court. L'inversion de population atteinte au moment de la génération de l'impulsion est donc moins importante, la décharge d'énergie l'est donc également. Pour l'impulsion, cela se traduit par un temps de montée plus long et une puissance crête inférieure. Néanmoins, cet élargissement des impulsions n'apparaît qu'au-delà d'une certaine fréquence, à partir de laquelle l'inversion de population n'a plus le temps de s'établir totalement entre les impulsions. Ces tendances sont confirmées par de nombreuses démonstrations faites sur le sujet [8] [9] [23]. La Figure 1-10 présente l'évolution de la durée d'impulsions en fonction de la fréquence d'un laser à fibre dopée aux ions phosphate, pour lequel la modulation est réalisée grâce à un élément piézoélectrique servant à faire varier la biréfringence de la fibre. La cavité laser étant fermée par deux miroirs de Bragg sensibles à la polarisation, il en résulte une modulation des pertes de la cavité.

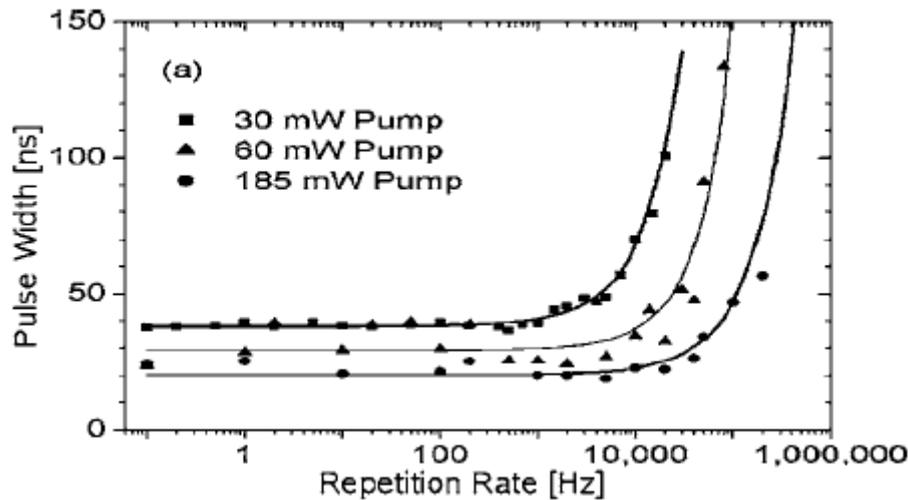


Figure 1-10 : Exemple d'évolution de la durée d'impulsions en fonction de la fréquence de répétition [23].

L'apport des micro-modulateurs MOEMS peut être à ce titre avantageux. Avec un seul oscillateur laser, les contraintes liées à la modulation haute fréquence pour, par exemple, améliorer le rendement d'un procédé industriel, dégradent les caractéristiques des impulsions émises (durée, puissance crête). Une solution à ces problèmes pourra être obtenue grâce au multiplexage de trains d'impulsions de plusieurs lasers optimisés, ce qui permettra de s'affranchir de ces contraintes sur les fréquences de récurrence. Or, la capacité des MOEMS à être produits en très grand nombre sur une même puce, donc à moindre coût, est très avantageuse pour imaginer des systèmes lasers impulsionnels à amplifications parallèles, comme nous le verrons par la suite.

iii. Puissance crête et énergie des impulsions

La puissance crête des impulsions délivrées par un laser en régime de fonctionnement déclenché est évidemment proportionnelle à la puissance moyenne du laser. Elle diminue donc avec l'augmentation des pertes de la cavité. Il est alors possible de l'améliorer en tentant d'optimiser la durée des impulsions pour une fréquence de récurrence donnée. Comme nous le verrons par la suite, lorsque l'on souhaite intégrer un composant de type absorbant saturable, la puissance crête est un des principaux éléments à prendre en compte. Son évolution en fonction de la fréquence de récurrence est directement liée à celle de la durée de l'impulsion, comme le montre la Figure 1-11.

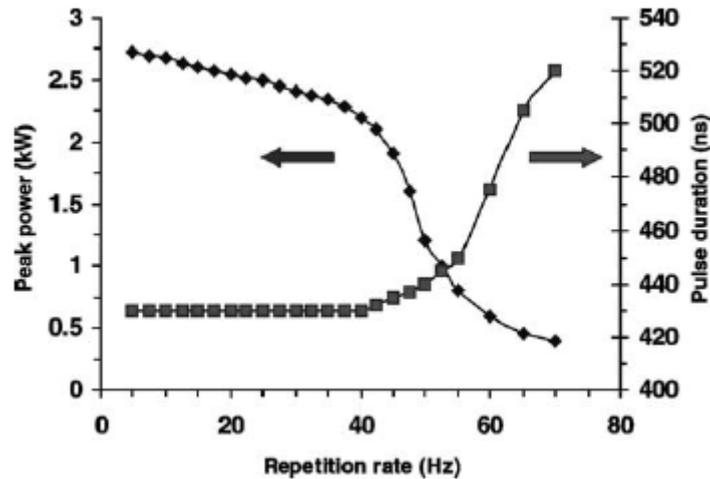


Figure 1-11 : Exemple de puissance crête et de durée d'impulsion en fonction de la fréquence de récurrence du laser [8].

Concernant l'énergie par impulsion, on note encore de grandes différences entre les dopants. En effet, il est difficile d'atteindre des énergies supérieures à 20 μJ avec une fibre dopée erbium [24]. L'ytterbium jouit, quant à lui, d'une plus grande capacité de stockage d'énergie et, par conséquent, de la possibilité d'émettre des impulsions très énergétiques pouvant atteindre quelques millijoules [25]. L'association de ces deux dopants (codopage) dans une même fibre permet d'obtenir des impulsions énergétiques et de courte durée à la longueur d'onde de 1,55 μm [26]. Les énergies obtenues sont relativement importantes malgré le fait que dans un laser à 3 niveaux (cas des lasers à fibre dopée erbium ou ytterbium étudiés ici) il n'est pas possible d'extraire la totalité de l'énergie stockée (contrairement au cas des lasers à 4 niveaux) ; ceci est dû au fait que dans ces lasers, le gain chute à 0 dB avant le dépeuplement complet du niveau haut de la transition laser [1].

III.3. Le régime à modes verrouillés en phase

a. Principe

Le nombre de modes longitudinaux d'une cavité laser est limité par la largeur de bande spectrale ($\Delta\nu$) du milieu amplificateur utilisé. Ces modes sont des composantes fréquentielles séparées par l'intervalle spectral libre (I.S.L.) du résonateur, qui est défini comme le rapport de la vitesse de la lumière dans le milieu sur la distance que parcourt la lumière dans la cavité (I.S.L. = $c/(2L)$ pour une cavité en ligne de longueur L). C'est la signature fréquentielle des ondes stationnaires intracavité. Les modes longitudinaux d'un

oscillateur laser fonctionnant en régime d'émission continue ont des relations de phase aléatoires fluctuant au cours du temps. Cela signifie que, d'un point de vue temporel, ces composantes spectrales produisent une émission de puissance moyenne quasi-constante mais avec une structuration fine, inversement proportionnelle à la largeur de bande du laser, et un motif temporel périodique (période $2L/c$ dans le cas simple d'une cavité en ligne de longueur optique L). Le régime à modes synchronisés (mode-lock dans sa version anglo-saxonne) consiste à verrouiller en phase les modes longitudinaux de la cavité. Temporellement, la superposition de ces composantes fréquentielles conduit à l'apparition d'impulsions dont la durée est d'autant plus courte que le nombre de modes synchronisés est grand.

Le peigne de fréquences de résonance verrouillées en phase conduit à l'émission d'un train d'impulsions identiques, périodiquement espacées du temps de parcours de la cavité. Ainsi, le verrouillage en phase de plusieurs modes longitudinaux, permet de concentrer leurs énergies respectives à des instants bien précis, formant des impulsions brèves dont la puissance crête est très supérieure au niveau de puissance obtenu dans le cas d'une émission continue.

b. Caractéristiques

Nous avons vu précédemment que les fibres dopées aux ions de terres rares peuvent présenter de larges bandes de gain (typiquement quelques nanomètres), ce qui est favorable à la génération d'impulsions courtes. Dans le cas idéal où tous les modes longitudinaux de la cavité laser sont verrouillés en phase, la durée des impulsions émises est inversement proportionnelle à la largeur de bande d'émission. C'est le profil temporel des impulsions produites qui détermine le coefficient de proportionnalité. Par exemple la relation entre la largeur de bande d'émission ($\Delta\nu$) et la durée des impulsions (Δt) est : $\Delta t \cdot \Delta\nu = 0,32$ pour des impulsions dont le profil est celui d'une sécante hyperbolique. Ce type d'impulsion, appelé aussi soliton, est une solution stable de l'équation de propagation dans une fibre de dispersion anormale. Les solitons sont des impulsions particulièrement adaptées au régime de propagation guidée et donc fréquemment rencontrées dans le domaine des lasers à fibre à synchronisation de modes.

i. Durée des impulsions

Les lasers à fibre fonctionnant en régime de modes synchronisés peuvent produire des impulsions ayant des durées comprises entre la dizaine de femtosecondes et la nanoseconde, à des cadences allant du mégahertz à la centaine de mégahertz typiquement pour des longueurs de cavité à l'échelle d'un ou plusieurs mètres [1] [27] [28]. Le mécanisme de verrouillage en phase est très sensible aux non-linéarités et à la dispersion de vitesse de groupe dans la fibre optique. Le plus souvent, le potentiel de la bande de fluorescence n'est pas entièrement exploité parce que la gestion de ces phénomènes sur une très large bande spectrale est complexe. Aussi, la durée des impulsions produites par les lasers à fibre sont généralement de plusieurs centaines de femtosecondes, ce qui revient à verrouiller en phase les modes d'une bande spectrale d'une largeur de l'ordre de la dizaine de nanomètres, centrée sur une longueur d'onde du proche infrarouge.

La gestion de la dispersion totale de la cavité est donc un paramètre particulièrement critique dans le cas d'un verrouillage passif des modes, pour générer les impulsions les plus courtes possibles. L'allongement d'une impulsion lors de sa propagation dans une fibre unimodale est dû au fait que la vitesse de groupe du mode guidé dépend de la fréquence : c'est le phénomène de dispersion chromatique. Les différentes composantes spectrales de l'impulsion voyagent avec des vitesses légèrement différentes. Ce phénomène est connu sous le terme de dispersion de vitesse de groupe. La dispersion dans les fibres s'exprime en décomposant la constante de propagation β en série de Taylor autour de la fréquence ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (\text{xxxix})$$

$\beta_0 = \omega/v_\phi$ où v_ϕ est la vitesse de phase.

$\beta_1 = \partial\beta/\partial\omega$ où $v_g = \partial\omega/\partial\beta$ désigne la vitesse de groupe qui caractérise la vitesse de propagation de l'enveloppe.

$\beta_2 = \partial^2\beta/\partial\omega^2$ la dispersion de vitesse de groupe.

$v_g = 1/\beta_1$ est la vitesse de groupe à ω_0 .

On peut ainsi calculer la longueur de dispersion z_d qui correspond à la distance pour laquelle l'impulsion s'allonge d'un facteur $\sqrt{2}$:

$$z_d = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{xxxixii})$$

$T_0 = \frac{\Delta\tau}{1,665}$ et $\Delta\tau$ est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion lorsqu'elle est de forme gaussienne.

Les impulsions alors élargies acquièrent une dérive de fréquence qui correspond à une redistribution temporelle des fréquences dans l'enveloppe de l'impulsion. La relation suivante donne la variation de fréquence instantanée en fonction du retard temporel T , mesuré par rapport au centre de l'impulsion [1] :

$$\delta\omega(T) = \frac{2\text{sign}(\beta_2)(z/z_d) T}{1+(z/z_d)^2} \frac{1}{T_0^2} \quad (\text{xxxiii})$$

où z est la longueur de propagation.

Ainsi, en régime de dispersion positive (i.e. β_2 est positif), les fréquences basses sont contenues dans le front montant de l'impulsion tandis que les fréquences hautes se trouvent dans le front descendant, et vice-versa en régime de dispersion négative. Il est possible de contrôler la dispersion totale de la cavité avec des composants « tout fibré », soit en associant des fibres de signes de dispersion opposés, soit en utilisant des réseaux de Bragg à pas variable [29].

Un autre paramètre important à prendre en compte lorsque l'on s'intéresse aux régimes impulsifs dans les fibres, est l'auto-modulation de phase imposée par la non-linéarité de Kerr pour laquelle l'indice de réfraction dépend de l'intensité du champ propagé : $n = n_0 + n_2 I$ ($n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ dans les fibres télécoms standard).

Ainsi, la variation non linéaire de la phase conduit à un élargissement spectral accompagné d'une dérive de fréquence non linéaire. Cependant, au voisinage du centre de l'impulsion, la dérive de fréquence est approximativement linéaire et positive.

En régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), une fibre supporte des impulsions appelées solitons, caractérisées par un profil d'intensité de type sécante hyperbolique. Ces impulsions solitoniques se propagent sans déformation, lorsque la dérive de fréquence positive induite par l'auto-modulation de phase est exactement compensée par la dérive de fréquence négative due à la dispersion dans le milieu considéré. Néanmoins, il est souvent difficile de compenser à la fois les second et troisième ordres de dispersion, condition nécessaire à l'obtention d'impulsions ultra-courtes (femtosecondes).

Enfin, l'état de polarisation est également un paramètre à gérer dans les lasers à fibre à modes synchronisés car un laser à fibre est biréfringent même si la fibre n'est pas

sévèrement contrainte. La conséquence de cette biréfringence est liée à la longueur de battement du mode L_B , qui désigne la distance à laquelle la polarisation retrouve le même état. Elle est donnée par : $L_B = \frac{2\pi}{\delta\beta}$. Pour une stabilité optimale au sein d'un laser à fibre, il faut en général fixer un état de polarisation. En effet, si les deux états de polarisation se propagent simultanément (ce qui est possible dans une cavité fibrée dont les pertes ne sont pas sensibles à la polarisation), même sans que le déphasage entre les deux polarisations soit proche d'un multiple de 2π sur un tour de cavité, les deux états de polarisation vont interférer, conduisant à un battement qui se traduit par une émission bruitée dont l'état de polarisation dépend du temps.

ii. Fréquence de répétition

La fréquence de récurrence d'un laser fonctionnant en régime à verrouillage de modes est l'inverse du temps de parcours de la cavité. C'est pour cela que, dans le cas des lasers à fibre, les impulsions sont en général émises à des fréquences allant de quelques mégahertz à quelques dizaines de mégahertz [1] [27]. Il est cependant possible d'étendre cette plage de fréquences en ayant recours au verrouillage harmonique des modes longitudinaux [27]. Il s'agit alors de moduler les pertes de la cavité à une fréquence multiple de la récurrence de la cavité. Dans ce cas, ce n'est plus une seule impulsion qui parcourt la cavité à chaque instant mais un nombre entier N , où $N = f_{\text{modulateur}} \times \tau_p$ (avec τ_p le temps de parcours de la cavité), permettant alors d'augmenter la fréquence de répétition du laser de ce même facteur N .

Le terme verrouillage harmonique des modes peut aussi s'appliquer au cas où le modulateur fonctionne à une fréquence sous-multiple de la récurrence de la cavité alors que les impulsions engendrées sont séparées du temps de parcours de la cavité, comme dans le cas d'une modulation à la fréquence fondamentale. Ce cas peut être envisagé, par exemple, si le modulateur utilisé n'est pas suffisamment rapide pour atteindre les fréquences requises par la cavité considérée. Dans ce cas, le processus de verrouillage en phase est le plus souvent partiel, produisant des impulsions d'amplitudes inégales et de longues durées.

La gigue temporelle entre impulsions dans les lasers à fibre fonctionnant en régime de synchronisation de modes est affectée par les variations de la longueur de cavité, l'émission spontanée amplifiée (ASE en anglais), les fluctuations de la puissance de pompage et les interactions acoustiques dans la fibre. Avec la technologie des diodes lasers actuelles,

l'effet des variations de la puissance de pompage peut être négligé. De même, les interactions acousto-optiques sont très faibles et jouent un rôle uniquement en mode-lock harmonique passif. Les fluctuations de la longueur de cavité viennent principalement des variations de l'indice de réfraction dues aux variations de température dans la fibre optique. Dans le cas d'une fibre en silice, l'indice de réfraction évolue en fonction de la température avec un facteur : $\partial n / \partial T = 1,1 \times 10^{-5}$. Le chemin optique dans une fibre d'un mètre évolue donc de 11 μm pour une variation de température d'1°C seulement. Enfin, il existe des théories qui permettent d'évaluer la gigue temporelle imposée par l'ASE dans les lasers à fibre à modes synchronisés [30]. Ainsi, pour un laser modulé par voie passive, ces études ont établi que la gigue temporelle due à l'ASE est de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes dans un intervalle de cent millisecondes.

III.4. Applications des lasers impulsifs

Les lasers en régime de fonctionnement déclenché produisent des impulsions courtes, souvent énergétiques, avec une certaine plage d'accordabilité de leur fréquence de récurrence et généralement dans des configurations simples. Ce sont donc des lasers très utilisés dans de nombreuses applications. Nous avons vu que le régime déclenché permet d'obtenir des impulsions de fortes énergies. Il est donc utilisé pour des applications nécessitant une forte interaction avec la matière. C'est le cas dès qu'il s'agit de marquer, graver, découper (etc.) de la matière, que ce soit pour l'usinage de pièces ou pour le traitement de matériaux. Le critère le plus important ici est l'énergie des impulsions, bien que leur durée influence souvent la qualité du résultat. Ce type de laser n'est toutefois pas cantonné au milieu industriel et est largement diffusé dans le milieu médical, comme en chirurgie oculaire ou en dermatologie pour le traitement de pathologies cutanées. Il est également très répandu dans l'observation de l'environnement pour la détection de polluants atmosphériques. La télédétection par LIDAR (Light Detection And Ranging) permet d'obtenir des informations sur la composition et la concentration des différents constituants de l'atmosphère en fonction des processus d'interaction mis en jeu (diffusions élastiques ou inélastiques, fluorescence).

Les sources lasers à modes synchronisés produisent des impulsions ayant un ensemble de caractéristiques recherchées comme leur fréquence de récurrence élevée ou

leur brièveté qui conduit à une puissance instantanée élevée et un large spectre. Ces caractéristiques sont exploitées dans des domaines aussi divers que les télécommunications, le biomédical, la chimie ou encore le milieu industriel avec la micro/nano-structuration de matériaux durs ou dangereux nécessitant un traitement athermique. Par exemple, dans le domaine des télécommunications, c'est la courte durée des impulsions et la haute cadence de ces sources qui sont utilisées dans les techniques de communications haut débit par multiplexage temporel (Optical Time Domain Multiplexing OTDM en anglais), notamment pour la récupération d'horloge. La puissance crête élevée des impulsions produites par les sources lasers à verrouillage de modes est également beaucoup exploitée pour provoquer des interactions fortes avec des matériaux divers (en biologie avec les techniques de microscopie multi-photonique, en chimie avec la spectroscopie de fluorescence résolue en temps, ou encore en physique avec la création de continua de lumière, ...).

IV. Les types de modulations

Comme leur nom l'indique, les modulations active et passive se distinguent par le fait que le modulateur intracavité est actionné soit par un signal de commande externe dans le premier cas soit par le signal intracavité lui-même dans le second. Ces composants qui modulent les pertes au sein de la cavité, ont des caractéristiques différentes qui influent largement sur celles du régime impulsif engendré.

IV.1. Modulation passive

Le principal avantage de la modulation des pertes par voie passive est sa simplicité, puisque le champ lui-même module les pertes dans la cavité, évitant ainsi l'utilisation de dispositifs électroniques complexes. La méthode la plus répandue pour l'obtention d'un régime impulsif par voie passive est l'insertion d'un absorbant saturable dans la cavité laser. Ce type de matériau possède des propriétés non linéaires de transparence. En effet, pour un régime de faible excitation lumineuse, la transmission est minimale, et au-delà d'une certaine valeur de l'intensité incidente correspondant au phénomène dit de blanchiment de l'absorbant saturable, la transmission de l'absorbant augmente jusqu'à une valeur maximale. Ainsi, lorsque ce composant est inséré dans une cavité laser, il permet d'engendrer de fortes pertes tant que l'intensité intra-cavité est insuffisante pour saturer

l'absorbant. Puis, lorsque ce dernier sature, les pertes chutent brutalement, laissant le champ laser osciller dans la cavité.

Dans la suite de ce paragraphe, sont décrits les types de modulation passive les plus communément exploités, d'une part pour le déclenchement de sources lasers et d'autre part pour le verrouillage des modes longitudinaux.

a. Déclenchement par voie passive

Pour déclencher un laser avec un absorbant saturable, ce dernier doit, bien évidemment, présenter une absorption à la longueur d'onde émise par le laser, mais aussi présenter une différence de transmission entre l'état absorbant et l'état saturé (Figure 1-12). Cette différence, appelée profondeur de modulation, doit être importante pour obtenir des impulsions courtes, mais elle doit rester suffisamment faible pour donner accès à des taux de répétition élevés.

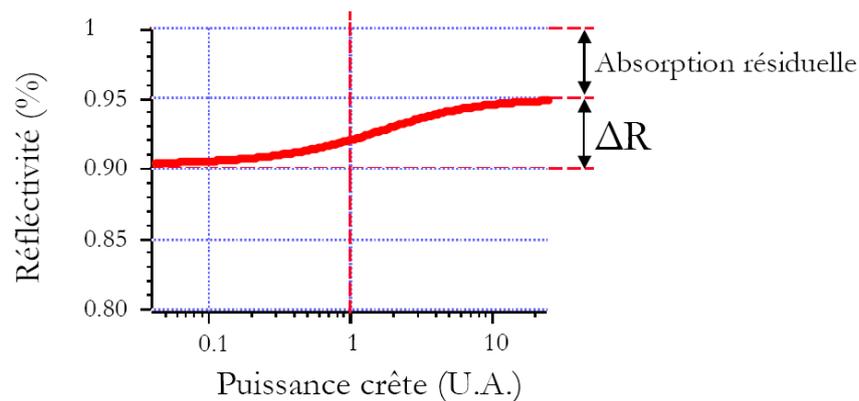


Figure 1-12 : Courbe de réflectivité typique d'un absorbant saturable à puits quantiques, associé à un miroir (SESAM) [31].

Comme nous l'avons vu précédemment, la fréquence de répétition en régime déclenché est limitée par le temps de repeuplement du niveau supérieur de la transition laser. Dans le cas d'une modulation passive avec absorbant saturable, la fréquence de répétition des impulsions n'est pas directement ajustable, si ce n'est en faisant varier le niveau de pompage.

Les absorbants saturables les plus utilisés sont des cristaux dopés chrome ou cobalt ou des semi-conducteurs utilisés sous forme de puits quantiques placés en micro-cavité. Les cristaux de YAG dopés Chrome (Cr^{4+} :YAG) fonctionnant à la longueur d'onde de 1064 nm ont

rencontré un franc succès en raison notamment de leur importante section efficace d'absorption et sont aujourd'hui largement intégrés dans les lasers « microchip » ou microlasers. Ces sources ultracompactes de longueur millimétrique sont réalisées en accolant l'absorbant saturable au milieu à gain, ce qui permet d'obtenir des impulsions courtes de quelques centaines de picosecondes [32]. En contrepartie, la cadence est limitée à quelques dizaines de kilohertz. Les S.E.S.A.M.s (Semi-conductor Saturable Absorber Mirrors), deuxième grande catégorie de modulateurs passifs, offrent la possibilité d'un fonctionnement à haute cadence et à impulsions courtes. Ils peuvent posséder un temps de recouvrement de l'absorption très court (de quelques dizaines de picosecondes alors que celui du Cr :YAG est de plusieurs centaines de nanosecondes) ce qui permet d'atteindre des cadences plus élevées. Ils sont composés généralement d'un miroir de Bragg constitué de couches alternées de matériaux semi-conducteurs, associé à une dernière couche d'absorbant saturable à puits quantiques [26] [33] [34]. Ils sont particulièrement utilisés pour des applications aux longueurs d'ondes situées entre 1 μm et 1,5 μm . Un des principaux avantages des SESAMs est le grand nombre de paramètres ajustables lors de la conception du composant. Ainsi, en faisant varier le coefficient de réflexion du miroir de Bragg ou l'épaisseur de l'absorbant saturable, on peut choisir la profondeur de modulation de l'absorbant, l'intensité de saturation et le temps de réponse du composant. Cette souplesse offerte lors de la conception permet d'utiliser les SESAMs à différentes longueurs d'ondes en régime déclenché mais aussi en régime à modes synchronisés comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

Les absorbants de type Cr⁴⁺:YAG ou Co²⁺:ZnS [19], et même SESAM, font partie des absorbants saturables massifs (dont nous ne ferons pas une liste exhaustive ici), nécessitant donc un passage en espace libre qui atténue les avantages des lasers à fibre. Aussi, des études ont donné naissance à de nouvelles formes d'absorbants saturables, entièrement fibrées [18] [35]. C'est le cas par exemple de Dvoyrin et col. qui utilisent une fibre codopée Ytterbium/Bismuth pour le déclenchement de lasers à fibre [17]. Ils ont alors obtenu des impulsions de durées de l'ordre de la microseconde à des fréquences allant de 10 à 100 kHz, pour une émission entre 1050 et 1200 nm.

D'autres techniques passives ont été développées pour le déclenchement de lasers à fibre. Elles sont basées sur des architectures spécifiques de lasers à fibre favorisant l'apparition d'effets non linéaires (diffusion Brillouin Stimulée), dont la dynamique initie le

régime impulsif [36] [37]. Les impulsions ainsi produites ont une durée indépendante de la longueur de la cavité. Elles sont plus courtes que celles obtenues en général pour des cavités lasers plus standard. En revanche, cet effet non linéaire qui démarre sur du bruit, engendre une émission instable conduisant à une gigue à la fois temporelle et d'amplitude importante.

En résumé, le principal avantage de la technique dite « passive » est sa capacité à se passer de tout élément électronique actif dans la cavité, ce qui simplifie le système et le rend moins coûteux. En ce qui concerne les inconvénients, il faut noter que la cadence du laser n'est pas facilement contrôlable. Enfin, un des principaux inconvénients de ce type de technique reste la gigue temporelle entre deux impulsions successives, qui peut être parfois importante (jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents dans le cas de diffusion Brillouin [38]).

b. Verrouillage des modes par voie passive

Les techniques passives de verrouillage des modes longitudinaux ont pour point commun d'avoir un temps de commutation bref, de l'ordre de la picoseconde, très inférieur à celui des éléments actifs (au minimum quelques nanosecondes), offrant ainsi la possibilité d'initier des impulsions très courtes dans la cavité. Dans le cas des lasers à fibre, les techniques le plus souvent mises en œuvre exploitent soit les non-linéarités de type Kerr dans les fibres optiques, soit un absorbant saturable à semi-conducteur.

La rotation non linéaire de polarisation, classiquement utilisée, est basée sur l'effet Kerr. L'état de polarisation d'une impulsion se propageant dans une fibre optique évolue de façon non linéaire au cours de la propagation. En plaçant la fibre entre polariseurs et lames de phase (ou contrôleurs de polarisation) comme sur la Figure 1-13, il est possible d'imposer des pertes plus fortes aux « bords » de l'impulsion par rapport au centre. Le verrouillage de modes est initié par un filtrage itératif réalisé par ce dispositif qui laisse passer les pics d'intensité les plus élevés (ellipse verte sur la Figure 1-13) contenus dans le bruit initial. Le pic le plus intense prend progressivement le dessus sur le niveau de bruit moyen (ellipse bleue sur la Figure 1-13). Il est amplifié et sa durée diminue jusqu'à converger vers un état stationnaire pour lequel, dans le cas idéal, une seule impulsion brève parcourt la cavité, sa largeur de bande étant inversement proportionnelle à sa durée. Elle est utilisée tant pour les lasers à fibre dopée ytterbium qu'erbium et pour les différents régimes de dispersion.

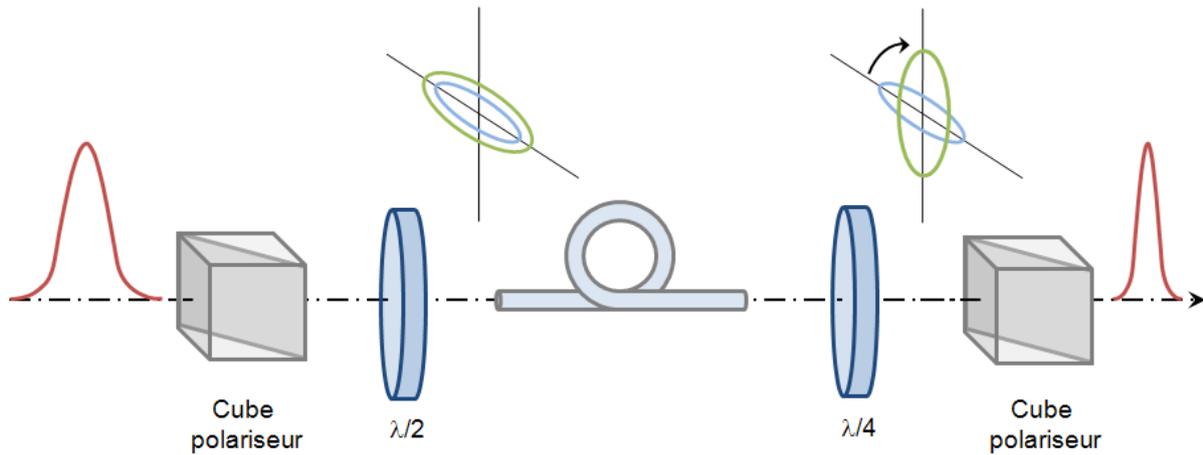


Figure 1-13 : Dispositif de rotation non linéaire de polarisation.

De façon générale, dans les lasers à fibre, c'est avec les techniques qui exploitent les non linéarités des fibres optiques que les impulsions les plus courtes sont obtenues.

Les SESAMs sont également largement utilisés pour ce régime de fonctionnement en raison de leur flexibilité déjà évoquée et surtout de leur possibilité d'avoir un temps de recouvrement de l'absorption de l'ordre de la picoseconde [33]. Pour obtenir un temps de recouvrement faible, la croissance des absorbants saturables est effectuée à basse température de façon à favoriser la présence de défauts qui permettent la recombinaison rapide entre les porteurs. L'établissement du régime à modes synchronisés avec un absorbant saturable s'effectue selon le même principe que dans le cas où la rotation non linéaire de polarisation est exploitée. L'absorbant saturable absorbe les ailes de l'impulsion alors que la partie centrale suffisamment intense blanchit l'absorbant et le rend transparent.

Il est à noter que l'emploi d'un absorbant saturable peut entraîner un fonctionnement transitoire de type déclenché (Q-Switch) avec une forte variation de l'énergie transportée d'une impulsion à l'autre. C'est particulièrement le cas pour des milieux à gain ayant de longues durées de vie de l'état excité comme les lasers à fibre dopée erbium. Il a été observé que dans ces lasers, le régime mode-lock démarre sur une instabilité Q-Switch plutôt qu'à partir du bruit [39], les éléments de la cavité, notamment l'absorbant saturable, peuvent alors être sérieusement endommagés.

Plus récemment, de nouveaux matériaux, tels que les nanotubes de carbone ou le graphène (couche monoatomique de carbone), ont été insérés dans des cavités lasers à fibre en tant qu'absorbants saturables [40] [41] [42] [43]. Leur faible profondeur de modulation (quelques pourcents) associée à leur court temps de relaxation (quelques picosecondes) les

destine préférentiellement au régime de fonctionnement à modes synchronisés. De plus, ils peuvent être fixés directement à l'extrémité d'un connecteur fibré ou placés dans un module aux extrémités duquel peuvent être connectées des fibres, voire directement insérés dans le cœur d'une fibre, permettant ainsi de conserver l'aspect entièrement fibré de ce type de laser.

Pour conclure, la modulation passive reste la méthode la plus simple à mettre en œuvre pour obtenir des impulsions très courtes. C'est pour cela que la quasi-totalité des méthodes utilisées pour verrouiller en phase les modes longitudinaux d'une cavité laser sont passives, sauf dans le cas où la source a besoin d'être synchronisée avec un autre dispositif.

IV.2. Modulation active

a. Les principaux modulateurs

Une des plus simples et des plus anciennes techniques employées pour moduler de façon active les pertes dans une cavité laser est l'utilisation d'un dispositif mécanique. Cette modulation peut être obtenue en inclinant un miroir ou en le faisant tourner sur lui-même, ou en insérant un « hacheur » (chopper) dans la cavité. Néanmoins, les modulateurs mécaniques imposent souvent un temps de montée long et une gigue temporelle importante entre les impulsions, entre autres inconvénients. De nos jours, ces composants sont essentiellement remplacés par des modulateurs acousto-optiques et électro-optiques.

Dans le dernier cas, le composant est basé sur l'utilisation d'un cristal électro-optique. Soumis à un champ électrique, le cristal subit une modification de sa biréfringence. En l'associant à des éléments polarisants, il est ainsi possible de moduler les pertes par polarisation d'un laser. Grâce à sa vitesse, sa stabilité et son fort taux d'extinction, il est généralement préféré lorsqu'il s'agit de déclencher des lasers à fort gain et forte énergie. Cependant, il reste plutôt cher et encombrant, et nécessite une source de commande haute tension fournissant des temps de montée très courts. Le temps nécessaire au changement d'état du modulateur est court (inférieur à 10 ns) mais les hautes tensions de commande nécessaires à son fonctionnement sont obtenues par accumulation d'énergie, ce qui limite la cadence de répétition à quelques dizaines de hertz [8]. Les modulateurs électro-optiques n'ont que rarement été utilisés dans les lasers à fibre.

Dans un cristal acousto-optique, une onde acoustique engendre un réseau d'indice mobile. Ce réseau épais, de type Bragg, diffracte avec une bonne efficacité tout faisceau incident. D'autre part, la mobilité du réseau d'indice entraîne un décalage en fréquence, par effet doppler, du faisceau émergent diffracté par rapport au faisceau incident (quelques dizaines à quelques centaines de MHz). L'utilisation de ce type de composant est très répandue dans le domaine des lasers pour moduler les pertes intracavité. Il donne accès à des taux de répétition très variables de quelques dizaines de kilohertz à quelques mégahertz mais impose de fortes pertes d'insertion [44]. Néanmoins, cette technique a été appliquée de nombreuses fois aux lasers à fibre car elle ne requiert que de faibles niveaux de tensions et des versions fibrées de ces composants sont disponibles depuis quelques années.

Outre les modulateurs acousto-optiques et électro-optiques présentés précédemment, un certain nombre d'autres méthodes de modulation active ont été développées plus récemment, notamment pour aboutir à des systèmes entièrement fibrés. Par exemple, *Russo et col.* ont expérimenté un laser à fibre comprenant une cavité de type Fabry-Perot fermée par deux réseaux de Bragg fibrés. Un des deux réseaux est fixé sur une cale piézoélectrique afin de moduler les pertes de la cavité en désaccordant spectralement les deux réflecteurs. Ce système a généré des impulsions de 2 μ s à quelques kilohertz pour des puissances moyennes de 500 mW [45]. Les performances du modulateur sont limitées par celles de la cale piézoélectrique utilisée en termes de temps et de fréquence d'actionnement. Très récemment, *Williams et col.* ont étudié un nouveau type de modulateur fibré actionné optiquement [46]. Il s'agit d'une fibre dopée ytterbium, sur laquelle est inscrit un réseau de Bragg qui constitue un des miroirs de la cavité. Il est alors possible de modifier l'indice de cette fibre par pompage optique, ce qui a pour conséquence de modifier le pas du réseau. Cette variation le désaccorde par rapport à son vis-à-vis, réduisant fortement le facteur de qualité de la cavité laser. Il est ainsi possible de déclencher optiquement une source laser entièrement fibrée. Néanmoins, avec des durées d'impulsions de plusieurs microsecondes pour une longueur de cavité de 6 m, ce système ne permet pas pour le moment de concurrencer les systèmes évoqués ci-dessus. Les variations d'indice de la fibre liées aux effets thermiques semblent être une des principales limitations du dispositif, en allongeant les temps de commutation ainsi qu'en réduisant le taux de modulation du système.

b. Déclenchement par voie active

L'utilisation d'un modulateur actif pour déclencher une cavité laser présente l'avantage de créer des pertes à une cadence régulière et contrôlée mais la durée des impulsions est en général supérieure à celle obtenue dans le cas d'une modulation passive, notamment à cause des temps de commutation plus longs des dispositifs actifs. Un autre avantage des modulateurs actifs est la possibilité, dans la plupart des cas, de contrôler les temps d'ouverture et de fermeture du modulateur. On peut alors optimiser le temps de pompage et obtenir des énergies plus importantes qu'avec les modulateurs passifs. Il est également important de pouvoir limiter le temps d'ouverture du modulateur afin d'éviter l'apparition d'oscillations de relaxation, synonymes d'impulsions supplémentaires parasites (Figure 1-14 [47]). L'énergie totale contenue dans ces impulsions est autant d'énergie perdue pour la construction de l'inversion de population qui suit et, par voie de conséquence, pour l'impulsion principale suivante.

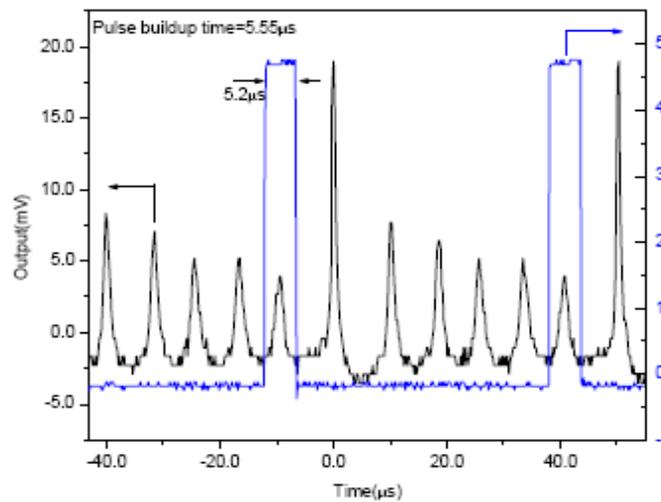


Figure 1-14 : Exemple d'oscillations de relaxation parasites (en noir) et signal de commande du modulateur (en bleu) [47].

Le déclenchement actif permet de contrôler tous les paramètres du laser, souvent indépendamment les uns des autres. Ainsi il est possible, dans une certaine mesure, de dissocier le niveau de puissance de pompage de la fréquence de récurrence du laser, ce qui est une nouvelle fois, une solution permettant d'optimiser le fonctionnement du laser.

c. Verrouillages des modes par voie active

Le régime de fonctionnement à verrouillage des modes longitudinaux génère des impulsions à une fréquence qui est l'inverse du temps de parcours de la cavité. Lorsque l'on souhaite provoquer l'apparition de ce régime avec un modulateur actif, il faut donc que ce dernier module les pertes intracavité à cette fréquence-là. Lorsque c'est effectivement le cas, la propriété d'auto-organisation des lasers tend à favoriser les modes subissant les moindres pertes, c'est-à-dire ceux étant capables d'osciller à la fréquence du modulateur. L'impulsion synchronisée avec la modulation est ainsi construite et successivement raccourcie à chaque tour de cavité. D'un point de vue fréquentiel, le modulateur ajoute des bandes latérales à chaque mode qui oscille, avec un écart égal à l'intervalle spectral libre (I.S.L.) de la cavité, ce qui tend à verrouiller les modes en phase de proche en proche. La durée des impulsions obtenues est alors approximativement de T/N , où T est le temps de parcours de la cavité et N le nombre de modes longitudinaux mis en phase par le modulateur [1].

Dans la plupart des cas, la durée d'impulsion obtenue est un compromis entre la réduction de la durée de l'impulsion à travers le modulateur et son élargissement par la limitation de la bande de gain. Cependant, la réduction de la durée des impulsions dépend de la précision de la mise en phase des modes, donc de la largeur de la porte temporelle du modulateur. Les temps de commutation relativement longs imposés par les modulateurs actifs limitent donc la fenêtre temporelle de synchronisation des modes longitudinaux. Néanmoins, le verrouillage des modes des lasers à fibre par voie active est très attractif pour les systèmes de communications haut-débit car il produit des impulsions d'une durée très inférieure à la fenêtre de modulation, synchronisées avec une fréquence bien définie.

En considérant une modulation d'amplitude sinusoïdale et des impulsions gaussiennes, *Siegman* et *Kuizenga* ont proposé une écriture analytique de la durée des impulsions obtenues par verrouillage actif des modes longitudinaux [48] [49] :

$$\Delta\tau = 0,45 \left(\frac{2g}{\delta_a}\right)^{1/4} \left(\frac{1}{f_m \Delta f_a}\right)^{1/2} \quad (\text{xxxiv})$$

Δf_a est la largeur de la bande de gain à mi-hauteur, g le gain en amplitude saturé, f_m la fréquence de modulation et δ_a le taux de modulation. Cette formulation est valable autant pour le verrouillage harmonique des modes que pour le verrouillage fondamental. Elle ne

l'est plus si la propagation dans la cavité est de type solitonique. Dans ce cas, les impulsions n'ont plus un profil temporel gaussien mais en sécante hyperbolique.

IV.3. Modulation hybride

Nous désignons par le terme « hybride » le fait d'associer les modulations active et passive. L'intérêt est évidemment de combiner les avantages respectifs des deux méthodes : des impulsions courtes obtenues par voie passive et une récurrence stable apportée par un modulateur actif. Plusieurs stratégies ont été présentées, basées sur des hypothèses différentes. Les exemples suivants concernent le régime de fonctionnement déclenché.

Tout d'abord, certaines études ont pour objectif de stabiliser en fréquence de récurrence les impulsions générées par un laser déclenché par voie passive [25] [50]. Dans les deux cas des références citées ici, *Fan et col.* proposent de moduler le faisceau pompe qui alimente la fibre dopée. Les impulsions obtenues à l'aide d'un absorbant saturable dans un cas et de la diffusion Brillouin stimulée dans l'autre, ne sont alors générées que lorsque le faisceau pompe est émis. La gigue temporelle est clairement réduite, la durée des impulsions n'augmente pas avec la fréquence de récurrence, mais les variations d'amplitudes entre impulsions restent parfois importantes. Enfin, la fréquence maximale de fonctionnement de ce type de source est limitée par la vitesse de modulation de la diode de pompage à seulement quelques kilohertz. Dans la même optique, toujours *Fan et col.* ont déclenché un laser à fibre avec un modulateur acousto-optique, fonctionnant avec des niveaux de puissance suffisamment élevés pour provoquer l'apparition d'impulsions dues à la diffusion Brillouin stimulée [22]. Les impulsions obtenues à l'échelle de la nanoseconde avec des énergies supérieures au millijoule sont à l'état de l'art pour les lasers à fibre. Il n'en reste pas moins que la diffusion Brillouin stimulée est un phénomène instable, dont les performances sont toujours entachées d'une certaine gigue à la fois temporelle et d'amplitude.

D'autres études partent de l'hypothèse inverse, selon laquelle l'insertion d'un dispositif passif (Cr^{4+} :YAG) dans une cavité déclenchée de façon active (modulateur acousto-optique), permettrait de réduire la durée des impulsions [51]. Les deux modulateurs sont placés du même côté de la cavité, près du miroir de sortie. Lorsque le modulateur acousto-optique bloque le faisceau, l'inversion de population croît sous l'effet du pompage constant.

Puis, lorsqu'il transmet, le faisceau vient saturer l'élément passif ($\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$) comme dans le cas d'un laser déclenché exclusivement de manière passive. La durée des impulsions est réduite de 20 à 30% (selon la fréquence de récurrence), même par rapport au cas de la modulation passive. Ce qui diffère de ce dernier cas est que le niveau de puissance envoyé sur le $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ est fixé par le temps de fermeture du modulateur actif. Il est donc plus important et sature plus vite l'absorbant. Néanmoins, cette méthode ne permet pas de réduire d'un ordre de grandeur la durée des impulsions, ce qui limite pour le moment l'intérêt qu'elle suscite.

V. Sources lasers et MOEMS

V.1. Sources lasers accordables en longueur d'onde

Dans la plupart des cas, l'intégration de composants MOEMS dans les sources lasers a pour but de rendre ces dernières accordables en longueur d'onde. En effet, leurs propriétés mécaniques sont utilisées pour modifier la longueur de ces cavités lasers. Cette action permet, dans le cas de cavités très courtes (pour les micro-lasers typiquement), de modifier la longueur d'onde d'émission de ces sources. La Figure 1-15 ci-dessous présente un VCSEL (Vertical Cavity Surface-Emitting Laser) dont la longueur de cavité est modulée par un miroir de type DBR (Distributed Bragg Reflector) déplacé à l'aide d'un MEMS [52]. Ce laser est ainsi accordable sur une largeur de bande d'environ 50 nm autour de 1560 nm.

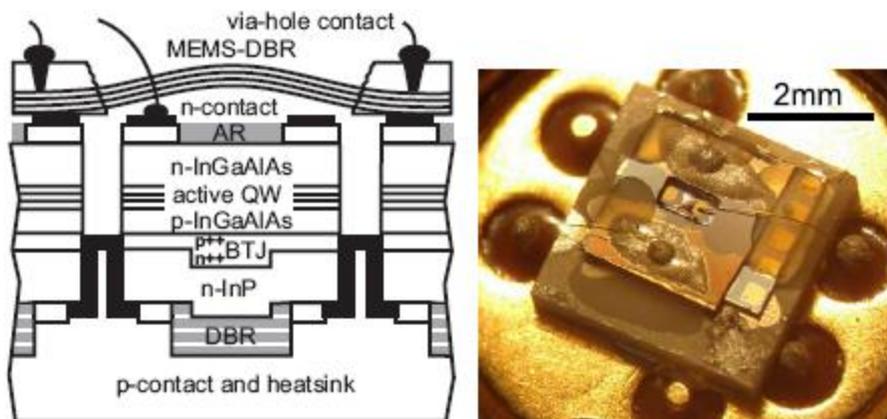


Figure 1-15 : Schéma et photo d'un VCSEL ajustable en longueur d'onde par un miroir de type MEMS [52].

Plus récemment, un filtre de type Fabry-Pérot basé sur un dispositif MEMS a été développé dans le but de réaliser une source laser fibrée accordable en longueur d'onde [53]. La cavité Fabry-Pérot est constituée par deux miroirs de Bragg, dont un peut-être déplacé par le dispositif de type MEMS. Une source laser accordable sur 35 nm dans la bande C est ainsi obtenue grâce à un dispositif relativement simple et surtout compact, comparé aux autres solutions telles que l'association de plusieurs réseaux de Bragg pour étendre la plage d'accordabilité. De plus, le niveau de tension maximal à fournir au dispositif n'est que de 37 V pour parcourir toute la bande et sa fréquence de résonance est de 14,4 kHz, ce qui donne accès à des variations de la longueur d'onde d'émission beaucoup plus rapides que dans le cas où celle-ci est obtenue par étirement mécanique ou dilatation thermique du miroir de Bragg. La Figure 1-16 présente le dispositif MEMS dans son ensemble (réseau de Bragg et éléments d'actionnement).

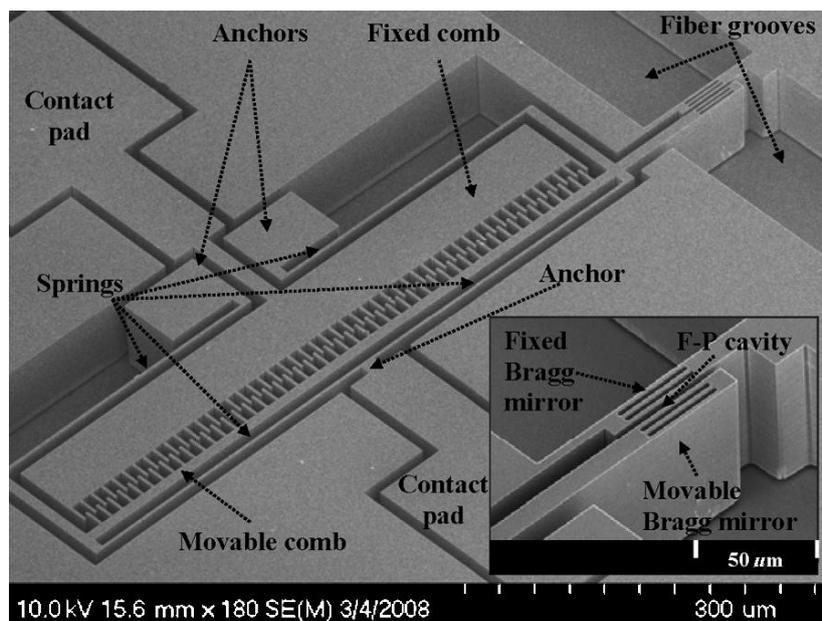


Figure 1-16 : Image MEB du filtre de type Fabry-Pérot de type MEMS [53].

Il existe bien d'autres exemples de dispositifs MOEMS destinés à rendre les sources lasers accordables que nous ne citerons pas ici. Notre intérêt se porte davantage sur l'intégration de composants MOEMS dans les sources lasers dans le but d'obtenir un régime impulsif.

V.2. Lasers et MOEMS pour la génération d'impulsions

a. Etat de l'art

Pour la génération d'impulsions, les composants MOEMS visent à concurrencer les autres technologies actives matures dont le potentiel d'intégration est limité par les inconvénients suivants : de fortes pertes d'insertion pour les modulateurs acousto-optiques [44], des tensions élevées pour les modulateurs électro-optiques [8] ou encore un encombrement trop important pour les solutions mécaniques. Grâce à leur rapidité d'actionnement, leur faible consommation d'énergie, leur très faible coût de production, les MOEMS ouvrent de nouvelles voies vers la réalisation de sources lasers compactes.

Les premiers micro-miroirs de type MEMS associés au déclenchement des lasers se présentent sous la forme d'un plateau réfléchissant orientable. *Yves-Alain Peter et col.* ont en effet été les premiers à montrer qu'un tel dispositif pouvait être placé à l'extrémité d'une fibre dopée (Nd^{3+}) pour agir à la fois comme miroir de fond de cavité et modulateur. Ils ont ainsi obtenu des impulsions de $2 \mu\text{s}$ [54]. La durée des impulsions est relativement grande compte-tenu de la faible longueur de fibre utilisée (12 cm), très certainement à cause du faible taux de modulation dû au faible angle de déviation apporté par le MOEMS ($2,6^\circ$) (Figure 1-17). Cependant, les fréquences disponibles (jusqu'à plusieurs dizaines de kilohertz) laissaient présager d'un grand potentiel pour ce type de composants.

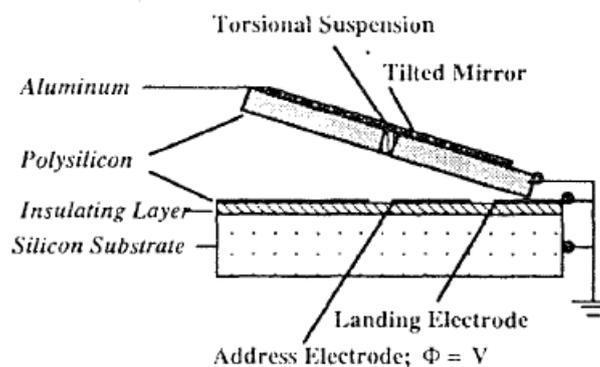


Figure 1-17 : Schéma du MOEMS utilisé par *Peter et col.* [54].

C'est ce qu'ont confirmé les études qui ont suivi sur le sujet, effectuées notamment au sein du laboratoire Xlim, lorsqu'*Aurelian Crunteanu et col.* ont fait la démonstration de micro-miroirs de type « pont » associés à un laser à fibre pour générer des impulsions de

320 ns à plusieurs dizaines de kilohertz [55]. Ces MOEMS permettent d'imposer un fort angle de déviation de 9° par rapport à l'incidence normale du faisceau sur la membrane (Figure 1-18), ce qui assure un meilleur taux de modulation que dans le cas précédent.

Mes travaux ont débuté avec des micro-miroirs du même type (pont) que ceux utilisés par *A. Crunteanu et col.* (Figure 1-18). Ils sont constitués d'une membrane en or évaporé d'une épaisseur de 500 nm, soutenue par deux points d'ancrage de 3 µm d'or électrolysé pour en augmenter la raideur. Les membranes sont suspendues au-dessus d'une électrode d'actionnement recouverte par une fine couche de diélectrique (Al_2O_3), de 200 nm d'épaisseur, pour assurer l'isolation électrique à l'état bas. Ces dispositifs sont fabriqués au sein du département MINACOM du laboratoire Xlim, selon le processus de fabrication décrit au chapitre suivant.

En appliquant une différence de potentiel entre l'électrode et la membrane, le miroir se déforme (état bas : MOEMS actionné) (Figure 1-18). Lorsqu'on cesse d'appliquer cette tension, le miroir retourne à l'état haut, c'est-à-dire qu'il retrouve sa forme initiale de pont (MOEMS non actionné), grâce à l'action de la force de rappel due à la raideur de la membrane. Le temps de commutation est lié à la fréquence de résonance du composant qui est fixée par la raideur des membranes et la température de travail. Les mesures expérimentales de cette fréquence à température ambiante, réalisées par *A. Crunteanu et col.*, donnent des valeurs comprises entre 65 et 170 kHz pour des dimensions comprises entre $80 \times 140 \mu\text{m}^2$ et $160 \times 270 \mu\text{m}^2$, ce qui correspond à des temps de commutation inversement proportionnels aux fréquences de résonances, de l'ordre de 1 à 3 µs. Ces composants ont permis la génération d'impulsions courtes de durée minimale de 300 ns pour des fréquences allant de 20 à 120 kHz [55].

b. Présentation du projet

Les applications visées par les premiers dispositifs MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) étaient tournées vers le domaine des radiofréquences, mais leur polyvalence a séduit de nombreux autres domaines comme celui de la photonique. L'association de l'optique à des composants de type MEMS a donné naissance à un domaine de recherche important et relativement nouveau concernant la réalisation et l'intégration de microcomposants actifs dans des systèmes optiques complexes. Ces composants sont appelés MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems), ou MEMS optiques. Leurs

fonctionnalités en tant que commutateurs optiques, micro-scanners, atténuateurs variables, senseurs optiques, etc., trouvent des applications étendues dans des domaines tels que les télécommunications, l'astrophysique, l'imagerie, la biologie etc. De plus, la compacité de ces composants, leur faible coût, leur achromaticité ou leurs géométries diverses ouvrent un vaste potentiel d'intégration dans les lasers. C'est pourquoi l'objectif de ce projet est de les associer aux sources lasers, notamment à fibre, pour créer des systèmes lasers impulsifs et compacts. Le département MINACOM du laboratoire XLIM conçoit et réalise des MEMS depuis plus de dix ans dans le domaine des radiofréquences. Il étend maintenant son intérêt vers d'autres secteurs d'activité en concevant notamment des dispositifs simples et rapides destinés au domaine de l'optique, et plus particulièrement dédiés à la modulation de faisceaux lasers. Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'une collaboration entre les départements PHOTONIQUE et MINACOM d'Xlim, dans leurs projets respectifs Instrumentation Photonique Avancée et Lasers : Systèmes lasers, et Micro et Nano Composants pour les Télécoms : Intégration des composants MOEMS dans des systèmes optiques complexes.

Comme mentionné auparavant, les premiers microcomposants développés au laboratoire pour une application photonique sont des membranes suspendues entre deux supports (Figure 1-18) qui jouent à la fois le rôle de réflecteur et de modulateur d'amplitude.

A l'origine, ce type de composant était développé pour des applications RF où il jouait le rôle de capacité variable. La transposition de ce type de composant (RF vers optique) a été initiée au cours de la thèse de *David Bouyge* [56]. Cette double fonction permet de réduire efficacement les dimensions de la cavité laser. En effet, sa forte réflectivité fait qu'il est utilisable en tant que miroir de cavité laser et ses propriétés physiques le rendent déformable. Il est donc possible de choisir entre une réflexion quasi-totale (état haut) et une réflexion partielle (état bas) selon la tension qu'on lui applique. On contrôle ainsi parfaitement l'inclinaison ou la déformation d'un miroir de la cavité, donc la fréquence de récurrence des impulsions émises.

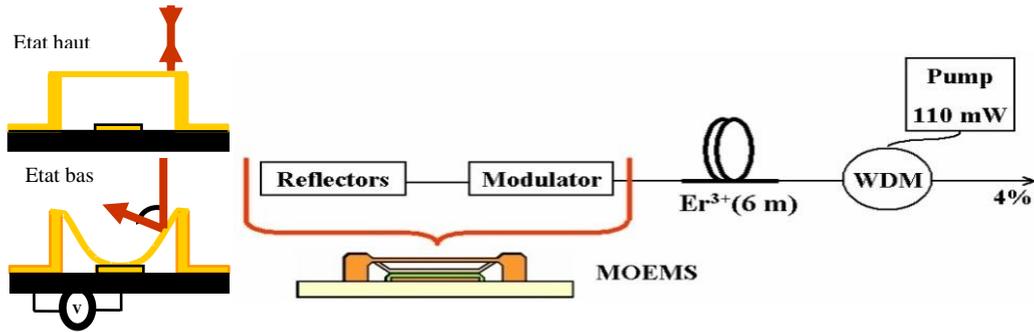


Figure 1-18 : Description du fonctionnement d'un MOEMS intégré dans une cavité laser fibrée.

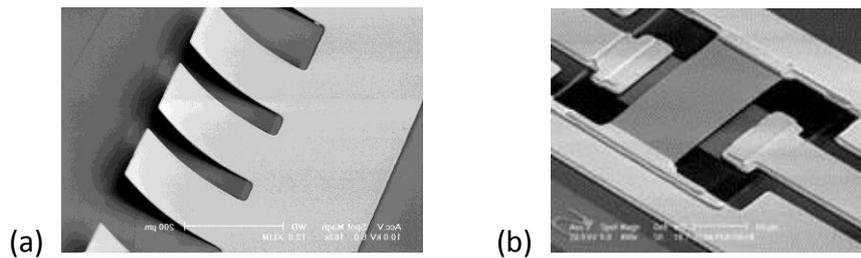


Figure 1-19 : Photos MEB de cantilevers (a) et d'un pont (b) conçus et réalisés à XLIM pour être intégrés dans un oscillateur laser à fibre.

Comme nous le verrons en détail par la suite, les micro-miroirs que nous fabriquons possèdent une structure simple, pour privilégier un actionnement rapide et fréquent tout en bénéficiant d'une technologie peu onéreuse. Les microcomposants conçus à XLIM pour une application photonique ont la forme d'une poutre ancrée d'un seul côté (cantilever) ou des deux côtés (pont) (Figure 1-19). Notre objectif est de venir moduler les pertes dans la cavité optique en plaçant un de ces composants à une des extrémités d'une fibre optique amplificatrice.

VI. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié les paramètres agissant sur les caractéristiques d'émission d'une source laser impulsive à fibre optique. Ainsi, le choix d'une fibre dopée à simple gaine (pour un pompage par le cœur) de forte concentration en ions ytterbium permet de disposer d'une cavité laser courte susceptible de générer des impulsions courtes en régime de fonctionnement déclenché. De plus, les techniques de modulation passive et active apportent des avantages et inconvénients propres à chacune d'entre elles. En effet, d'une façon générale, la modulation par voie passive offre des durées d'impulsions plus courtes et permet surtout la réalisation de systèmes lasers simples. En revanche, la fréquence de récurrence des impulsions émises est peu maîtrisable et une gigue temporelle parfois importante est observée. De son côté, la modulation par voie active permet de contrôler parfaitement la fréquence de récurrence des impulsions émises, qu'il est alors possible de synchroniser avec d'autres dispositifs. L'inconvénient principal est qu'elle nécessite l'ajout d'électronique de commande, ce qui rend le système laser plus complexe. Enfin, la modulation active est souvent associée à des durées d'impulsions relativement plus longues que dans le cas d'une modulation passive.

L'objectif de mes travaux est d'étudier l'intégration d'un modulateur actif de type MOEMS dans une source laser à fibre en vue de la génération d'impulsions courtes en régime déclenché. Le chapitre 2 est consacré à l'étude de ce type de composant, pouvant jouer à la fois le rôle de modulateur et de miroir de fond de cavité.

Bibliographie

- [1] M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. 2001.
- [2] R. Paschotta, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 7, 1997.
- [3] Y. Wang, "Actively Q-switched fiber lasers: Switching dynamics and nonlinear processes," vol. 31, pp. 131-216, 2007.
- [4] E. Snitzer, "Double-clad, offset core Nd fiber laser," in *Optical Fiber Sensors*, New Orleans, 1988.
- [5] H. L. Offerhaus, "Multi-mJ, multi-Watt Q-switched fiber laser," in *Conference on Lasers and Electro Optics*, Baltimore, 1999.
- [6] J. Limpert, "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers," *Optics Express*, vol. 14, no. 7, 2006.
- [7] Y. Jeong, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1,36 kW continuous-wave output power," *Optics Express*, vol. 12, no. 25, 2004.
- [8] A. F. El-Sherif, "High-energy, high-brightness Q-switched Tm³⁺-doped fiber laser using an electro-optic modulator," *Optics Communications*, vol. 218, 2003.
- [9] J. Limpert, "High power Q-switched Yb-doped photonic crystal fiber laser producing sub-10 ns pulses," *Applied Physics B*, vol. 81, 2005.
- [10] O. Schmidt, "Millijoule pulse energy Q-switched short-length fiber laser," *Optics Letters*, vol. 32, no. 11, 2007.
- [11] J. Didierjean, "High-power laser with NdYAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique," *Optics Letters*, vol. 31, no. 23, 2006.
- [12] D. Sangla, "High power laser operation with crystal fibers," *Applied Physics B*, vol. 97, no. 2, 2009.
- [13] C. J. Gaeta, "Pulse Characteristics of Q-Switched Fiber Lasers," *Journal Of Lightwave Technology*, vol. 5, no. 12, 1987.
- [14] Y. Wang, "Actively Q-switched fiber lasers Switching dynamics and nonlinear processes," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 31, 2007.
- [15] J. Swiderski, "Numerical model of a Q-switched double-clad fiber laser," *Optics Express*, vol. 12, no. 5, 2004.
- [16] L. J. Shang, "Effective methods to narrow pulse width of Q-switched fiber lasers," *Journal Of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 8, no. 2, 2006.
- [17] V. V. Dvoyrin, "Yb–Bi pulsed fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 32, no. 5, 2007.
- [18] A. S. Kurkov, "All fiber Yb-Ho pulsed laser," *Laser Physics Letters*, vol. 6, no. 2, 2009.
- [19] V. N. Filippov, "All-fiber passively Q-switched low-threshold erbium laser," *Optics Letters*, vol. 26, no. 6, 2001.
- [20] T. Hakulinen, "8 ns fiber laser Q switched by the resonant saturable absorber mirror," *Optics Letters*, vol. 32, no. 18, 2007.
- [21] Z. J. Chen, "Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 23, no. 6, 1998.
- [22] Y.-X. Fan, "Tunable high-peak-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser," *Optics Letters*, vol. 29, no. 7, 2004.
- [23] M. Leigh, "Compact, single-frequency all-fiber Q-switched laser at 1 μm ," *Optics Letters*, vol. 32, no. 8, 2007.
- [24] K. Khieu, "Active Q switching of a fiber laser with a microsphere resonator," *Optics Letters*, vol. 31, no. 24, 2006.

- [25] Y.-X. Fan, "105-kW Peak-Power Double-Clad Fiber Laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, 2003.
- [26] J. Y. Huang, "Passive Q switching of Er-Yb fiber laser with semiconductor saturable absorber," *Optics Express*, vol. 16, no. 5, 2008.
- [27] B. C. Collings, "Stable multigigahertz pulse-train formation in a short-cavity passively harmonic mode-locked erbium/ytterbium fiber laser," *Optics Letters*, vol. 23, no. 2, 1998.
- [28] H. Wang, "All-fiber mode-locked nanosecond laser employing intracavity chirped fiber gratings," *Optics Express*, vol. 18, no. 7, 2010.
- [29] S. Barcelos, "Characteristics of Chirped Fiber Gratings for Dispersion Compensation," *Optical Fiber Technology*, vol. 2, 1996.
- [30] S. Namiki, "observation of nearly quantum-limited timing jitter in an all-fiber ring laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, no. 12, 1996.
- [31] S. Forget, "Source laser picoseconde à haute cadence dans l'ultraviolet," Thèse de doctorat, 2003.
- [32] J. J. Zayhowski, "Passively Q-switched Nd:YAG microchip lasers and applications," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 303-304, 2000.
- [33] U. Keller, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, vol. 2, no. 3, 1996.
- [34] R. Paschotta, "Passively Q-switched 0,1mJ fiber laser system at 1,53 μ m," *Optics Letters*, vol. 24, no. 6, 1999.
- [35] T.-Y. Tsai, "Passively Q-switched erbium all-fiber lasers by use of thulium-doped saturable-absorber fibers," *Optics Express*, vol. 18, no. 10, 2010.
- [36] M. Salhi, "Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser," *Optics Letters*, vol. 27, no. 15, 2002.
- [37] A. A. Fotiadi, "Dynamics of a self-Q-switched fiber laser with a Rayleigh-stimulated Brillouin scattering ring mirror," *Optics Letters*, vol. 29, no. 10, 2004.
- [38] Z. Pan, "Repetition rate stabilization of the SBS Q-switched fiber laser by external injection," *Optics Express*, vol. 17, no. 5, 2009.
- [39] M. Jiang, "Nonlinearly limited saturable-absorber mode locking of an erbium fiber laser," *Optics Letters*, vol. 24, no. 15, 1999.
- [40] H. Zhang, "Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene," *Optics Express*, vol. 17, no. 20, 2009.
- [41] H. Zhang, "Graphene mode locked, wavelength-tunable, dissipative soliton fiber laser," *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010.
- [42] K. Kieu, "All-fiber bidirectional passively mode-locked ring laser," *Optics Letters*, vol. 33, no. 1, 2008.
- [43] A. Martinez, "Passive mode-locked lasing by injecting a carbon nanotube-solution in the core of an optical fiber," *Optics Express*, vol. 18, no. 11, 2010.
- [44] D. Zalvidea, "High-repetition rate acoustic-induced Q-switched all-fiber laser," *Optics Communications*, vol. 244, 2005.
- [45] N. A. Russo, "High-efficiency Q-switched erbium fiber laser using a Bragg grating-based modulator," *Optics Communications*, vol. 210, 2002.
- [46] R. J. Williams, "All-optical, actively Q-switched fiber laser," *Optics Express*, vol. 18, no. 8, 2010.

- [47] B. N. Upadhyaya, "Mechanisms of generation of multi-peak and mode-locked resembling pulses in Q-switched Yb-doped fiber laser," *Optics Express*, vol. 15, no. 18, 2007.
- [48] A. Siegman, *Lasers*. Millvalley: University Science Books, 1986.
- [49] D. J. Kuizenga, "FM and AM mode-locking of the homogeneous laser - Part I : Theory," *Journal Of Quantum Electronics*, vol. 6, no. 11, 1970.
- [50] Y.-X. Fan, "Narrow-linewidth widely tunable hybrid Q-switched double-clad fiber laser," *Optics Letters*, vol. 28, no. 7, 2003.
- [51] K. Yang, "Pulse compression in AO Q-switched diode-pumped Nd:GdVO₄ laser with Cr⁴⁺:YAG saturable absorber," *Applied Physics B*, vol. 80, 2005.
- [52] B. Kögel, "Micromechanically Widely Tunable VCSEL for Absorption Spectroscopy at around 1.55 μ m," in *IEEE MEMS*, Big Sky, Montana, USA, 2006.
- [53] J. Masson, "Tunable Fiber Laser Using a MEMS-Based In Plane Fabry-Pérot Filter," *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 9, 2010.
- [54] Y.-A. Peter, "Q-switched fiber laser using a torsional micro-mirror," in *Optical MEMS and their Applications*, Piscataway, 1996.
- [55] A. Crunteanu, "Deformable micro-electro-mechanical mirror integration in a fibre laser Q-switch system," *Journal Of Optics A: Pure And Applied Optics*, vol. 8, 2006.
- [56] D. Bouyge, "Systèmes lasers impulsifs compacts et dispositifs hyperfréquences accordables basés sur l'intégration de composants MEMS," Thèse de doctorat, 2007.

**CHAPITRE 2 : LES MEMS : NOUVELLE
GENERATION DE COMMUTATEURS,
APPLICATION A LA MODULATION
OPTIQUE**

I. Introduction

Un composant MEMS peut être représenté comme un transducteur à l'échelle micrométrique, c'est-à-dire qu'il transforme une forme d'énergie en une autre à cette échelle. Le terme « transducteur » englobe aussi bien les actionneurs que les capteurs. Par exemple, sa structure peut être mécaniquement déformable et/ou mobile sous l'influence d'une pression, d'une sollicitation électrostatique, thermique, piézoélectrique ou encore magnétique. Dans le cas d'une conversion électrique/mécanique, un actionneur reçoit en général le signal électrique et le convertit en énergie mécanique, tandis qu'un capteur reçoit cette énergie mécanique et la convertit en signal électrique.

La technologie MEMS, désormais relativement mature, s'est présentée comme une des solutions vers la miniaturisation des circuits, dès le début du développement des processus de fabrication dans la microélectronique des années 80. En effet, un des aspects qui les rendent si séduisants vient du fait que les MEMS sont fabriqués avec les mêmes procédés que ceux utilisés classiquement pour concevoir les circuits intégrés à base de semi-conducteurs, à savoir les méthodes de dépôt de couches minces et les méthodes de gravure. La production de masse et les faibles coûts de fabrication associés sont alors accessibles. Qui plus est, par rapport aux composants classiques à semi-conducteurs, ils présentent l'avantage de n'imposer que de faibles pertes, donc ne consomment que très peu d'énergie.

La course à la miniaturisation de la fin du siècle dernier associée à la maîtrise des procédés de fabrication des composants MEMS fait qu'on les retrouve désormais dans de nombreuses applications de la vie quotidienne. C'est le cas par exemple dans nos voitures (micro capteurs dans les airbags), dans nos télévisions (MOEMS), dans les consoles de jeux vidéos, ou encore dans nos téléphones mobiles (accéléromètres gyroscopes, filtres à MEMS RF), etc. La course à la miniaturisation est loin d'être terminée et s'applique à tous les domaines, elle participe donc au développement continu des dispositifs MEMS dans des domaines déjà intégrés et à leur transposition à de nouveaux champs d'applications. Ils font ainsi aujourd'hui l'objet d'un effort à la fois de recherche et d'industrialisation très important. Le biomédical est, par exemple, un des nouveaux domaines d'applications dans lequel des dispositifs MOEMS ont été intégrés. Ainsi, le secteur que l'on pourrait appeler « bio-MEMS », destiné à des applications biologiques et médicales des dispositifs MEMS, pourrait, à moyen terme, détecter et soigner des maladies à l'intérieur même de nos corps.

Dans les travaux présentés ici, nous nous intéressons plus spécifiquement aux MEMS optiques (ou MOEMS) qui désignent la catégorie de composants MEMS destinés aux applications optiques.

Dans la première partie de ce chapitre, je cite quelques applications parmi les plus célèbres des composants MEMS dans le domaine de l'optique. Je ne reviens pas ici sur le cas des sources lasers intégrant des MOEMS, déjà développé dans le premier chapitre. La seconde partie a pour objet la description et l'étude théorique des structures envisagées pour la réalisation des micro-miroirs déformables (structure de type « pont » et de type « cantilever ») que nous utiliserons par la suite. Cette étude montre l'influence de leur géométrie et de leur structure sur leurs caractéristiques électriques (tension d'actionnement, ...) et mécaniques (fréquence de résonance, ...). Je décris ensuite les différentes étapes nécessaires à la réalisation de ces micro-miroirs, avant de présenter les caractéristiques optiques des composants fabriqués. Ces caractérisations (limitées au cas des composants de type cantilever) ont notamment été réalisées grâce à la mise en place de deux dispositifs (analyse interférométrique et analyse de front d'onde) visant à observer leur comportement en dynamique.

II. Les MOEMS : des MEMS pour l'optique

Le terme MOEMS désigne les systèmes qui associent des fonctions optiques et électromécaniques. Par rapport aux éléments d'optique massifs, ils bénéficient du savoir-faire de la technologie de la microélectronique offrant un fort potentiel de miniaturisation et de fabrication de masse, tout en apportant de nouvelles fonctionnalités. Ils sont donc plus petits, plus légers, plus rapides et moins chers que leurs homologues massifs. Le fait de pouvoir intégrer des parties opto-mécaniques mobiles et des micro-actionneurs a ouvert un grand nombre de nouvelles opportunités pour les systèmes optoélectroniques car un petit déplacement peut suffire à réaliser une fonction importante dans un système optique. De plus, grâce aux MOEMS, des composants opto-mécaniques complexes peuvent être intégrés sur une même puce de silicium. En effet, ils offrent par exemple la possibilité d'agencer des matrices de micro-miroirs sur un même substrat. Ce substrat de silicium, sur lequel les dispositifs MEMS naissent à travers différentes étapes de dépôt et/ou gravure, présente un plan de référence et une qualité de surface très avantageux pour les applications optiques, notamment pour celles qui nécessitent l'association de plusieurs composants dans le but de réaliser une fonction complexe, telles que l'optique adaptative ou les systèmes de projection d'images. Bien évidemment les microsystèmes électromécaniques sont très différents les uns des autres en fonction de leur application et peuvent comporter un nombre important d'étapes de fabrication, ce qui complexifie grandement leur réalisation mais permet d'obtenir des composants plus complets offrant de multiples possibilités.

Les MEMS optiques sont capables de remplir les fonctions de base de l'optique, que sont la réflexion, la réfraction, la diffraction ou encore l'atténuation. Ils peuvent ainsi modifier le profil, la direction, l'intensité, la phase ou même le front d'onde d'un faisceau lumineux. Ce contrôle du faisceau se fait souvent à travers le déplacement d'un objet (miroir) mais peut également, par exemple, être réalisé en imposant une contrainte mécanique sur une fibre ayant un effet optique (biréfringence). Les MOEMS sont d'autant plus attractifs pour la réalisation de toutes ces fonctions qu'ils peuvent y associer des propriétés intrinsèques telles que l'achromaticité et l'insensibilité à la polarisation.

III. Applications des MOEMS

L'introduction d'une composante optique dans le domaine des MEMS a ouvert des champs d'applications considérables pour ces dispositifs, que ce soit dans les domaines des télécommunications, de l'astronomie, de l'automobile, de l'avionique ou encore du génie biologique et médical. Ces composants bénéficient des attributs maintenant bien établis des microsystemes en général qui les rendent si attractifs pour le développement industriel et commercial (production de masse bas coût). Citer de façon exhaustive les applications utilisant des MOEMS est un véritable challenge et n'est pas le sujet de ce mémoire. C'est pourquoi cette partie ne fait que donner des applications, parmi les plus courantes, bénéficiant de cette technologie, en dehors du déclenchement de sources lasers, déjà décrit au chapitre précédent.

III.1. Les premières bénéficiaires : les télécommunications

Le domaine des télécommunications a été le premier à intégrer des dispositifs MOEMS, à l'instar de leurs homologues des radiofréquences. L'utilisation de MOEMS est devenue la solution la plus attractive pour la commutation optique car elle révolutionne les télécommunications par fibre optique. En effet, à une époque où l'on souhaite développer des réseaux de télécommunications « tout optique » de très haut débit, les MOEMS permettent le routage ou l'adressage reconfigurable de signaux optiques sans passer par un interfaçage optique/électrique et les inconvénients qui leur sont inhérents (débit limité, systèmes de conversion optique/électrique, encombrement, coût élevé, etc.). Le principe de l'implémentation d'une matrice de composants MOEMS pour l'adressage de signaux optiques est présenté sur la Figure 2-1 [1].

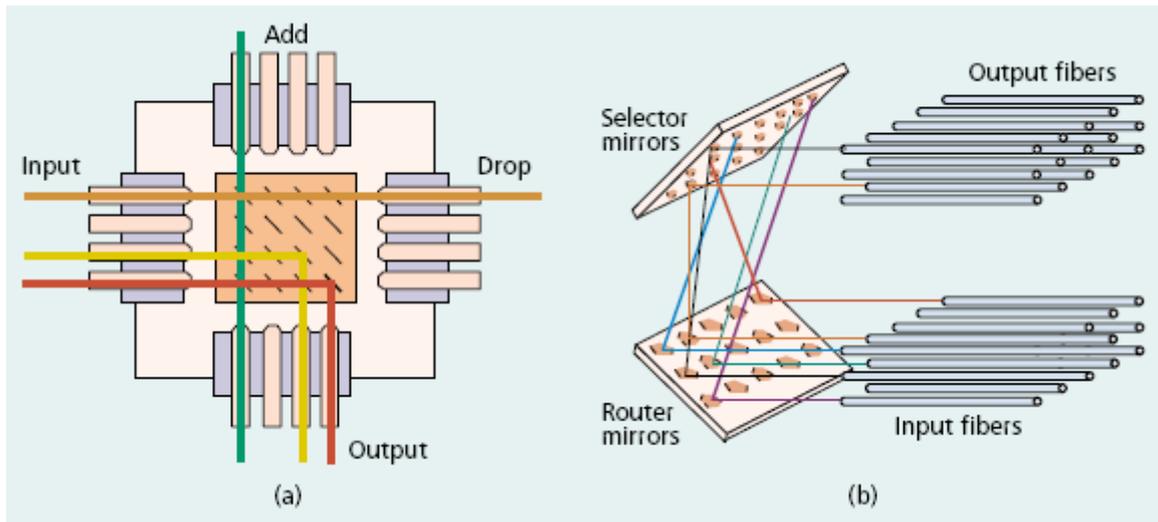


Figure 2-1 : Principe de réalisation d'interconnexions dans des réseaux optiques 2D (a) et 3D (b) en technologies MEMS [1].

La Figure 2-2 montre un exemple concret de routage réalisé par MOEMS, à travers le déplacement d'un obturateur ou d'un réflecteur en silicium qui vient s'intercaler entre deux voies de communication. On peut remarquer dès à présent que la puce intègre également les extrémités de fibres optiques.

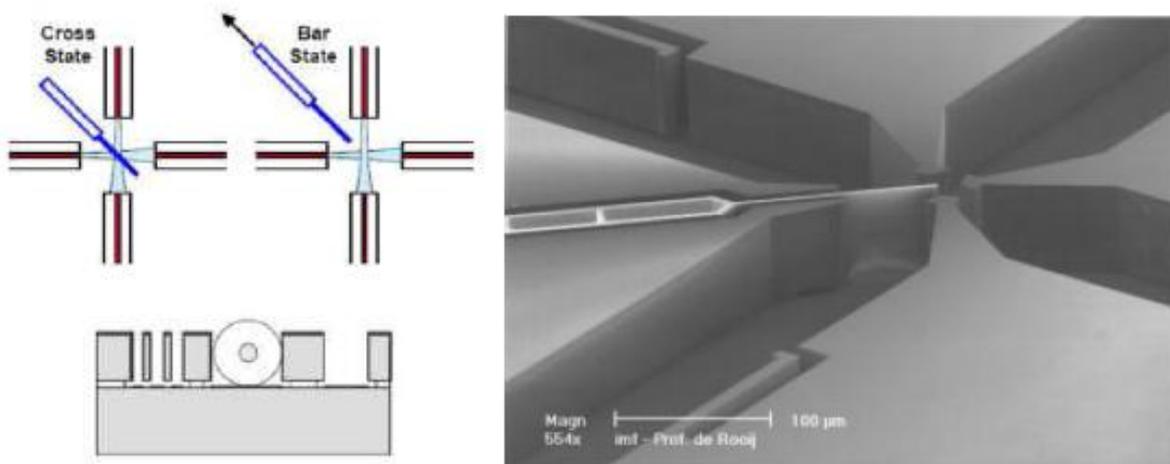


Figure 2-2 : Fonction de commutation optique réalisée par un miroir mobile de type MEMS [2].

Jing et col. ont également montré la possibilité de réaliser des lignes à retard pour les réseaux de télécommunications optiques [3]. Le dispositif est placé à l'extrémité d'une fibre lentillée dont le rayonnement subit de multiples réflexions à travers le dispositif MOEMS, avant d'être redirigé vers la fibre de sortie. La partie mobile du dispositif permet d'ajuster la longueur du trajet parcouru par le faisceau le traversant (Figure 2-3).

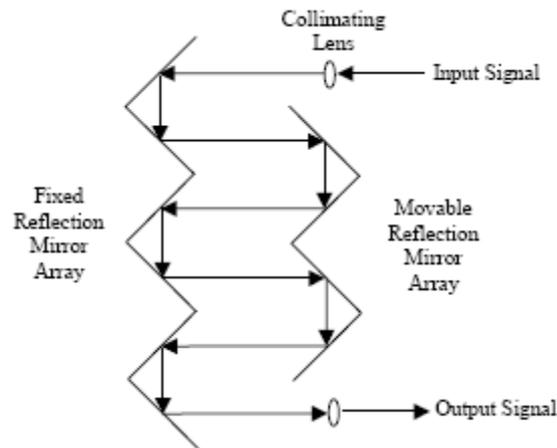


Figure 2-3 : Ligne à retard optique basée sur un dispositif MEMS [3].

III.2. Affichage et projection d'images

Un des plus grands succès des MOEMS est certainement le système DLP® (Digital Light Processor) développé par Texas Instruments pour la projection d'images. Il s'agit d'un système associant une matrice de micro-miroirs de type DMD (Digital Mirror Device) placée sur une puce CMOS, une source de lumière, un élément chromatique et une lentille de projection. La puce peut comprendre jusqu'à 2 millions de DMD (ayant une dimension de l'ordre de 10 μm de côté) selon la résolution requise et n'est pas plus grande qu'un timbre poste. Les miroirs de type DMD (Figure 2-4) sont des miroirs inclinables avec un angle allant jusqu'à 10 degrés qui dévient le faisceau lumineux vers la lentille de projection.

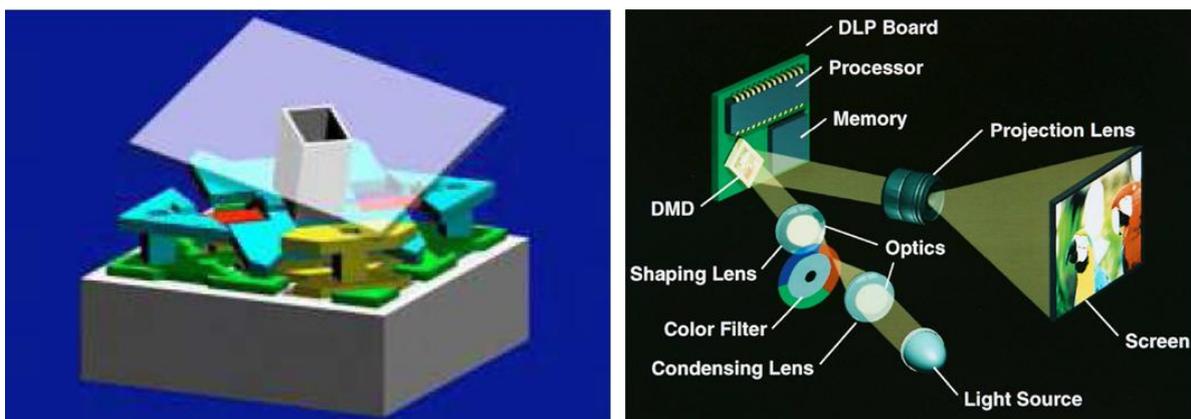


Figure 2-4 : Micro-miroir DMD réalisé par Texas Instruments et intégration dans un système DLP®.

Actuellement, ces puces sont utilisées pour la projection d'images (vidéo-projection), la télévision (écrans plats en technologie DLP®), la cinématographie ou, très récemment, la réalisation de pico-projecteurs intégrables dans les téléphones mobiles.

III.3. Imagerie biomédicale et microscopie

Les micro-miroirs de type MEMS sont également de plus en plus présents dans le domaine de l'imagerie par endoscopie optique, où leur rôle est d'orienter un faisceau optique selon un ou deux axes en vue de balayer la zone à imager. Contrairement au DLP, il s'agit alors d'un seul miroir inclinable, comme le montre la Figure 2-5, orientable suivant 2 axes.

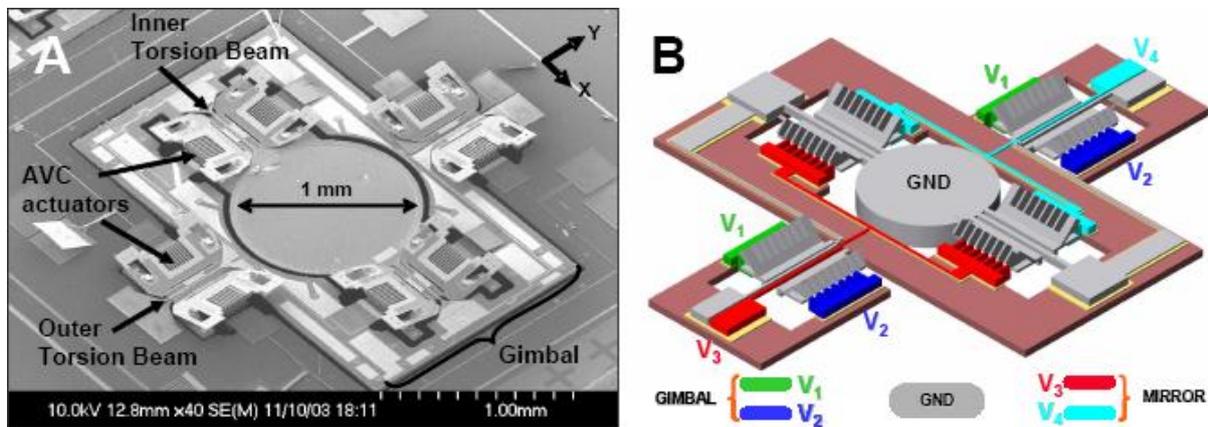


Figure 2-5 : Photo prise au MEB (A) et schéma électrique (B) d'un micro-miroir destiné au balayage optique 2D [4].

La membrane a un très grand diamètre (1 mm) comparée à celles citées précédemment, et présente des fréquences de résonance de 140 et 463 Hz suivant la direction (x ou y). Le choix de la technologie MEMS apporte au système des avantages tels que la miniaturisation, une vitesse de balayage élevée et une fabrication de masse à faible coût, malgré une réalisation sophistiquée.

III.4. Instrumentation astronomique

L'imagerie astronomique haute résolution a également mis en évidence le potentiel des microcomposants électromécaniques. L'application principale des MOEMS dans ce domaine est liée à l'optique adaptative. En effet, la conception des nouvelles générations de

grands télescopes nécessite la maîtrise des techniques avancées d'optique adaptative permettant de corriger les aberrations optiques induites par les perturbations atmosphériques ou par les imperfections locales des miroirs. Ces techniques, basées sur l'emploi de miroirs déformables, et les dispositifs MOEMS sont particulièrement intéressants alors que la densité d'actionneurs par unité de surface tend à augmenter ces dernières années. Ces miroirs déformables, une fois asservis, permettent une compensation des déformations de front d'onde en temps réel. Typiquement, le miroir déformable est constitué d'une membrane souple dont la planéité est modifiée à l'aide d'actionneurs indépendants, dont la Figure 2-6 montre un exemple.

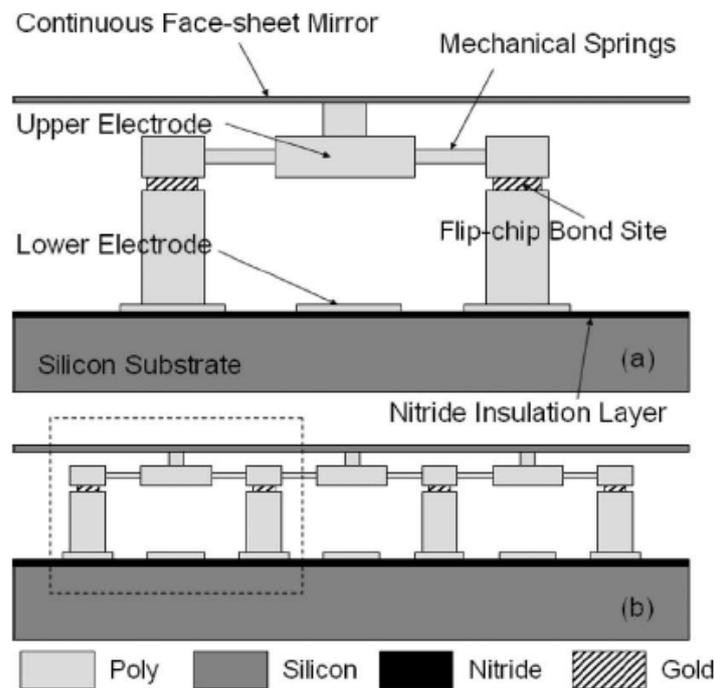


Figure 2-6 : Schéma d'un dispositif MOEMS de type membrane continue pour l'optique adaptative, pour un seul pixel (a) et pour un arrangement de pixels (b) [5].

L'optique adaptative est un très bon exemple d'application nécessitant des microsystèmes complexes. Le but est de mettre au point une membrane déformable réfléchissante possédant une très grande largeur transverse (1 cm voire plus) avec un très grand nombre d'actionneurs. Il est alors possible d'obtenir une variation localisée de la forme de ce miroir afin de compenser les aberrations optiques sus-citées. Bien évidemment la résolution transverse (qui dépend de la densité d'actionneurs) doit être la plus grande possible. Les déformations verticales sont comprises entre quelques dizaines de nanomètres

et quelques micromètres. La mise au point d'un tel système est alors très difficile et nécessite une technologie éprouvée et particulièrement performante.

Ces quelques exemples démontrent que la technologie MEMS appliquée au domaine de la photonique a atteint une certaine maturité en élaborant des microcomposants d'architecture parfois très complexe, performants et adaptés à une production en grand nombre. Cependant, comme je l'ai évoqué dans le chapitre 1, ces composants sont encore peu explorés dans le domaine des sources lasers.

IV. Etude de micro-miroirs déformables pour l'intégration dans des sources lasers impulsives fibrées

IV.1. Choix de la structure

Les modulateurs actifs utilisés dans les sources lasers pour la génération d'impulsions sont généralement encombrants, présentent parfois de fortes pertes d'insertion (cas de modulateurs acousto-optiques fibrés) ou nécessitent des tensions de commande élevées (modulateurs électro-optiques). Insérer un élément mobile peut être une solution adaptée dans le cas où ce composant est compact et suffisamment rapide. Les objectifs que l'on a cherché à atteindre au cours de ces travaux sont la conception et l'intégration en cavité laser de modulateurs optiques compacts, simples et peu coûteux, adaptés à la génération d'impulsions.

Les quelques micro-miroirs utilisés jusqu'à présent pour la modulation laser sont en général des structures inclinables de type « tip-tilt », complexes à réaliser et peu adaptées à cette fonction (angle de déflexion et vitesse de commutation relativement faibles). C'est pourquoi nous avons opté pour des micro-miroirs à membrane déformable sous l'action d'une force électrostatique, donnant ainsi accès à des dispositifs plus simples donc moins chers, plus compacts et potentiellement plus rapides, donc mieux adaptés à la modulation d'un laser. Nous avons étudié deux structures de conceptions proches. Il s'agit de membranes suspendues, l'une ancrée d'un seul côté (type « cantilever ») et l'autre ancrée

par deux côtés opposés (type « pont »). Comme nous l'avons vu au premier chapitre, la modulation des pertes au sein d'une cavité laser peut conduire à des régimes de fonctionnement impulsionnels différents (Q-Switch, Mode-lock), qui n'ont pas les mêmes exigences sur les caractéristiques du modulateur. De part leur conception quelque peu différente, on peut d'ores et déjà prévoir que les deux types de composants étudiés ne présenteront pas les mêmes caractéristiques en tant que modulateurs.

IV.2. Principe de fonctionnement

A l'heure actuelle, le mode d'actionnement le plus répandu parmi les dispositifs MEMS est l'actionnement électrostatique. En effet, en plus de ne consommer qu'une très faible puissance (peu ou pas de courant), c'est le plus simple à mettre en œuvre car il nécessite seulement deux électrodes conductrices (l'une fixe, l'autre mobile ou intégrée à la zone déformable de la structure), aux bornes desquelles on applique une différence de potentiel. Cette différence de potentiel génère une force électrostatique qui fait fléchir l'électrode mobile vers son électrode d'actionnement. Ce type d'actionnement est particulièrement adapté à l'échelle micrométrique à laquelle une faible puissance électrique suffit à engendrer de fortes densités de champ, facilitant ainsi l'actionnement. Il faut également compter parmi ses atouts des temps de commutation relativement courts (selon la structure étudiée) comparés aux autres modes d'actionnement (thermique, piézoélectrique). Enfin, la technologie MEMS donne accès à de nombreux degrés de liberté concernant le design des composants : à savoir la surface des électrodes, leur écart et la raideur mécanique des ancrages. La compatibilité de l'actionnement électrostatique avec les applications optiques n'est plus à prouver, c'est pourquoi il est à la base de la plupart des systèmes basés sur la technologie MEMS destinés aux applications optiques.

a. L'actionnement électrostatique

L'actionnement électrostatique d'un MEMS est obtenu en employant la force d'attraction de Coulomb entre deux surfaces chargées de potentiels opposés. Ce type d'actionnement s'applique particulièrement à l'échelle micrométrique car l'amplitude de la force d'attraction évolue avec l'inverse du carré de l'écart entre les deux surfaces. La force

électrostatique appliquée entre deux charges ponctuelles peut être calculée à partir de la loi de Coulomb [6] :

$$F_{elec} = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{q_1q_2}{g^2} \quad (i)$$

q_1 et q_2 sont deux charges en coulombs, ϵ est la permittivité et g est la distance entre les deux charges.

Dans la plupart des actionneurs électrostatiques, une membrane conductrice mobile est positionnée au-dessus d'une électrode fixe, séparées par un gap d'air ($\epsilon_r=1$). Dans le cas où les électrodes sont parallèles, la force appliquée entre les deux électrodes est :

$$F_e = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 AV^2}{g^2} \quad (ii)$$

V est la différence de potentiel imposée et A la surface en vis-à-vis des électrodes. La force électrostatique est proportionnelle au carré de la tension appliquée entre les deux électrodes, elle est donc indépendante du signe de cette tension et ne peut être qu'attractive.

Dans la plupart des cas, les forces électrostatiques s'équilibrent avec les forces de rappel mécaniques. La configuration que j'ai exploitée est celle dans laquelle une électrode est constituée par le substrat rigide tandis que l'autre est constituée par une membrane suspendue. La force électrostatique attire la membrane suspendue vers l'électrode inférieure et s'oppose à la force de rappel due à la suspension mécanique. Ces deux forces ne subissent aucune autre forme de résistance, ce qui rend ce mode de fonctionnement relativement efficace d'un point de vue consommation de puissance (quelques microwatts) [1].

Les forces qui interviennent lors de l'actionnement du micro-miroir sont décrites par des formules qui intègrent la constante de raideur, la tension d'actionnement, la fréquence de résonance mécanique (ou le temps de commutation) de la membrane. Ces formules sont les mêmes que celles utilisées pour décrire des structures à l'échelle macroscopique. La différence réside uniquement dans l'ordre de grandeur des paramètres mis en jeu. Les forces mises en jeu peuvent être extrêmement faibles, mais peuvent avoir des effets considérables à ces dimensions.

b. Les forces appliquées à une membrane

Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre une membrane suspendue et l'électrode inférieure, il apparaît une force électrostatique F_e qui tire la membrane vers le bas. Si on maintient cette différence de potentiel suffisamment faible pour ne pas provoquer l'abaissement complet de la membrane, on remarque que celle-ci est en équilibre. Ceci sous-entend qu'il existe une force de rappel F_r qui s'oppose à la force électrostatique (Figure 2-7). Le poids de la partie mobile, à l'échelle de 10^{-10} kg pour les composants réalisés ici, peut-être négligé par rapport aux autres forces qui s'appliquent [7]. C'est donc grâce à cette force de rappel que la membrane tend à retrouver sa position d'origine lorsqu'on cesse d'appliquer la différence de potentiel.

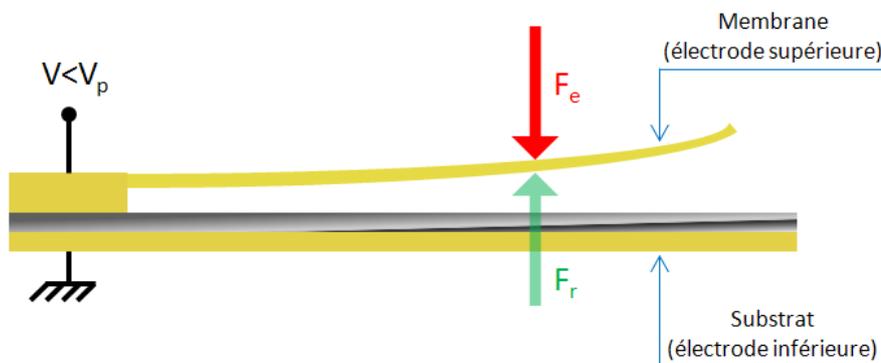


Figure 2-7 : Bilan des forces qui s'exercent sur une membrane métallique suspendue de type cantilever (le substrat fait office d'électrode inférieure). V_p : tension nécessaire à l'actionnement complet.

c. Etude de la force de rappel

Il s'agit de la force qui s'oppose à la force électrostatique. Le comportement mécanique de la membrane peut être assimilé à un ressort auquel serait suspendue une plaque supérieure, attirée par la force électrostatique vers une plaque inférieure fixe (substrat conducteur).

Etant donné que les déflexions considérées sont faibles comparées aux dimensions transverses, le comportement mécanique de la poutre est caractérisé par une constante de raideur linéaire k (N/m) qui induit une force de rappel telle que :

$$F_r = k(g_0 - g) \quad \text{(iii)}$$

g est l'écart entre les électrodes (g_0 : position de repos).

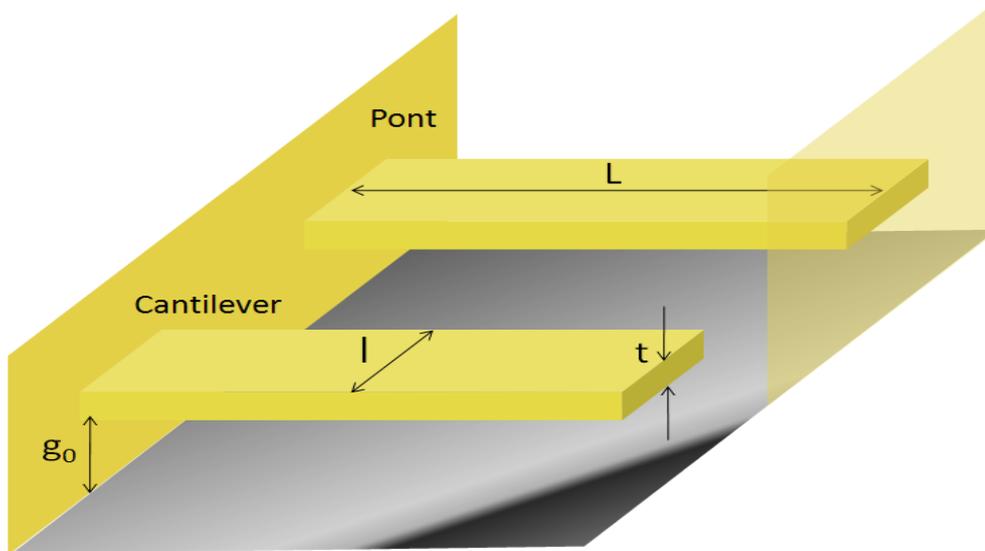


Figure 2-8 : Représentation des structures de base considérées (cantilever et pont).

Pour des structures de géométrie simple comme les cantilevers et ponts étudiés, il est possible de calculer la constante de raideur de façon analytique. L'expression et la valeur de k dépendent bien entendu de la structure étudiée, mais également de la répartition des forces appliquées à la membrane [7]. Ainsi, dans le cas d'une poutre ancrée d'un seul côté, à laquelle est appliquée une force répartie sur toute sa longueur (condition vérifiée par le fait que l'électrode inférieure est constituée par le substrat), l'expression de la constante de raideur k_c est :

$$k_c = \frac{2El}{3} \left(\frac{t}{L}\right)^3 \quad (\text{iv})$$

E est le module de Young du matériau utilisé en GPa, t l'épaisseur de la poutre, l sa largeur et L sa longueur.

Les expressions qui décrivent le fonctionnement électrostatique sont les mêmes pour une structure de type cantilever et pour une structure de type pont, à une exception près : la constante de raideur k . Elle est caractéristique du fonctionnement d'une structure et constitue la base de la description du comportement de celle-ci. L'étude du cas de micro-miroirs de type pont ne diffère donc que par l'expression de sa constante de raideur k_p , qui prend la forme suivante, en considérant également que la force est appliquée sur toute la longueur de la poutre :

$$k_p = 32El \left(\frac{t}{L}\right)^3 + 8\sigma(1-\nu)l \left(\frac{t}{L}\right) \quad (\text{v})$$

ν est le coefficient de Poisson du matériau et σ la contrainte résiduelle de la couche déposée. La première partie de l'équation traduit la raideur de la poutre, tandis que la seconde partie correspond à la contrainte résiduelle de la couche déposée. Ce facteur additionnel transcrit le fait que la membrane est étirée lors de l'actionnement du fait des ancrages aux deux extrémités. Ceci explique pourquoi ce terme n'apparaît pas dans le cas d'un cantilever.

Une particularité de l'actionnement électrostatique qui peut s'avérer être un atout, est qu'il présente une instabilité. En effet, il n'est pas possible de contrôler linéairement la déformation de la membrane jusqu'au contact. La force électrostatique et la force de rappel peuvent s'équilibrer car les deux augmentent avec la réduction de l'écart entre les électrodes. Néanmoins, la force électrostatique évolue avec le carré de cet écart (g) tandis que la force de rappel évolue linéairement (équations (ii) et (iii), respectivement). Il existe donc un point à partir duquel la force de rappel ne peut plus compenser la force électrostatique, l'équilibre entre les deux forces n'est alors plus possible. La membrane vient alors soudainement au « contact » de l'électrode inférieure. Même si ce n'est pas le cas pour toutes les applications, cette instabilité est un atout pour nos travaux car il limite le niveau de tension nécessaire à l'actionnement et donne accès à des temps de commutation plus courts, comparé au cas où les forces s'équilibreraient jusqu'au contact.

En faisant le bilan des forces à l'équilibre et en le remplaçant par leurs expressions, on obtient :

$$-\frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 L l V^2}{g^2} + k(g_0 - g) = 0 \quad (\text{vi})$$

Ceci permet d'exprimer la différence de potentiel en fonction de la distance entre les électrodes g :

$$V = \sqrt{\frac{2k}{\epsilon_0 L l} g^2 (g_0 - g)} \quad (\text{vii})$$

Cette expression permet de tracer l'évolution bien connue de la distance entre les électrodes en fonction de la tension appliquée à leurs bornes (Figure 2-9).

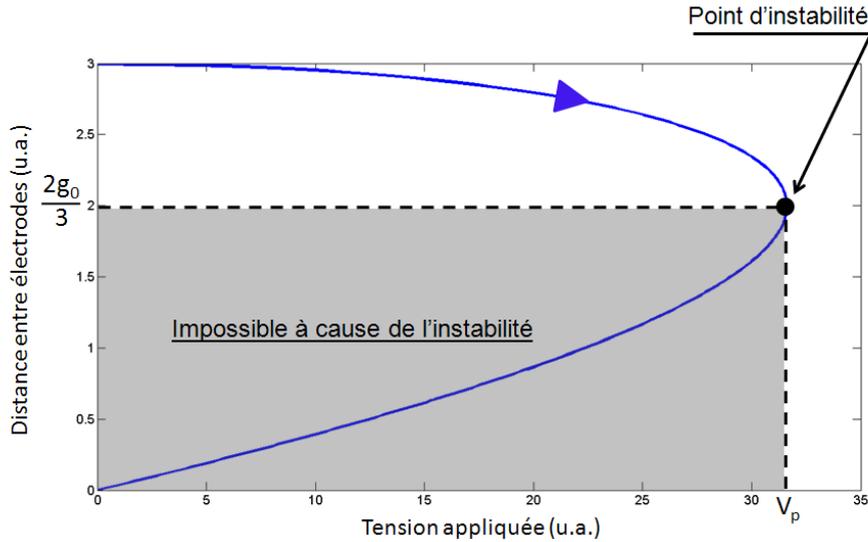


Figure 2-9 : Evolution de l'écart entre les électrodes en fonction du niveau de tension appliqué pour une membrane suspendue.

Ce tracé montre qu'il semble exister deux valeurs de g possibles pour chaque niveau de tension appliqué. En réalité, dès lors que l'on atteint un niveau de tension suffisant pour réduire l'écart entre les électrodes d'un tiers ($g = 2g_0/3$, point d'instabilité sur la Figure 2-9), l'actionnement (affaissement de la membrane sur l'électrode inférieure) est inévitable. On peut ainsi en déduire la valeur de la tension d'actionnement de l'équation précédente :

$$V_p = \sqrt{\frac{8k}{27\varepsilon_0 L l}} g_0^3 \quad (\text{viii})$$

On peut percevoir que la tension d'actionnement V_p dépend fortement de la distance initiale entre les électrodes g_0 . En revanche, bien que l'expression de V_p contienne le terme l correspondant à la largeur de l'électrode, elle en est totalement indépendante car la constante de raideur k évolue également linéairement avec l .

La pulsation propre du système est donnée par les relations suivantes [8] ;
pour une poutre de type cantilever :

$$\omega_{0c} = 1,019 \frac{t}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{ix})$$

et pour un pont :

$$\omega_{0p} = 6,48 \frac{t}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{x})$$

Où t et L sont respectivement l'épaisseur et la longueur de la poutre (Figure 2-8), E et ρ sont le module de Young et la masse volumique des matériaux utilisés. On peut donc remarquer que la fréquence de résonance évolue de façon quadratique avec la longueur du cantilever et du pont. Elle est indépendante de leur largeur.

La solution de l'équation différentielle donnant la déflexion de la poutre en fonction du temps à l'aide du principe fondamental de la dynamique, permet d'évaluer le temps de commutation t_s du dispositif (considéré comme le temps nécessaire pour passer de la position de repos à la position pour laquelle les deux électrodes sont en contact) en fonction de sa pulsation propre ω_0 [7] :

$$t_s = 3,67 \frac{V_p}{V_{app}\omega_0} \quad (xi)$$

Comme attendu, on remarque que ce temps est inversement proportionnel à la fréquence de résonance du système, mais également au rapport de la tension appliquée V_{app} sur la tension d'actionnement V_p .

IV.3. Bilan

Les expressions citées ci-dessus permettent de dimensionner les micro-miroirs que nous souhaitons concevoir pour moduler des sources lasers. Les caractéristiques géométriques et structurelles des micro-miroirs réalisés lors de la thèse de *David Bouyge* ont servi de point de départ à nos investigations. Le graphe sur la Figure 2-10 représente l'évolution de la fréquence de résonance d'un cantilever bicouche (épaisseurs or et chrome : $1,3 \mu\text{m}$ et $0,2 \mu\text{m}$ de modules d'Young $E_{or} = 78.10^3 \text{ MPa}$ et $E_{Cr} = 289.10^3 \text{ MPa}$) en fonction de sa longueur pour une largeur de $50 \mu\text{m}$ et une épaisseur de $1,5 \mu\text{m}$. Cette courbe est calculée à partir de la relation (ix) en prenant en compte le module de Young et la masse volumique équivalents.

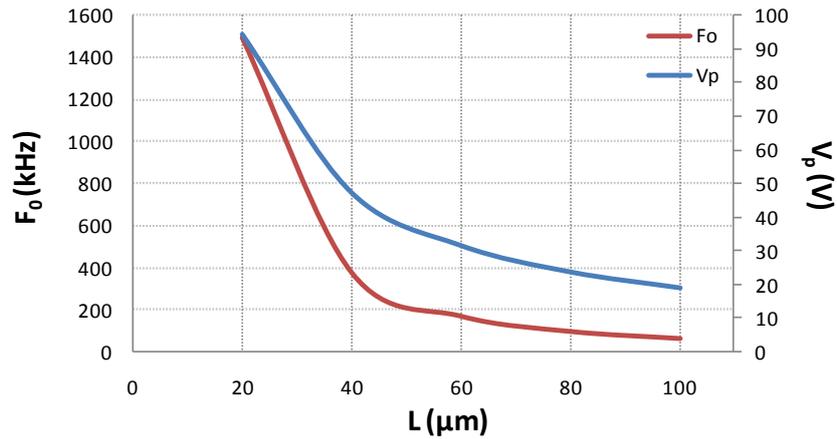


Figure 2-10 : Evolution de la fréquence de résonance mécanique et de la tension d'actionnement d'un cantilever en fonction de sa longueur.

Cette courbe montre que dans l'intérêt de l'application visée, il convient de ne pas sur-dimensionner le composant si l'on souhaite atteindre de hautes fréquences de modulation, supérieures à la centaine de kilohertz. On remarque également que la tension d'actionnement pour laquelle la membrane est plaquée au substrat, conserve une valeur raisonnable même pour des longueurs très courtes jusqu'à environ $20 \mu\text{m}$.

L'évolution décrite sur la Figure 2-10 est strictement la même pour une structure de type pont, mais les tensions d'actionnement et les fréquences de résonance sont supérieures avec des rapports respectifs de 4 et 6, pour des membranes de mêmes dimensions (Figure 2-11). L'augmentation des fréquences de résonance peut-être un avantage, notamment pour un fonctionnement laser en régime mode-lock, mais elle s'accompagne d'une élévation du niveau de tension nécessaire à l'actionnement. C'est la principale raison pour laquelle les structures de type pont sont réalisées avec des épaisseurs moindres. Ceci permet d'en limiter la raideur, donc de conserver une valeur de tension d'actionnement raisonnable. Les composants MOEMS de type pont que nous réalisons ont en général une épaisseur de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, ce qui conduit à une fréquence de résonance supérieure à 100 kHz et à une tension d'actionnement de 45 V (Figure 2-11) pour une membrane de même longueur que le cantilever cité précédemment ($100 \mu\text{m}$). La miniaturisation des MOEMS de type pont est ici limitée par la tension nécessaire à l'actionnement, qui atteint rapidement la limite des 100 V que nous nous sommes fixés.

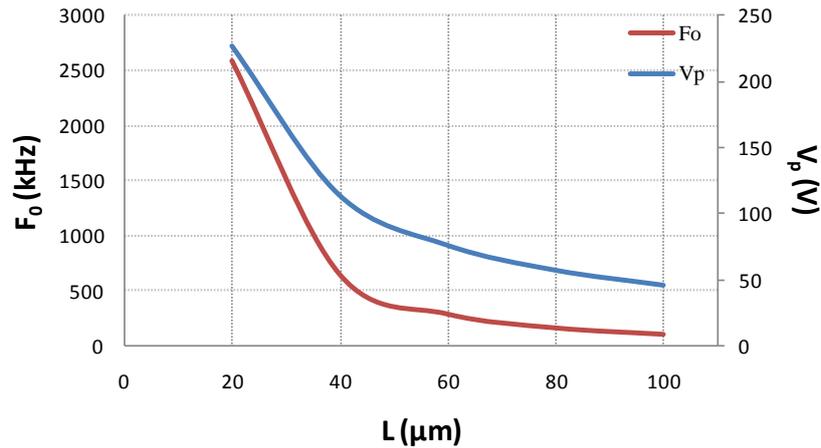


Figure 2-11 : Evolution de la fréquence de résonance mécanique et de la tension d'actionnement d'un composant MOEMS de type pont en fonction de sa longueur.

Enfin, ces analyses montrent que la tension d'actionnement est indissociable de la fréquence de résonance et qu'elle constitue un des principaux facteurs limitant la montée en fréquence des micro-miroirs. D'autre part il existe un compromis à trouver entre la rapidité du modulateur (fréquence de résonance élevée) et le fort taux de modulation qu'il impose. L'amplitude de mouvement de la membrane doit imposer une déflexion suffisante du faisceau laser, ce que l'on caractérisera par la suite.

V. Réalisation des micro-miroirs

Il existe presque autant de protocoles de fabrication de MEMS que de type de MEMS différents. Ils diffèrent par le choix du matériau structural, du type d'actionnement, ou encore du diélectrique. La complexité du design du composant accroît rapidement la difficulté de réalisation à travers l'augmentation du nombre d'étapes de micro-fabrication (masques à utiliser, niveaux de photolithographie). Les procédés que nous employons au sein du laboratoire Xlim ne sont autres que les techniques standard de lithographie UV, de dépôt et de gravure de matériaux en couches minces. Les architectures relativement simples que j'étudie limitent le nombre de masques entre 2 et 5 (pour les plus complexes). La réalisation de ces masques constitue donc la première étape de la réalisation des MOEMS. Ci-après sont représentés deux masques représentatifs que j'ai conçus pour la réalisation de cantilevers.

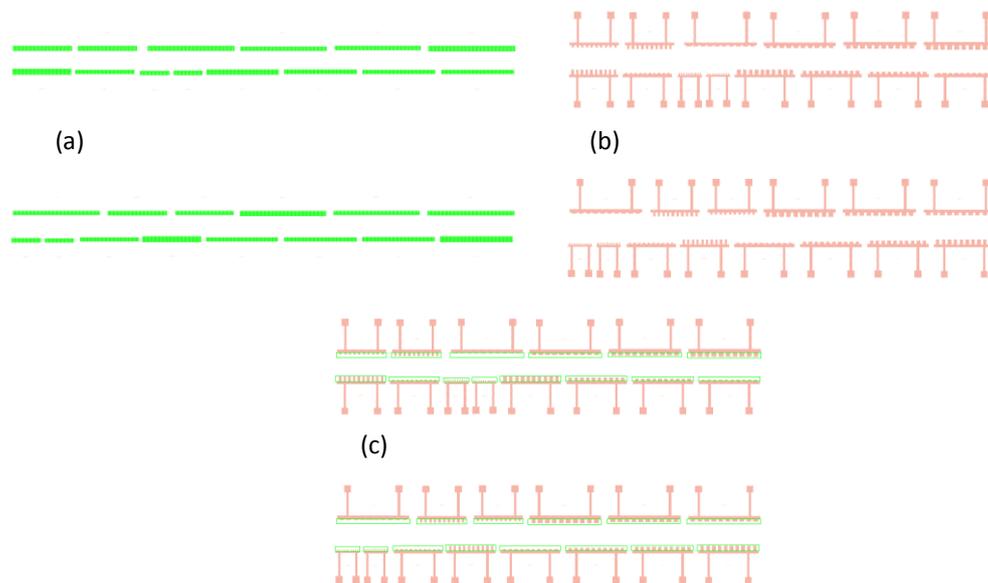


Figure 2-12 : Masques pour la couche sacrificielle (a) et pour la couche structurale (b) (membranes et ancrages) de cantilevers de différentes dimensions, superposition des deux masques (c)

V.1. Procédé de fabrication des MOEMS cantilever

Les composants MOEMS que nous réalisons sont fabriqués avec la technique de micro-usinage en surface des substrats de silicium (Si). Les substrats dont nous disposons ont une épaisseur de 525 μm et sont recouverts de chaque côté par une couche de dioxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur 1 μm . Une des deux couches de dioxyde de silicium est retirée pour avoir directement accès au substrat de silicium qui servira d'électrode inférieure, la couche de dioxyde de silicium restante servant (face avant) alors de diélectrique (isolant), sur laquelle sera fabriqué le composant.

Les matériaux de base utilisés pour la fabrication sont : une couche sacrificielle (résine) et une couche structurale (Cr-Au) contenant notamment une couche pour le contrôle du stress de la membrane suspendue (Cr). L'épaisseur de la couche sacrificielle détermine la hauteur du gap d'air (g_0) entre les deux électrodes. La couche structurale constitue l'élément principal de l'électrode mobile et influence directement le comportement de la structure à travers les caractéristiques du matériau utilisé. Enfin, la couche « de stress » détermine la courbure de la membrane. Notons tout de même la présence d'une dernière couche, utile uniquement à l'aspect miroir du composant. Il s'agit d'une couche d'or déposée par évaporation afin d'optimiser l'aspect réfléchissant de la membrane. En effet, la technique de dépôt par évaporation offre une meilleure qualité de

surface même si la faible épaisseur de cette dernière couche (environ 100 nm) la rend quelque peu dépendante de la rugosité de la couche sur laquelle elle est déposée. La qualité de surface des micro-miroirs sera évaluée à partir d'une des techniques de caractérisation que nous verrons par la suite.

Une fois le substrat prêt (après nettoyage et séchage), la première étape consiste à déposer la résine sacrificielle aux endroits où seront placées les futures membranes. On dépose alors une résine photosensible sur tout le substrat, sur laquelle on définit les motifs du premier masque par photolithographie et gravure humide (Figure 2-13).

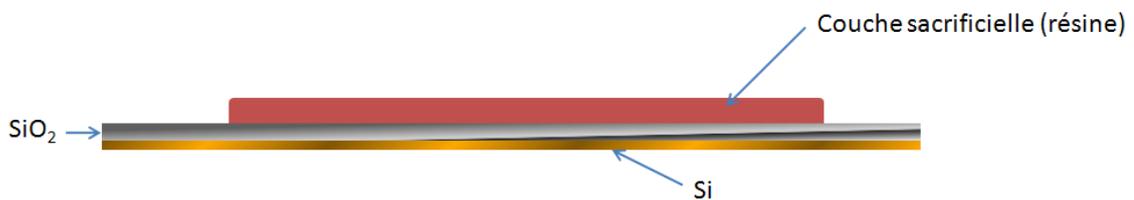


Figure 2-13 : Dépôt de la résine sacrificielle et définition des motifs suivant le premier niveau de masque.

L'étape suivante consiste à fabriquer par électrolyse une couche d'or relativement épaisse (1,5 μm) qui constitue la couche structurale de la membrane. Il faut tout de même déposer au préalable deux fines couches par évaporation, l'une de chrome (environ 50 Å) et l'autre d'or (1000 Å). La première sert d'accroche pour l'or, ce dernier ayant une mauvaise adhérence sur le substrat. La seconde couche sert d'accroche pour l'électrolyse qui suit (Figure 2-14).

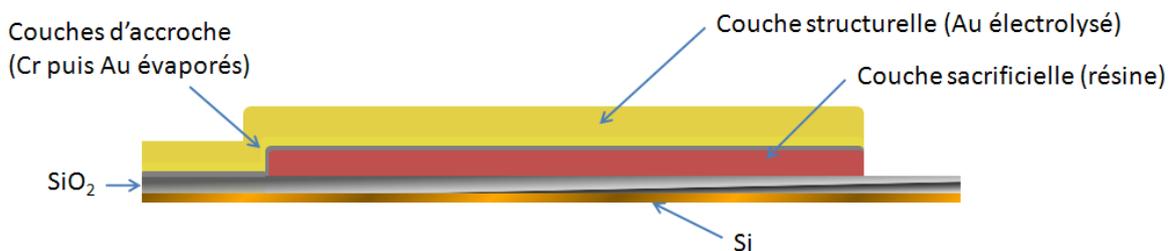


Figure 2-14 : Dépôt de la couche structurale (Au : 1,3 μm).

Une nouvelle étape de dépôt par évaporation intervient à ce stade. Une couche de 125 Å de chrome est déposée pour imposer une contrainte à la membrane et créer une courbure pour une meilleure déflexion du faisceau incident (en jouant sur la dissimilitude

entre les contraintes intrinsèques des matériaux : chrome en tension et or en compression), puis une dernière couche d'or (1000 Å) assure une réflectivité correcte (environ 80%) à la membrane (Figure 2-14).

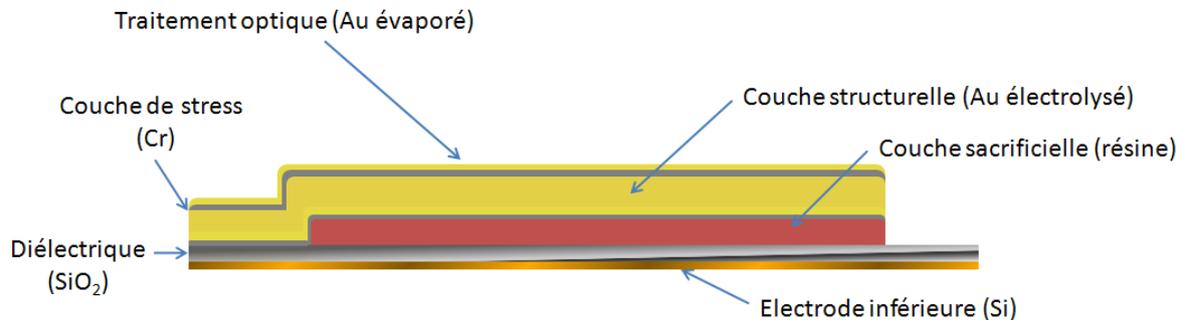


Figure 2-15 : Superposition des dépôts lors de la fabrication d'un cantilever.

A ce stade, toute la surface de la puce est recouverte de métal, une dernière étape de gravure est donc nécessaire pour la réalisation des micro-miroirs. Il faut donc de nouveau déposer une couche de résine photosensible qui est ensuite insolée suivant le motif du deuxième masque. Le développement fait disparaître les dépôts non nécessaires et laisse apparaître les motifs du dispositif MOEMS (pas encore redressés) ainsi que les électrodes.

La dernière étape consiste alors à retirer la résine sacrificielle sous les membranes (dissolution dans des solvants spécifiques) et « libérer » les MOEMS qui adoptent alors la structure en trois dimensions souhaitée (Figure 2-16). La « libération » se fait dans un dispositif de séchage à point critique en CO₂. Cette technique permet le séchage des composants en évitant les phénomènes d'adhésion dus aux forces de capillarité, pouvant provoquer le collage de la membrane sur le substrat.

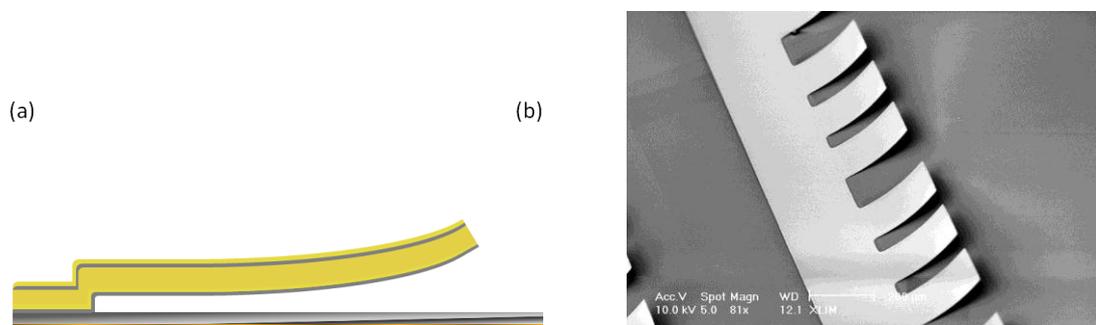


Figure 2-16 : Profil d'un micro-miroir (a), photo MEB de cantilevers (b).

V.2. Principe de fonctionnement

Les membranes suspendues font office de micro-miroirs pour les applications que nous envisageons. Elles constituent également l'électrode supérieure du dispositif, l'électrode inférieure étant constituée par la face arrière du substrat de silicium. Ainsi, lorsqu'une différence de potentiel ($>V_p$) est appliquée entre ces deux électrodes, une force électrostatique attire la membrane vers le substrat. Elle se déforme alors jusqu'à venir en contact avec le substrat (Figure 2-17).

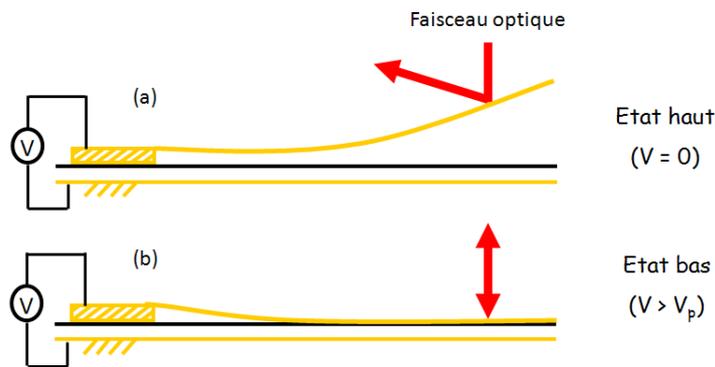


Figure 2-17 : Schéma simplifié d'une membrane suspendue au repos (a) puis actionnée (b).

Les niveaux de tension nécessaires à l'actionnement dépendent des dimensions géométriques du dispositif et sont données au cours de ce chapitre.

V.3. Application aux miroirs de type pont

Les étapes de réalisation des MOEMS de type pont diffèrent très peu de celles présentées ci-dessus. La différence principale réside dans le fait que la membrane ne subit pas d'électrolyse, son épaisseur devant rester faible (maximum $0,5 \mu\text{m}$), elle est accessible par évaporation thermique. Il est donc nécessaire de dessiner un masque supplémentaire pour la protection de la membrane durant l'électrolyse qui permet de rigidifier les ancrages. De plus, le deuxième masque est modifié afin d'ajouter un deuxième ancrage à l'autre extrémité des membranes (Figure 2-18).

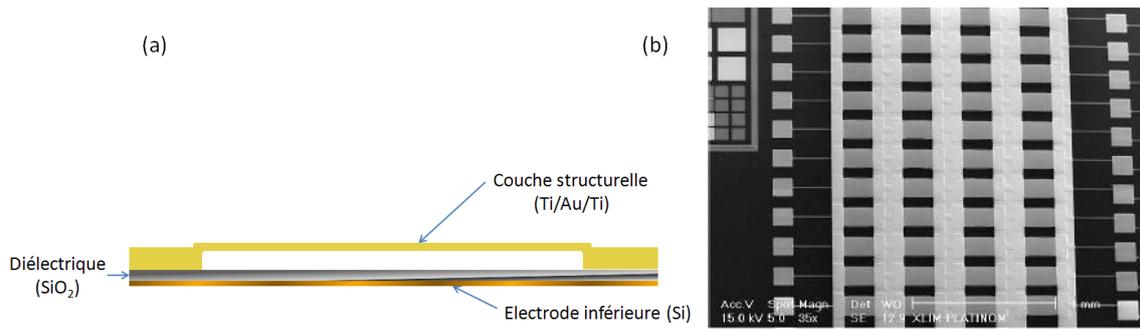


Figure 2-18 : Profil d'un MOEMS de type pont (a), photo MEB d'une matrice de micro-miroirs (b) [65].

VI. Caractérisations structurales, électriques et optiques des composants réalisés

VI.1. Mesure du profil géométrique des membranes suspendues

Dans un premier temps, il est nécessaire de s'intéresser à la mesure du profil des micro-miroirs que j'ai réalisés. En effet, le dépôt des couches de stress (Cr) par évaporation induit une erreur potentielle sur l'épaisseur de ces couches, notamment parce qu'il est lancé et stoppé manuellement. Or, de faibles variations de ces épaisseurs conduisent à de fortes variations du profil suivant les dimensions des différents MOEMS. Nous avons mesuré les profils de cantilevers de différentes dimensions à l'aide de l'interféromètre FOGALE NANOTECH-MICROSURF 3D (d'une résolution verticale de 1 nm), ceci afin d'en déduire l'amplitude verticale (flèche δ) et le rayon de courbure des membranes (R_c), qui sont les paramètres qui caractérisent la déflexion du faisceau optique (Figure 2-19). Nous avons réalisé et étudié des composants de différentes dimensions, comprises entre $l \times L = 25 \times 25 \mu\text{m}^2$ et $l \times L = 100 \times 200 \mu\text{m}^2$.

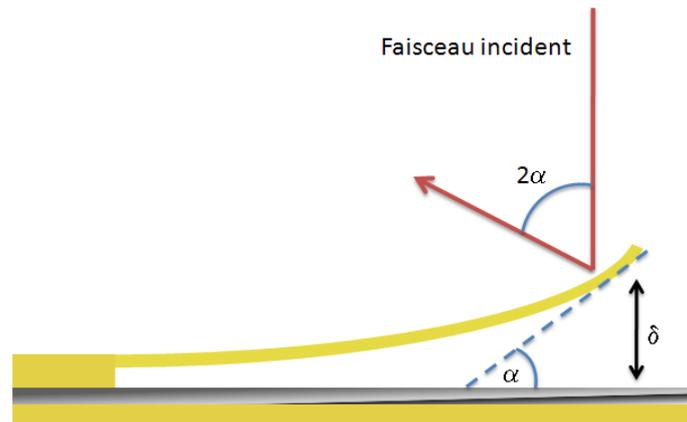


Figure 2-19 : Amplitude verticale (δ) et angle de déviation (2α) imposés par la membrane des composants MOEMS.

La Figure 2-20 montre des exemples de mesures en 3D obtenues grâce à l'interféromètre FOGALE.

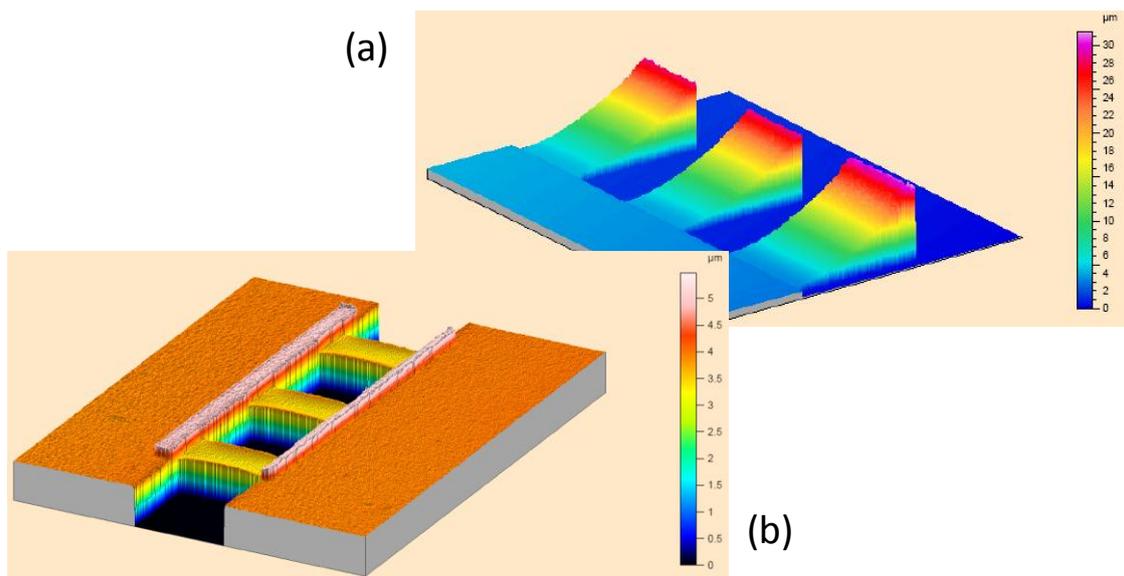


Figure 2-20 : Visualisations 3D des composants type cantilever (a) ou pont (b) obtenues par interférométrie optique.

Il est possible ensuite d'extraire les profils correspondants, en traçant les coupes souhaitées, comme le montre l'exemple de la Figure 2-21.

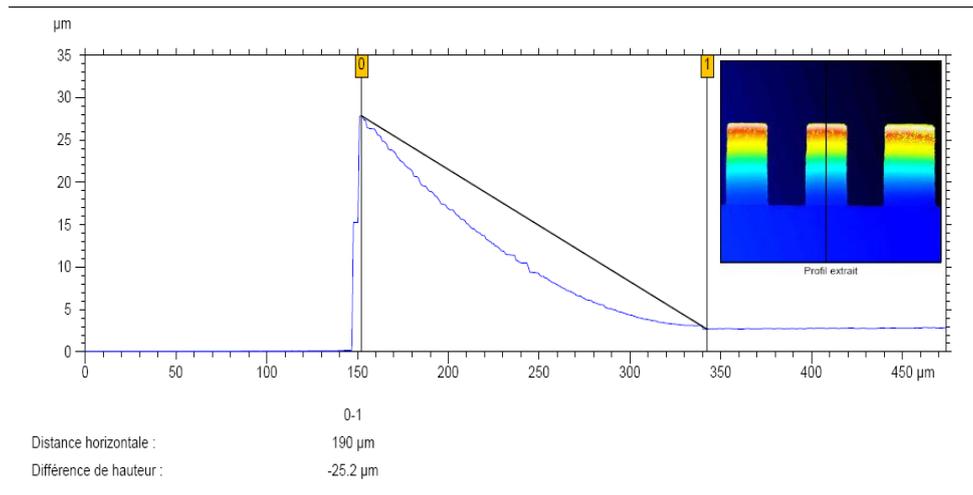


Figure 2-21 : Exemple de profil en coupe restitué par l'interféromètre pour un composant de type cantilever.

Dans un premier temps, nous avons souhaité comparer les profils de membranes de différentes longueurs pour une largeur constante. C'est ce que montre la Figure 2-22 pour des micro-miroirs de 50 µm de largeur, dont la structure inclut une couche « de stress » (Cr) de 135 Å d'épaisseur. Les mesures ainsi effectuées peuvent servir d'étalon et permettent de vérifier que le profil des composants fabriqués sur un même substrat (donc possédant des épaisseurs de couches strictement identiques) évolue de la même manière quelque soit la longueur de la membrane, et que le rayon de courbure est quasi indépendant de cette longueur. Ceci appuie également l'hypothèse selon laquelle le poids de la membrane peut être négligé lors de l'étude de son comportement.

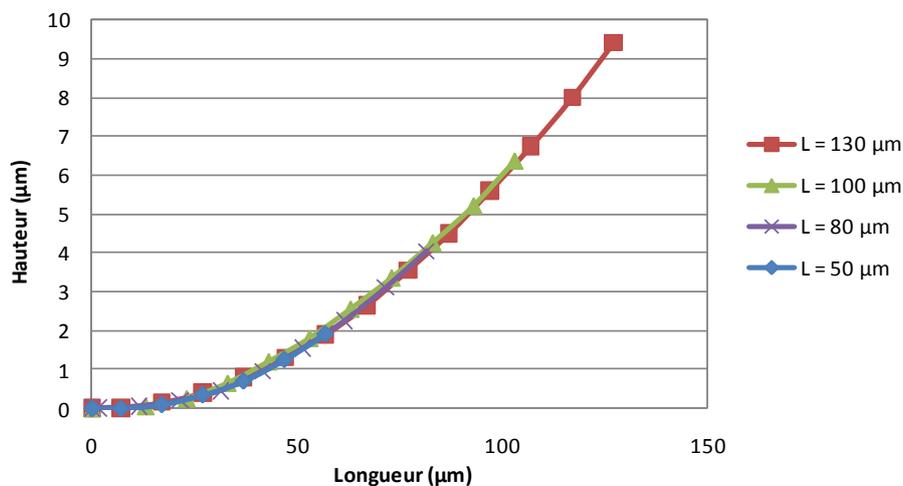


Figure 2-22 : Profils de membranes de différentes longueurs.

Aussi, à partir de ces tracés, nous pouvons déduire une loi d'évolution permettant de prévoir la déflexion imposée au faisceau optique par la membrane, quelque soit sa longueur (en regard de l'épaisseur des couches déposées), à partir du rayon de courbure calculé. Si on prend l'exemple des MOEMS cités ci-dessus, de rayon de courbure moyen 840 μm , l'évolution de l'amplitude verticale (i.e. hauteur de l'extrémité de la membrane par rapport à l'ancrage) en fonction de la longueur de la membrane (qui influence directement la discrimination optique entre l'état haut et l'état bas du composant) est celle de la Figure 2-23.

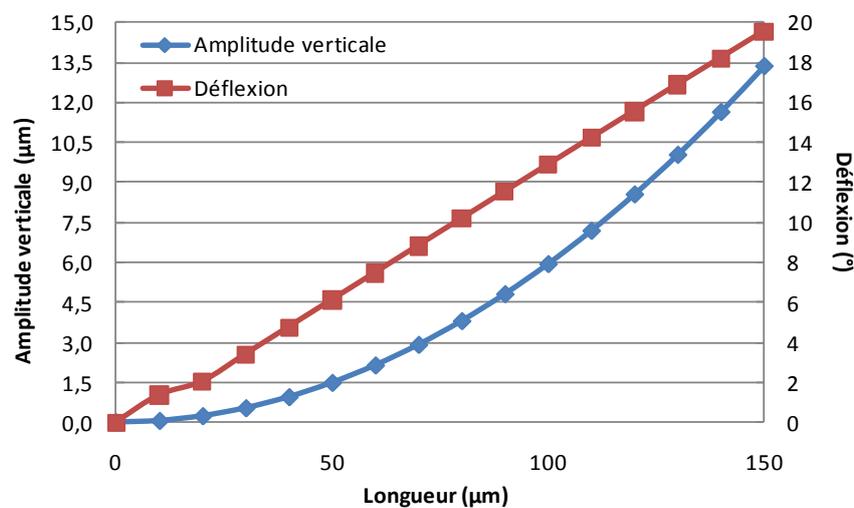


Figure 2-23 : Amplitude verticale (flèche) et déflexion imposée au faisceau en fonction de la longueur de la membrane.

Le rayon de courbure moyen calculé à partir de ces tracés est de l'ordre de 840 μm . Néanmoins, on peut observer à partir du graphe de la Figure 2-24 que si ce rayon de courbure ne dépend pas de la longueur de la membrane, il dépend en revanche de sa largeur. En effet, des largeurs variant de 20 à 90 μm conduisent à des rayons de courbure dont les valeurs sont comprises entre 1030 et 695 μm . L'analyse de ces données rend possible la maîtrise de la courbure des composants à travers le choix de leur largeur, ce qui, en vue de réduire le coût de production de tels composants, peut potentiellement libérer la contrainte de devoir réaliser plusieurs puces sur lesquelles sont déposées des couches d'épaisseurs différentes. De plus, comme nous l'avons précisé auparavant, l'épaisseur de la couche « de stress » déposée par évaporation n'est pas maîtrisable à 100% expérimentalement, alors qu'une faible variation joue fortement sur la courbure. Le contrôle

de la largeur des membranes étant moins sujet aux erreurs de manipulation, cette solution est à envisager pour obtenir le rayon de courbure souhaité.

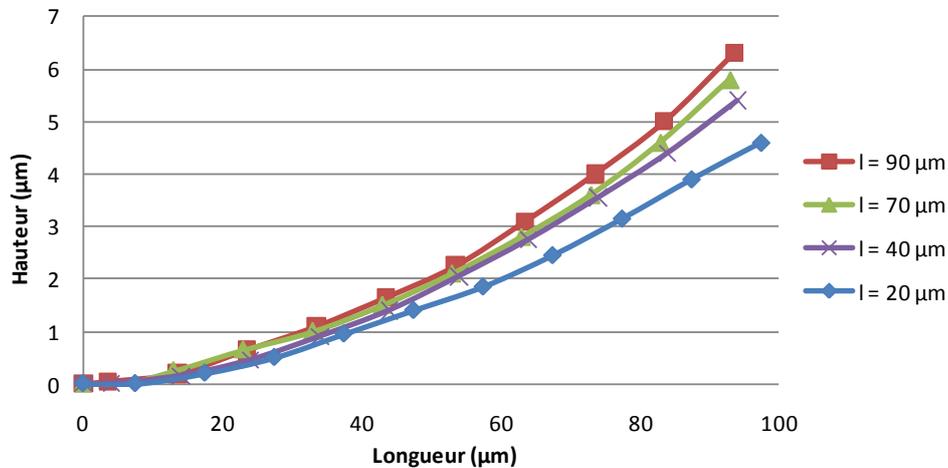


Figure 2-24 : Influence de la largeur de la membrane sur sa courbure.

Ces caractérisations statiques ne dispensent pas de réaliser des caractérisations dynamiques des MOEMS. En effet, si la courbure finale peut dévier des valeurs initialement prévues, il en va de même pour la fréquence de résonance.

VI.2. Fréquence de résonance

La mesure de la fréquence de résonance réelle des micro-miroirs réalisés est une caractéristique très importante, indispensable à leur utilisation. Ainsi, si elle peut être estimée par les calculs ou les outils de modélisation, elle ne peut être connue de façon précise qu'après caractérisation du composant. Cette caractérisation est d'autant plus utile que lorsque le micro-miroir est intégré à la cavité laser, il nous est impossible de vérifier la nature de son fonctionnement, donc de suivre son comportement, notamment au-delà de sa fréquence de résonance. Nous avons réalisé un banc de caractérisation optique permettant de mesurer la fréquence de résonance des composants. L'idée est avant tout de bénéficier d'un accès direct et permanent à ces mesures pour les composants en cours de test dans les cavités lasers.

Ce banc utilise un analyseur de front d'onde, de type Shack-Hartmann qui permet de mesurer directement le front d'onde réfléchi par le composant MOEMS, comme cela est présenté sur la Figure 2-25.

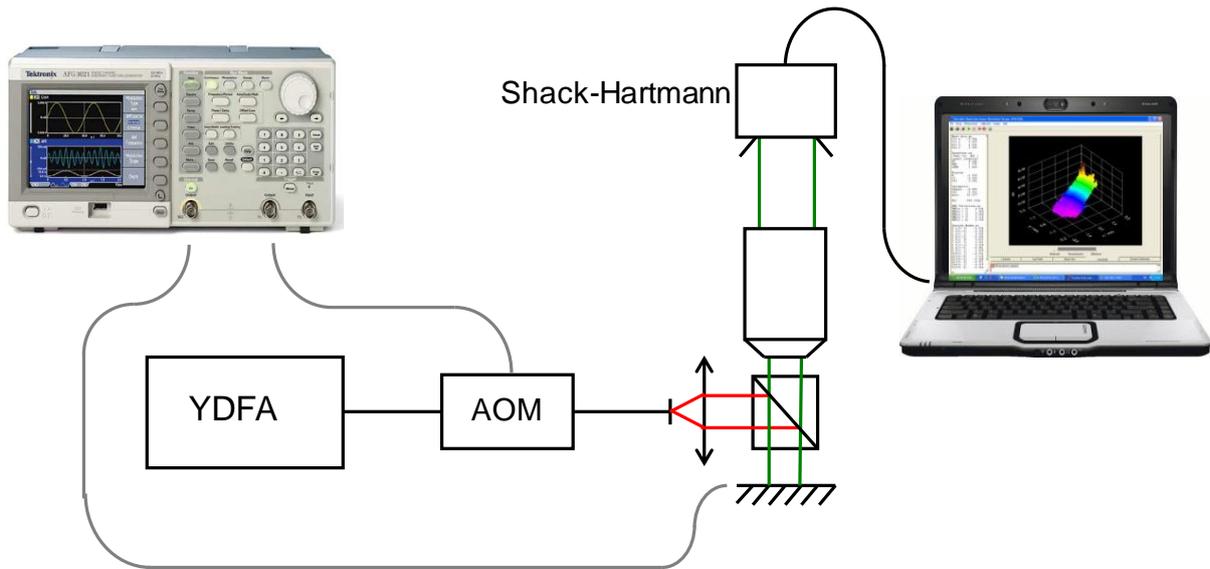


Figure 2-25 : Dispositif de mesure de la déformation de la membrane d'un composant MOEMS par analyse du front d'onde. EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium, MAO : modulateur acousto-optique.

La source de lumière est un amplificateur à fibre générant un signal autour de la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$. Le faisceau traverse un modulateur acousto-optique pour créer un effet stroboscopique. Cet effet est indispensable pour l'observation de mouvements trop rapides pour l'œil dans un premier temps, mais également trop rapides pour les outils de visualisation (ici, une caméra infrarouge limitée à quelques dizaines de hertz). Le signal de commande périodique appliqué aux MOEMS est un signal carré bipolaire avec un rapport cyclique de 50%. Un générateur de fonctions alimente à la fois le composant MEMS testé et le modulateur acousto-optique. La synchronisation des deux commandes permet de gérer l'effet stroboscopique afin d'accéder à une observation figée ($f_{\text{AOM}}=f_{\text{MOEMS}}$) ou ralentie du mouvement de la membrane ($f_{\text{vis}}=|f_{\text{AOM}}-f_{\text{MOEMS}}|$). Le faisceau éclaire le MOEMS à travers une séparatrice puis est réfléchi vers l'analyseur de front d'onde. Le logiciel associé à l'analyseur permet de visualiser en temps réel la forme du front d'onde (donc ici de la membrane du composant MOEMS) tel que le montre la Figure 2-26.

Pour mesurer la fréquence de résonance des composants, la tension doit être suffisamment élevée pour que la membrane oscille, mais suffisamment basse pour ne pas la plaquer, et ce quelque soit la fréquence de modulation. Ce niveau de tension est, bien entendu, gardé constant tout au long du balayage en fréquence. Ces mesures en mode de fonctionnement vibratoire ($V < V_p$, tension d'actionnement du modulateur) permettent de

mesurer la fréquence de résonance du modulateur (définie comme étant la fréquence pour laquelle l'amplitude d'oscillation est la plus grande) et de connaître l'évolution de l'amplitude maximale du mouvement de la membrane, en fonction de la fréquence du signal appliqué au MOEMS. Sur la Figure 2-27, l'amplitude d'oscillation est déterminée par l'écart entre les courbes rouge et bleue qui correspondent respectivement aux hauteurs maximale et minimale atteintes par l'extrémité de la membrane lors du cycle d'actionnement.

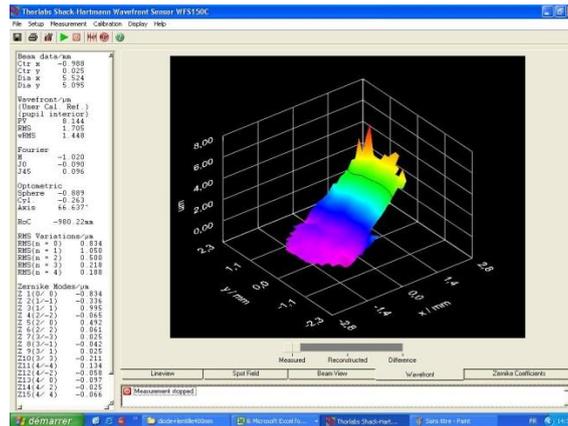


Figure 2-26 : Visualisation du front d'onde réfléchi par la membrane d'un dispositif MOEMS de type cantilever (la fenêtre d'observation est limitée à la membrane).

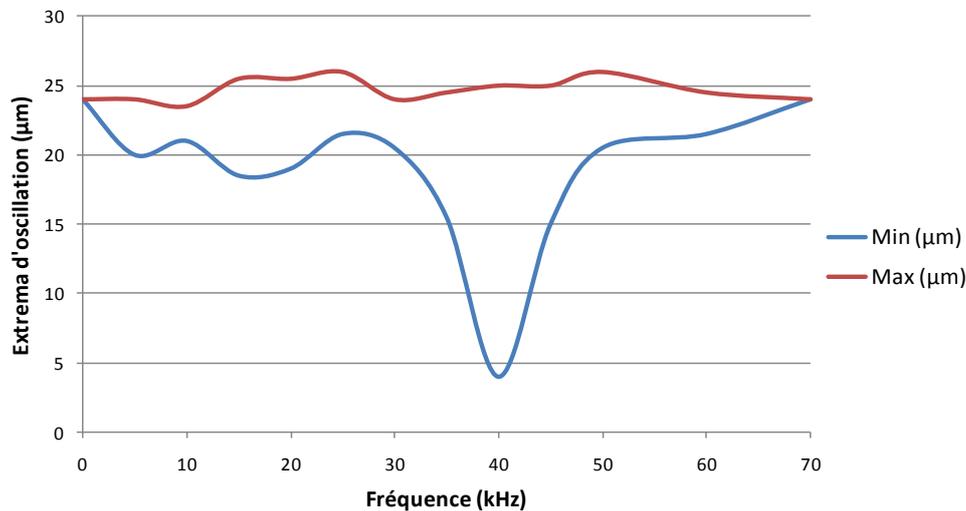


Figure 2-27 : Mesure de l'amplitude de mouvement en fonction de la fréquence de modulation pour un composant MOEMS de type cantilever ($l \times L = 75 \times 100 \mu\text{m}^2$) soumis à un niveau de tension de 35 V, réalisée par observation du front d'onde.

On observe la dépendance en $1/L^2$ de la fréquence de résonance par rapport à la longueur de la membrane (Figure 2-28).

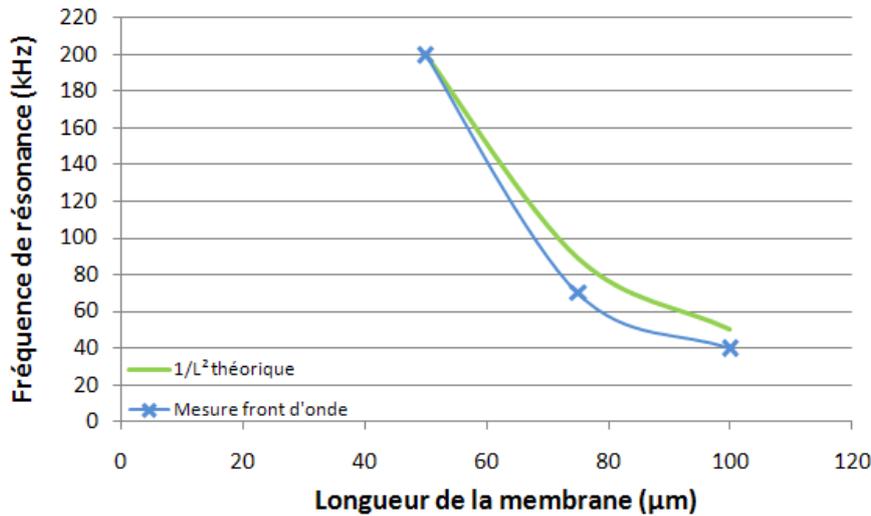


Figure 2-28 : Evolutions théorique et expérimentale de la fréquence de résonance d'un cantilever en fonction de la longueur de sa membrane.

Cet outil donne également accès à des observations particulièrement utiles à la compréhension du comportement dynamique de la membrane. Par exemple, la Figure 2-29 montre que le mouvement de la membrane est très différent selon que la fréquence de sollicitation du MOEMS est inférieure (Figure 2-29-a) ou égale (Figure 2-29-b) à sa fréquence de résonance (120 kHz). Soumis à un niveau de tension de 28 V et à une fréquence de 10 kHz, le cantilever (de longueur 50 μm) présente des oscillations de relaxation autour de sa position de repos (Figure 2-29-(a)) à la fréquence de résonance de la membrane. Cette mesure peut également permettre d'estimer la fréquence de résonance de la membrane. Le même composant, toujours soumis à un niveau de tension de 28 V, mais cette fois-ci à une fréquence nettement supérieure de 120 kHz montre un mouvement d'oscillation régulier à la fréquence de sollicitation (Figure 2-29-(b)). On peut tout de même noter que le profil sinusoïdal de ce mouvement n'a rien à voir avec le profil de tension appliquée (signal carré de rapport cyclique 50% et de fréquence 120 kHz).

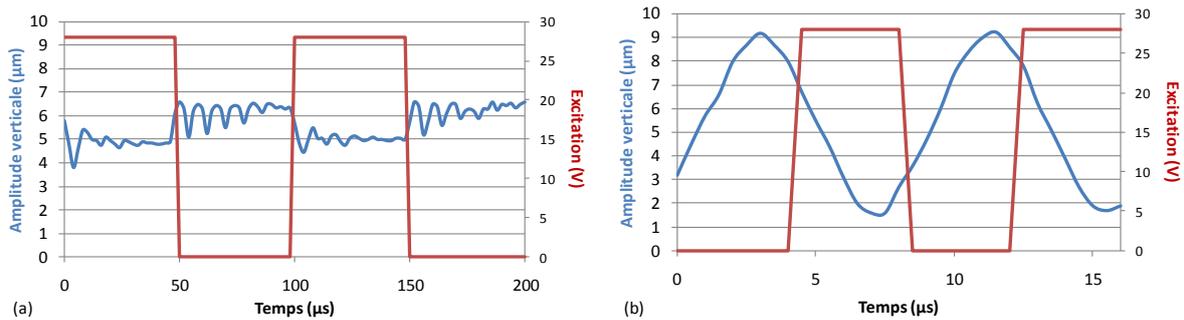


Figure 2-29 : Observation du comportement de la membrane à 10 kHz (a) et 120 kHz (b).

Comme nous l'avons vu, le temps de commutation de ces MOEMS est déterminé par leur fréquence de résonance mécanique. Ainsi, à travers la mesure de cette fréquence il est possible de remonter au temps de commutation du dispositif.

VI.3. Amplitude de déformation (« flèche »)

Un second banc de mesure a été réalisé pour caractériser le mouvement de la membrane actionnée ($V=V_p$) à diverses fréquences de modulation, inférieures ou supérieures à la fréquence de résonance des MOEMS, basé sur un interféromètre de Michelson.

La Figure 2-29 présente le dispositif. Comme dans le système d'analyse précédent, la source de lumière est modulée par un modulateur acousto-optique afin de créer un effet stroboscopique. Le faisceau référence de l'interféromètre interfère avec le faisceau réfléchi sur la surface du MOEMS pour donner un champ de franges dont la forme et le pas dépendent de la déformation de la membrane du MOEMS. Comme la courbure et la longueur des MOEMS peuvent être très importantes, le système de visualisation nécessite une optique de très grande ouverture et de grande frontale. Pour de longues membranes, le plan d'ancrage du micro-miroir doit être incliné par rapport au plan de référence du Michelson (R_{réf} sur la figure suivante) pour pouvoir observer un champ de franges sur la totalité du composant.

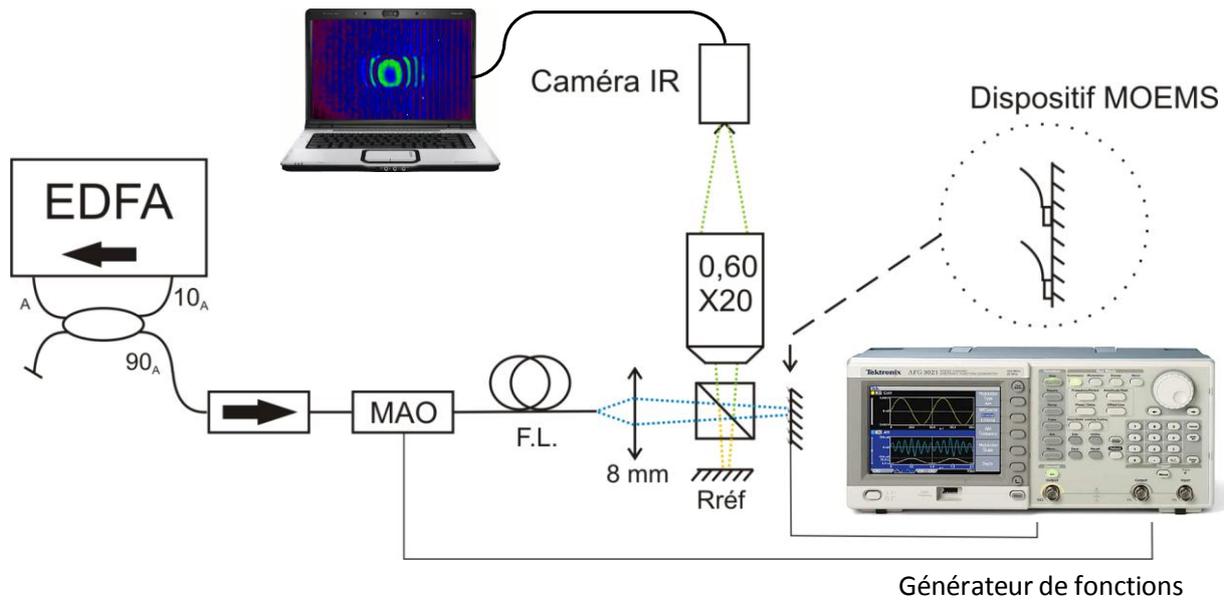


Figure 2-30 : Dispositif interférométrique pour l'observation de la déformation de la membrane en dynamique. Rréf : miroir plan, F. L. : fibre lentillée.

La source de lumière utilisée est un amplificateur à fibre (MANLIGHT, $\lambda = 1550 \text{ nm}$) fonctionnant en configuration laser. L'association d'une fibre lentillée (F. L.) de diamètre de mode $25 \mu\text{m}$ et d'un système d'imagerie adéquat (lentille de collimation et objectif de microscope) permet d'obtenir une fenêtre de visualisation adaptée aux dimensions du composant à caractériser (de l'ordre de $200 \times 300 \mu\text{m}^2$). Le signal de commande périodique appliqué aux MOEMS, qui alimente également le modulateur acousto-optique, est un signal carré bipolaire avec un rapport cyclique de 50%.

L'analyse des franges d'interférences permet de remonter au profil instantané de la membrane, on peut donc décomposer son mouvement tout au long du cycle d'actionnement. A partir de ces mesures, nous pouvons extraire l'évolution de l'amplitude de mouvement de la membrane en fonction de la fréquence de modulation, ce qui donne également accès à sa fréquence de résonance, définie ici comme étant la fréquence à laquelle l'amplitude de mouvement est maximale (i.e. la fréquence pour laquelle le nombre de franges mesuré est maximal). Sur la Figure 2-31 est représenté le nombre de franges d'interférence défilant à l'extrémité de la membrane au cours de son actionnement, en fonction de la fréquence de modulation, pour trois composants MOEMS de longueurs différentes ($50, 75$ et $100 \mu\text{m}$) et de même largeur ($50 \mu\text{m}$).

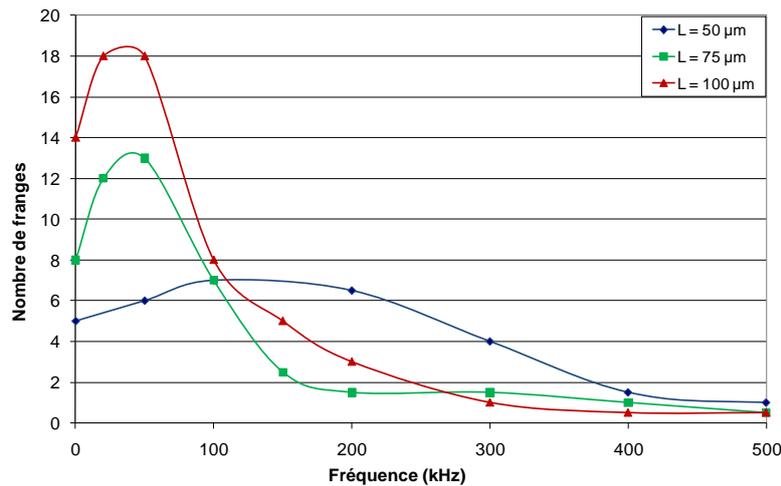


Figure 2-31 : Evolution de l'amplitude d'oscillation des composants MOEMS de type cantilever, de longueurs 50, 75 et 100 µm et de largeur 50 µm, en fonction de la fréquence de modulation.

L'analyse des franges permet de remonter à la flèche de la membrane. En effet, celle-ci est égale au produit du nombre de franges observées par la demi-longueur d'onde de la source d'éclairage. La Figure 2-31 montre, par exemple, qu'une membrane de 100 µm de long (courbe rouge) offre une amplitude maximale de déformation de l'ordre de 13,5 µm à la fréquence de 50 kHz.

Nous avons mesuré la déflexion maximale (2α) imposée par les cantilevers à un faisceau optique d'incidence normale (par rapport au substrat), en fonction de la fréquence de modulation (Figure 2-32). Pour les trois mêmes longueurs de membranes que précédemment, elle est comparée à l'ouverture numérique d'une fibre monomode standard (H11060), du type de celles devant lesquelles sera approché le composant pour en moduler le faisceau incident. A haute cadence (supérieure à 400 kHz), le taux de modulation imposé par le composant devient faible jusqu'à s'annuler pour les membranes les plus longues.

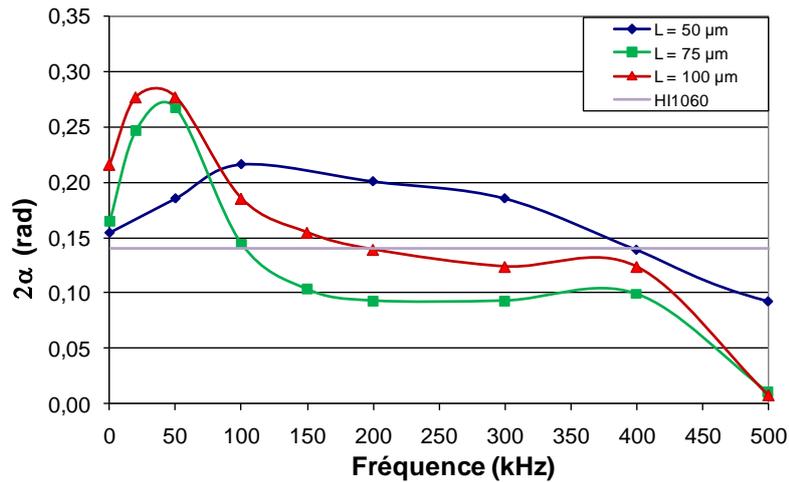


Figure 2-32 : Evolution de la déflexion imposée au faisceau pour différentes longueurs de membranes.

La technique d'observation de la déformation du composant présentée ici, nous a aussi permis de mettre en évidence une évolution des dimensions de la partie mobile d'un cantilever lorsqu'on augmente la fréquence de travail. La Figure 2-33 montre l'évolution de la longueur de la partie mobile de la membrane en fonction de la fréquence de modulation lorsque la membrane est actionnée.

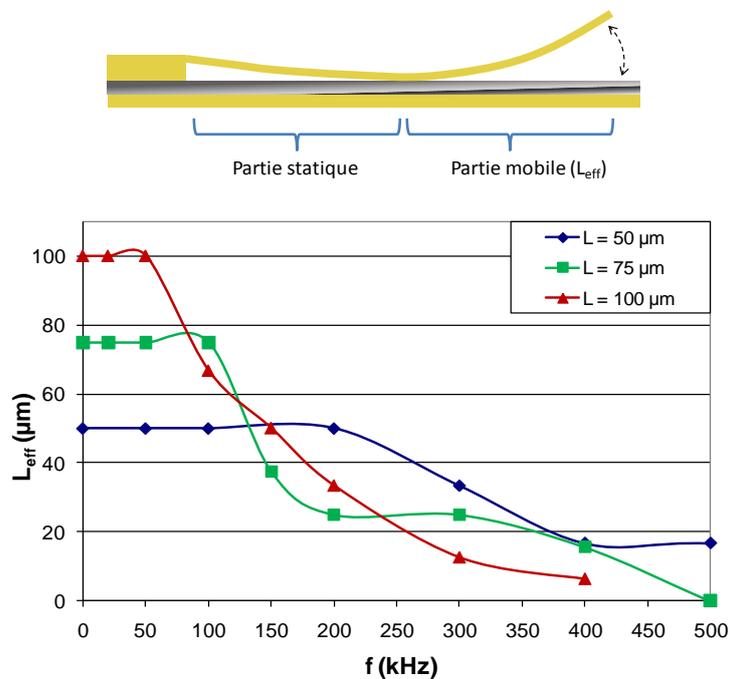


Figure 2-33 : Repérage de la partie mobile (L_{eff}) de la poutre et évolution en fonction de la fréquence de modulation.

Nous avons ainsi pu remarquer que la longueur de la partie mobile de la membrane, que l'on peut appeler longueur effective (L_{eff}), diminue considérablement dès lors que l'on dépasse la fréquence de résonance du cantilever considéré. Cette zone mobile est de même longueur que la membrane pour des fréquences de modulation inférieures à sa fréquence de résonance et se restreint progressivement à une zone proche de l'extrémité libre de la membrane. Au-delà de cette fréquence de résonance, le temps de commutation est supérieur à la demi-période de modulation, le composant n'a donc pas le temps de décrire le mouvement complet avec l'amplitude maximum, la partie immobile étant plaquée sur le substrat.

VI.4. Qualité de surface des composants MOEMS

La qualité de surface d'un miroir influence sa réflectivité. Afin de ne pas provoquer de pertes inutiles, la qualité de surface d'un miroir est considérée comme excellente lorsque sa rugosité est inférieure à $\lambda/20$. Les MOEMS de type pont disposent d'une membrane réalisée exclusivement par la technique d'évaporation thermique, ce qui résulte en une excellente qualité de surface de l'ordre de 2 nm [9], soit de l'ordre de $\lambda/500$. Ces mesures ont été réalisées par microscopie à force atomique (ou AFM pour Atomic Force Microscope).

En revanche, la membrane des MOEMS de type cantilever étant partiellement obtenue par électrolyse, fournit une qualité de surface médiocre (de l'ordre de 60 à 100 nm crête-crête). C'est la raison pour laquelle nous recouvrons cette membrane d'une couche d'or déposée par évaporation. Néanmoins, l'épaisseur de cette couche est tellement fine que sa qualité de surface est tout de même altérée par la rugosité de la couche structurale réalisée par électrolyse. Une mesure à l'aide du microscope FOGALE NANOTECH-MICROSURF 3D nous a permis d'estimer le défaut de surface comme étant inférieur à 40 nm crête à crête (Figure 2-34). Ceci correspond à une rugosité de l'ordre de $\lambda/25$, donc à une qualité de surface satisfaisante pour notre application.

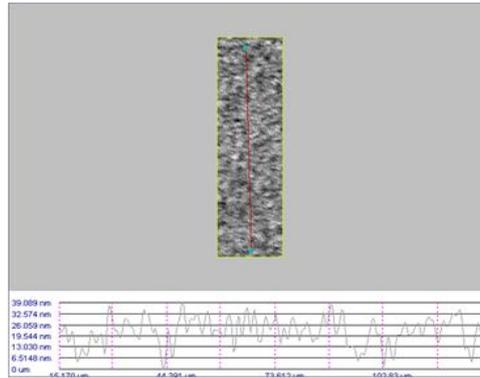


Figure 2-34 : Mesure de la rugosité d'un cantilever.

VII. Conclusion

Pour réaliser la modulation des pertes dans des cavités lasers simples et compactes, nous avons choisi d'utiliser des micro-miroirs déformables ayant une structure simplifiée, notamment comparée à celle d'autres dispositifs MOEMS que l'on peut rencontrer pour d'autres applications. Ils sont faciles à réaliser (donc peu coûteux), très compacts mais aussi très rapides. Les deux types de micro-miroirs (type « cantilever » et type « pont ») fabriqués au cours de ces travaux offrent des potentialités différentes. Dans le cas d'un composant de type cantilever, le faisceau, alors incident sur l'extrémité mobile de la poutre, est défléchi en dehors de la cavité laser à l'état haut et réfléchi dans la cavité à l'état bas. Pour un composant de type pont, c'est exactement l'inverse. Dans ce chapitre, nous avons rappelé les relations qui gouvernent les fréquences de résonance de ces deux types de MOEMS. Elles donnent des valeurs de fréquences de résonance très différentes pour ces deux composants. Les ancrages bilatéraux d'un composant MOEMS de type pont lui confèrent une constante de raideur élevée, synonyme d'une fréquence de résonance élevée. Elle est supérieure d'au moins un ordre de grandeur à celle d'un cantilever de mêmes dimensions. Ce comportement montre que les MOEMS de type pont semblent plus appropriés pour produire la synchronisation des modes longitudinaux comme nous pourrions le voir dans le chapitre 3.

Nous avons réalisé un banc de caractérisation des composants que nous avons fabriqués afin de connaître leurs fréquences de résonance ainsi que le mouvement précis de la membrane à diverses fréquences de modulation, mais également afin de prédire la tension d'actionnement quelque soit la fréquence de modulation. Ces différentes grandeurs dépendent de la géométrie et des matériaux structurels de la membrane. Les systèmes de

caractérisation mis en œuvre utilisent un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann ou un interféromètre de Michelson, associé à une détection stroboscopique. Ces techniques complémentaires ont été de véritables atouts pour la caractérisation rapide des composants en cours d'intégration dans les cavités lasers présentées dans le chapitre 3. Néanmoins, ces caractérisations se sont limitées aux composants de type cantilever, car la résolution limitée par le faible éclairement détecté par l'analyseur (dû à la modulation rapide de la source de lumière) ne permet pas de mesurer les déformations de faible amplitude verticale des composants de type pont.

Bibliographie

- [1] P. D. Dobbelaere, "Digital MEMS for Optical Switching," *IEEE Communications Magazine*, Mar. 2002.
- [2] C. Marxer, "Vertical Mirrors Fabricated by Deep Reactive Ion Etching for Fiber-Optic Switching Applications," *Journal Of Microelectromechanical Systems*, vol. 6, no. 3, 1997.
- [3] W. Jing, "Design of MOEMS adjustable optical delay line to reduce link set-up time in a tera-bit/s optical interconnection network," *Optics Express*, vol. 10, no. 14, 2002.
- [4] A. D. Aguirre, "Two-axis MEMS Scanning Catheter for Ultrahigh Resolution Three-dimensional and En Face Imaging," *Optics Express*, vol. 15, no. 5, 2007.
- [5] I. W. Jung, "Single-Crystal-Silicon Continuous Membrane Deformable Mirror Array for Adaptive Optics in Space-Based Telescopes," *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, vol. 13, no. 2, 2007.
- [6] P. Rai-Choudhury, *MEMS and MOEMS : Technology and Applications*. Bellingham, Washington: SPIE, 2000.
- [7] G. M. Rebeiz, *RF MEMS: Theory, Design, and Technology*. John Wiley & Sons, 2002.
- [8] M. Bao, *Analysis and Design of MEMS*. Amsterdam: Elsevier, 2005.
- [9] D. Bouyge, "Systèmes lasers impulsionnels compacts et dispositifs hyperfréquences accordables basés sur l'intégration de composants MEMS," Thèse de doctorat, 2007.

**CHAPITRE 3 : LASERS IMPULSIONNELS A
FIBRE OPTIQUE A BASE DE MEMS
OPTIQUES**

I. Introduction

L'objectif principal de ces travaux est de montrer le fort potentiel des micro-miroirs de type MEMS pour la réalisation de sources lasers impulsionnelles compactes, bas coût. Nous les intégrons ici dans des cavités lasers fibrées dans le but d'atteindre des performances semblables à celles obtenues avec d'autres types de modulateurs actifs plus encombrants et plus onéreux.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la réalisation d'un laser à fibre fonctionnant en régime déclenché et délivrant des impulsions de courte durée (quelques nanosecondes). La cavité dont les pertes sont modulées par un micro-miroir déformable doit être compacte pour assurer la brièveté des impulsions. Ceci impose l'utilisation de courtes longueurs de fibre dopée qui, en contrepartie, limitent l'énergie extraite de la source. Or, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le régime de fonctionnement déclenché est en général recherché pour la génération d'impulsions de forte énergie. L'association des MOEMS et des lasers à fibre est plus particulièrement destinée à la réalisation d'oscillateurs de faible puissance dont l'émission est par la suite amplifiée. Cet oscillateur pourrait notamment être inséré dans une configuration de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) pour réaliser une source impulsionnelle énergétique.

Les composants MOEMS concernés ici possèdent des fréquences de résonance relativement élevées (plusieurs centaines de kilohertz). Cependant, en régime de fonctionnement déclenché, augmenter la fréquence de répétition peut conduire à une chute de l'énergie stockée dans le milieu à gain et, par conséquent, à une dégradation des caractéristiques des impulsions (diminution de l'énergie par impulsion et augmentation de la durée). Ce régime impulsionnel peut même disparaître si les niveaux excités n'ont pas le temps de se remplir suffisamment entre deux cycles. Une solution que nous avons explorée pour accroître la fréquence de déclenchement de la cavité, et dont nous présentons les premiers résultats dans la seconde partie de ce chapitre, est d'introduire dans un même résonateur arborescent à N bras amplificateurs, N commutateurs (un commutateur par bras) oscillant à la même fréquence mais avec des retards fixes de manière à entrelacer leurs modulations temporelles rapides. Grâce à la technologie MEMS, il est possible de concevoir sur une même puce de silicium, plusieurs micro-miroirs à actionnement indépendant. On peut donc envisager de réaliser une source laser fibrée compacte à très haute cadence. Dans

ce chapitre, je présente les premières réalisations expérimentales que nous avons effectuées avec un dispositif MOEMS constitué de plusieurs micro-miroirs indépendants.

Le choix d'une structure de type pont pour moduler les pertes d'une cavité laser, offre un faible taux de modulation mais permet d'atteindre des fréquences de résonance allant jusqu'à plusieurs mégahertz selon les dimensions et les matériaux structurels de la membrane. Nous avons donc souhaité montrer le potentiel de ces micro-miroirs pour l'obtention d'un régime impulsionsnel de type synchronisation des modes longitudinaux dans une cavité laser fibrée. Ceci fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

II. Laser à fibre déclenché par un composant MOEMS de type poutre suspendue

A la suite des travaux de *D. Bouyge* [1] sur le déclenchement de lasers à fibre par MOEMS, nous avons entrepris diverses réalisations mettant en jeu des modulateurs de type cantilever pour produire des impulsions de durées situées dans la gamme nanoseconde. Les différentes configurations expérimentales que je présente dans ce paragraphe ont été menées d'une part, dans le but de discerner les paramètres qui influent sur les caractéristiques de l'émission laser (en termes de durée d'impulsions et de bilan énergétique) et d'autre part, en vue d'optimiser les performances de la source.

II.1. Configuration intégrant un système d'imagerie

a. Architecture de la cavité laser

Dans le chapitre 1, nous avons discuté des paramètres qui influent sur la durée des impulsions en régime de fonctionnement déclenché. Il est notamment nécessaire, pour obtenir des impulsions courtes, de disposer d'une cavité courte et d'une fibre amplificatrice fortement dopée, qui absorbe le rayonnement de pompage sur une courte longueur de fibre. Il convient cependant de noter qu'un gain élevé peut conduire à des effets indésirables, tels que la présence d'émission spontanée amplifiée qui consomme le gain disponible, ou la présence d'oscillations lasers parasites perturbant l'inversion de population. Nous avons donc choisi d'utiliser un tronçon de fibre à pompage par le cœur, celui-ci étant fortement dopé aux ions ytterbium. Il s'agit d'une fibre fabriquée par la société Liekki. Elle possède un diamètre de cœur de 4 μm , une ouverture numérique de 0,2, et présente une absorption de 1200 dB/m à la longueur d'onde de 976 nm. Ce coefficient garantit une absorption très rapide de la pompe sur quelques dizaines de centimètres de fibre. Le but étant d'utiliser le tronçon de fibre le plus court possible, il est nécessaire d'ajuster la longueur d'onde de pompage au pic d'absorption de la fibre. Pour cela, nous avons mesuré la transparence de cette fibre dopée en fonction de la longueur d'onde, entre 900 et 1000 nm. Le maximum d'absorption de la fibre se situe à 975,7 nm (Figure 3-1). La

longueur d'onde du faisceau pompe est stabilisée à cette valeur à l'aide d'un réseau de Bragg inscrit sur la fibre de sortie de la diode laser de pompage.

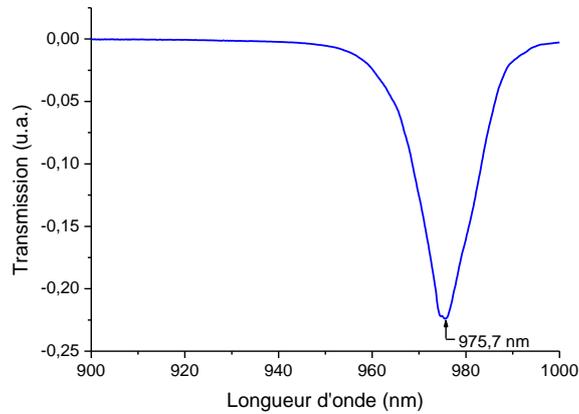


Figure 3-1 : Mesure de la transparence de la fibre dopée ytterbium utilisée.

Placé dans une cavité dont les réflecteurs sont achromatiques, un tronçon court de quelques dizaines de centimètres de la fibre amplificatrice caractérisée ci-dessus, émet à une longueur d'onde proche de 1030 nm (dans la partie la plus basse de la bande spectrale de fluorescence de l'ion ytterbium dans une matrice silice). Le rendement de conversion du laser à fibre évolue en fonction des pertes subies, notamment par réabsorption du signal lorsque la fibre est trop longue ou à cause de l'absorption partielle de la pompe lorsque la fibre est trop courte. En régime de fonctionnement continu, ce rendement de conversion opto/optique peut être extrêmement élevé à cause du faible écart en longueur d'onde entre la pompe et le signal (980 nm/1030 nm). Ainsi, avec 30 cm de fibre dopée, nous avons pu atteindre un rendement opto/optique de 89% en régime continu (Figure 3-2).

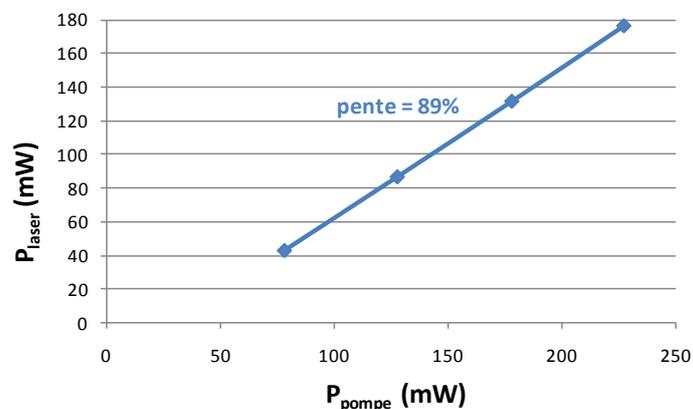


Figure 3-2 : Rendement de conversion opto/optique pour 30 cm de fibre dopée ytterbium.

Cependant, dans ces expériences, nous avons privilégié l'émission d'impulsions de courte durée plutôt qu'un laser à haut rendement. C'est pourquoi nous avons utilisé un tronçon de fibre dopée court de 15 cm pour lequel un rendement de conversion de 50% est atteint en régime continu. Ce tronçon est inséré dans une cavité en ligne comme celle de la Figure 3-3. La fibre amplificatrice est pompée par une diode laser délivrant jusqu'à 360 mW à travers un multiplexeur en longueur d'onde réalisé sur mesure (980 nm/1030 nm) pour correspondre à la longueur d'onde laser mesurée précédemment. La cavité est fermée d'un côté par un miroir de Bragg fibré (Fiber Bragg Grating en anglais) de coefficient de réflexion 15% et de l'autre par un micro-miroir de type cantilever. La partie mobile des micro-miroirs utilisés dans ces expériences mesure 200 μm de long pour 100 μm de large. Leur fréquence de résonance est relativement basse, de l'ordre de 15 kHz. Ils sont alimentés par un générateur de signaux (0-10 V) à travers un amplificateur de tension x20. Le dispositif de commande des composants MOEMS peut donc fournir un signal d'une amplitude maximale de 100 V, choisi volontairement bipolaire pour limiter l'accumulation de charges électriques dans le substrat qui fait office d'isolant. Ce dernier possède un rapport cyclique de 80%, autrement dit, la tension d'actionnement est appliquée pendant un temps représentant 80% de la durée totale du cycle. Il faut noter que ces 80% ne correspondent pas exactement au temps pendant lequel la cavité est fermée. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le temps de commutation de la membrane constitue une limite à l'augmentation de la fréquence de modulation. On peut compenser ce défaut dans une certaine mesure en augmentant le niveau de tension appliqué, mais aussi en modifiant le rapport cyclique pour élargir la période pendant laquelle la tension est appliquée. Les composants MOEMS utilisés ici ont donc nécessité l'augmentation de ce rapport cyclique à une valeur de 80% pour être actionnés à des fréquences allant jusqu'à 200 kHz.

La fibre dopée utilisée guide le mode fondamental d'un diamètre de 4,4 μm à $1/e^2$ en intensité. L'extrémité libre de la fibre dopée est clivée en angle pour éviter toute oscillation parasite du laser entre cette face de la fibre et le réseau de Bragg fibré soudé à son autre extrémité. Le système d'imagerie qui focalise le faisceau laser sur le composant MOEMS est conçu de façon à accroître la taille du mode à 8,5 μm . Ainsi il éclaire essentiellement l'extrémité mobile du cantilever (zone du MOEMS pour laquelle le taux de modulation optique est le plus élevé), tout en limitant la densité de puissance supportée par le MOEMS. Ainsi, en faisant osciller le micro-miroir entre ses états actionné (faibles pertes pour la cavité

laser) et redressé (fortes pertes), on fait évoluer le facteur de qualité de la cavité laser de façon à faire apparaître un régime impulsionnel de type déclenché. On peut noter ici qu'à l'état bas (pertes minimales pour la cavité laser), le composant MOEMS impose des pertes minimales liées au coefficient de réflexion du revêtement métallique, à savoir $R = 80\%$.

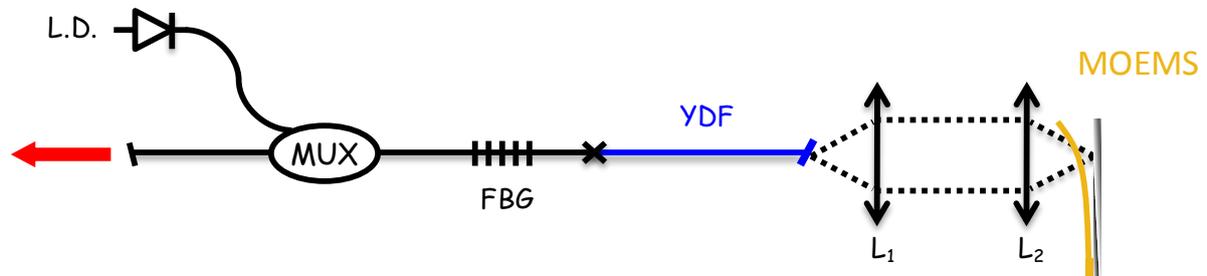


Figure 3-3 : Cavité laser intégrant un système d'imagerie.

Sur la Figure 3-3, L.D. désigne la diode laser de pompage, MUX le multiplexeur en longueur d'onde séparant le rayonnement de pompage du rayonnement signal, FBG le réseau de Bragg fibré faisant office de miroir de sortie, YDF la fibre amplificatrice dopée aux ions ytterbium et L_1 , L_2 les lentilles constituent le système d'imagerie.

b. Caractéristiques temporelles du laser déclenché par micro-miroir mobile

Dans la configuration décrite précédemment et représentée sur la Figure 3-3, les puissances moyennes mesurées sont relativement faibles (quelques milliwatts) et conduisent à des puissances crêtes de quelques watts et des énergies de l'ordre de la centaine de nanojoules.

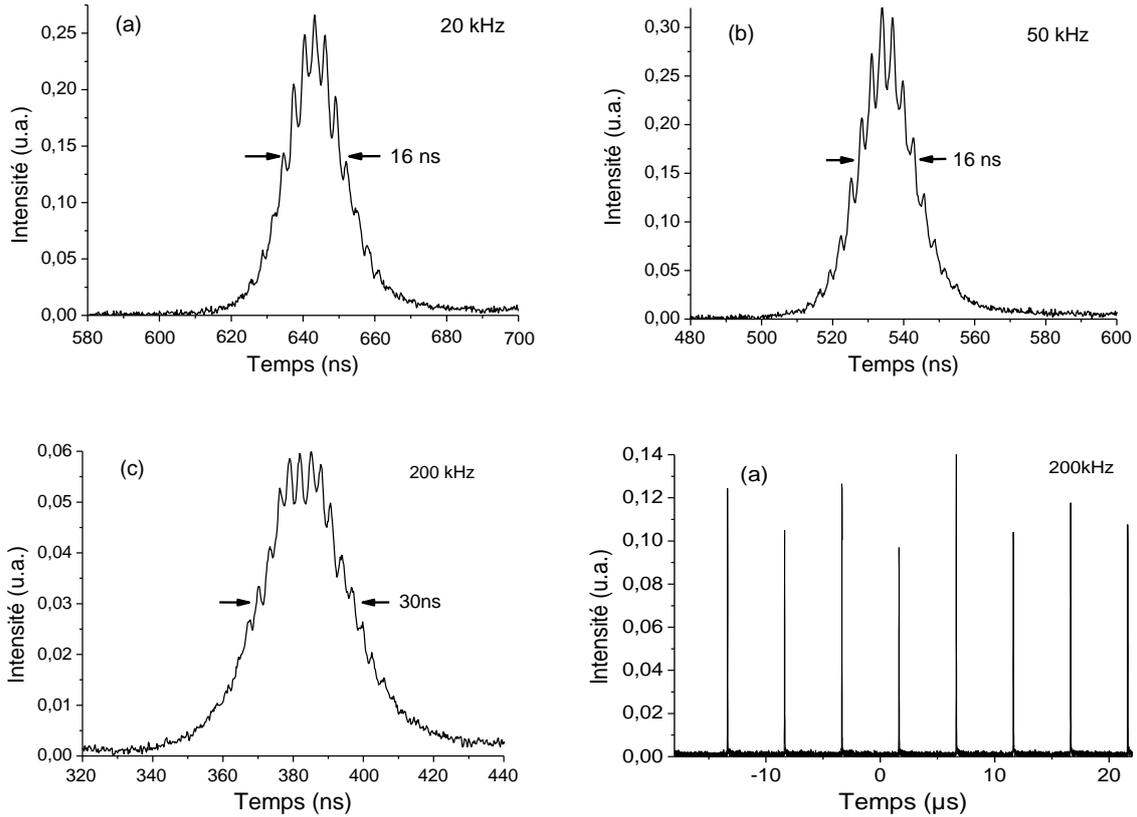


Figure 3-4 : (a), (b), (c) : Impulsions obtenues entre 20 et 200 kHz à l'aide d'un MOEMS cantilever de dimensions $L \times l = 200 \times 100 \mu\text{m}^2$. (d) : train d'impulsions correspondant à 200kHz.

Nous avons relevé des profils d'impulsion au voisinage de la fréquence de résonance et au-delà (Figure 3-4). Le train d'impulsion montré Figure 3-4 (d) est modulé à cause du sous-échantillonnage réalisé par l'oscilloscope numérique utilisé. Les impulsions obtenues ont des durées qui varient de 16 à 30 ns selon la fréquence de récurrence du laser et présentent des sur-modulations dont la période (2,5 ns) correspond au temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité. Le contraste de ces modulations dépend de nombreux paramètres comme le niveau d'inversion de population ou encore le coefficient de surtension de la cavité. On peut remarquer que chaque impulsion produite par le laser recouvre moins d'une dizaine de fois la longueur de la cavité. Il est à noter que ces premiers résultats améliorent d'un ordre de grandeur la brièveté des impulsions obtenues précédemment par un laser à fibre intégrant un modulateur électromécanique [1].

On peut également constater que le fonctionnement du régime impulsionnel est maintenu avec des durées d'impulsions constantes de 16 ns jusqu'à 50 kHz. A partir de la centaine de kilohertz, comme le montre la Figure 3-5, la durée des impulsions émises

augmente de façon significative. Elles ont une durée inférieure à 20 ns jusqu'à 100 kHz et atteignent la centaine de nanosecondes à 800 kHz. Nous retrouvons ainsi l'évolution de la durée des impulsions en fonction de la fréquence de modulation que j'ai décrite dans le chapitre 1, à haute cadence l'inversion de population n'a plus le temps de se reconstruire totalement entre deux ouvertures consécutives du modulateur.

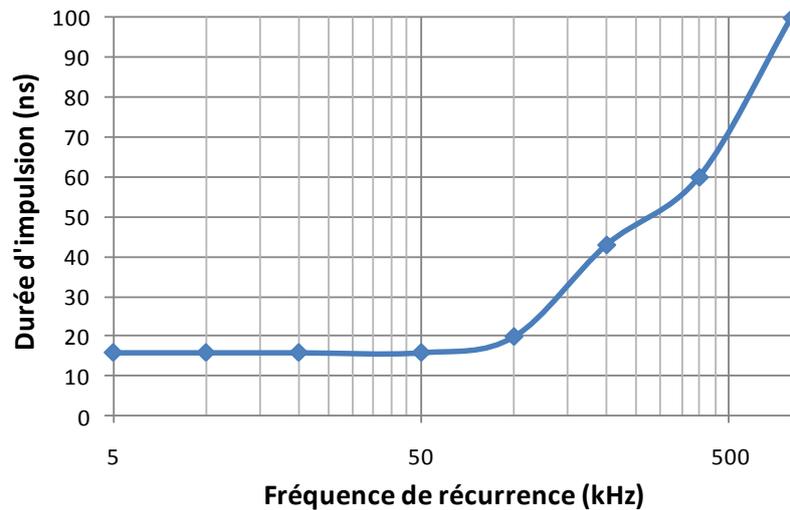


Figure 3-5 : Evolution de la durée des impulsions en fonction de la fréquence de répétition dans une configuration laser intégrant un système d'imagerie et un MOEMS cantilever de dimensions $L \times l = 200 \times 100 \mu\text{m}^2$. L'échelle des fréquences est logarithmique.

Les caractérisations présentées dans le chapitre 2 ont montré que la déformation subie par la surface mobile du micro-miroir évolue sensiblement lorsqu'on augmente la fréquence d'actionnement. Cela signifie qu'un éclairage particulier de la membrane (positionnement transverse et angulaire arbitraire fixe du spot sur le MOEMS) n'est pas optimal pour une large plage de fréquences de fonctionnement du composant MOEMS. Maintenir une durée d'impulsion courte nécessite alors un réajustement micrométrique du système d'imagerie selon la fréquence d'actionnement. C'est ainsi que les mesures expérimentales reportées sur la Figure 3-5 ont été obtenues.

L'avantage principal du déclenchement par voie active est la possibilité de gérer la fréquence de récurrence des impulsions émises par le laser. Les modulateurs que j'ai étudiés peuvent être actionnés à des fréquences de répétition de plusieurs centaines de kilohertz. Dans la configuration de la Figure 3-3, il a été possible d'ajuster de façon continue la fréquence de répétition des impulsions jusqu'à environ 220 kHz. Au-delà, le fonctionnement déclenché du laser n'est plus parfaitement contrôlé, la partie mobile de la membrane est de

plus en plus restreinte (voir Chapitre 2) et les mouvements induisent une variation de réflectivité de moins en moins prononcée. Toutefois, il est encore possible de trouver des points de fonctionnement fréquentiels discrets pour lesquels le laser délivre un train d'impulsions stables. Ainsi, l'exploration de cette gamme fréquentielle au-delà des 220 kHz, nous a permis de trouver un fonctionnement exploitable à 400 kHz et 800 kHz comme le montrent les profils d'impulsions de la Figure 3-6.

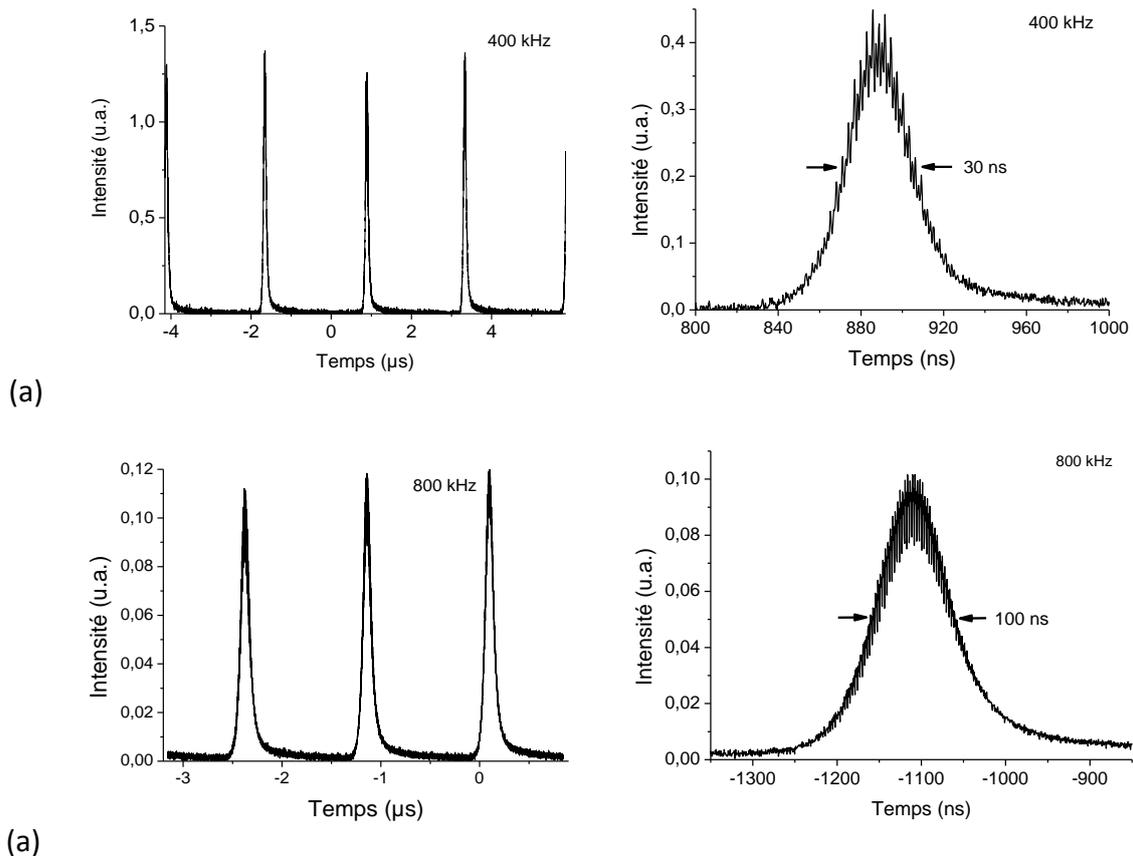


Figure 3-6 : Trains d'impulsions et impulsions associées, obtenus à des fréquences d'actionnement de 400 kHz (a) et 800 kHz (b), dans une configuration laser intégrant un système d'imagerie et un MOEMS cantilever de dimensions $L \times l = 200 \times 100 \mu\text{m}^2$.

Bien évidemment, les durées des impulsions s'allongent et les puissances moyennes générées, qui sont alors respectivement de 40 et 75 mW, conduisent à de faibles puissances crêtes de 3 et 1 W. Ceci illustre également la dégradation du fonctionnement laser en termes de durée d'impulsion, d'énergie et puissance crête lors de la montée en fréquence des lasers déclenchés par un modulateur actif. Je décrirai dans le paragraphe II de ce chapitre une méthode basée sur l'utilisation de plusieurs lasers modulés par autant de MEMS pour s'affranchir de cette limitation.

Les niveaux de puissance générés sont relativement faibles du fait de la courte longueur de fibre dopée, des pertes induites par le système imageur et de la réflectivité imparfaite (80%) du revêtement or du composant. D'autre part, le réglage de la cavité est initialement réalisé en régime de fonctionnement continu en utilisant l'électrode sur laquelle est ancrée la membrane comme miroir de fond de cavité (la membrane étant redressée à ce moment là). Cependant, il peut exister un écart sensible entre l'orientation de cette électrode et celle de la membrane lorsque cette dernière est actionnée (cavité fermée). L'idéal serait d'ajuster le réglage de la cavité lorsque le micro-miroir est actionné, mais il est impossible de maintenir le MOEMS dans cette position suffisamment longtemps sans risquer de le détériorer. En effet, lorsque ce composant est actionné de façon continue, le milieu diélectrique qui sépare les deux électrodes accumule des charges électriques qui peuvent suffire à maintenir la membrane sur le substrat lorsque plus aucune différence de potentiel n'est appliquée. Cette situation est à éviter car elle est définitive et, à ce jour, aucune méthode efficace ne permet de « décoller » une membrane électrostatique actionnée involontairement.

Ces étapes de réglage peuvent toutefois être résolues en intégrant sur la même puce le modulateur et la fibre optique. Le maintien de la fibre dans une position et une orientation prédéterminée par rapport au modulateur, doit éliminer cette étape de réglage imparfaitement contrôlée lorsque les deux composants sont disposés sur des macro-mécanismes distincts.

L'intégration des deux composants sur une même puce passe par une étape intermédiaire qui consiste à se passer de tout dispositif d'imagerie entre la fibre dopée et le micro-miroir. Cette configuration plus compacte est étudiée dans la suite de ce chapitre.

Nous n'avons pas réalisé de mesures pour estimer le seuil de dommage des micro-miroirs mais nous avons pu extraire des impulsions de puissance crête supérieure à la dizaine de watts sans causer de détérioration apparente à la membrane. La Figure 3-7 présente un exemple d'impulsion de durée 39 ns extraite de ce laser à fibre (avec système d'imagerie) à une fréquence de 200 kHz. La puissance moyenne produite est de 80 mW alors qu'elle est de 135 mW en régime continu. Dans ce cas, la membrane supporte une très forte densité de puissance surfacique de près de 200 MW/cm².

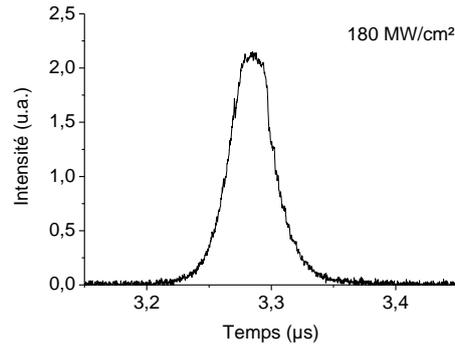


Figure 3-7 : Impulsion de puissance crête 10 W obtenue en régime déclenché.

II.2. Configuration sans système d'imagerie

a. Architecture de la cavité laser

Nous avons souhaité démontrer que les MOEMS de type cantilever peuvent s'affranchir du système d'imagerie entre la fibre et le micro-miroir (Figure 3-8) à cause de leur grande plage angulaire de déflexion (forte discrimination en réflectivité entre l'état passant et l'état bloquant du MOEMS). A l'exception du système d'imagerie, la cavité laser expérimentée est la même que précédemment. Le MOEMS utilisé possède une longueur de 100 μm (donnant une fréquence de résonance de 55 kHz) et une largeur de 75 μm . Nous approchons désormais le micro-miroir à une distance minimale de la fibre, déterminée par la flèche du composant MOEMS utilisé. Nous avons estimé la distance entre la membrane redressée et l'extrémité de la fibre, de l'ordre de 10 μm , soit une distance de près de 40 μm lorsque la membrane est actionnée.

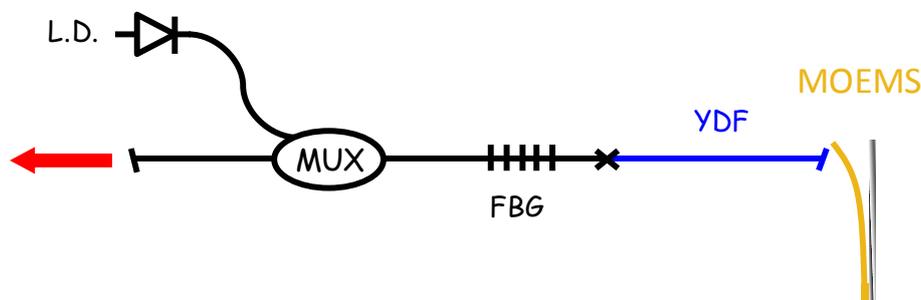


Figure 3-8 : Configuration sans système d'imagerie.

Cette configuration très simple et très compacte, nécessite d'approcher la fibre dopée pratiquement au contact du modulateur. Comme le mode de la fibre possède un

diamètre de 4,4 μm , la longueur de Rayleigh associée est extrêmement faible (de l'ordre de 15 μm). Il est possible de calculer simplement la proportion de puissance du faisceau issu de la fibre dopée, réfléchi par le modulateur et réinjecté dans la fibre, en fonction de la distance qui sépare cette dernière au MOEMS. On l'obtient à partir des équations décrivant la propagation de faisceaux gaussiens :

$$\omega(z) = \omega_0(1 + (z/z_0)^2)^{1/2} \quad (\text{xii})$$

$$P(r, z) = P_0(1 - \exp(-2r^2/\omega(z)^2)) \quad (\text{xiii})$$

Avec z la distance de propagation du faisceau gaussien depuis le col du faisceau, z_0 la longueur de Fresnel du faisceau gaussien considéré, ω_0 le rayon à $1/e$ en champ du faisceau gaussien à son col, $\omega(z)$ son rayon à une distance z du col. P_0 est la puissance totale transportée par le faisceau gaussien, P est celle transportée par ce faisceau à travers un diaphragme de rayon r .

Théoriquement, l'extrémité de la fibre devrait être à moins de 10 μm de la membrane lorsqu'elle est actionnée (donc collée au substrat) pour qu'au moins la moitié de la puissance du faisceau en sortie de fibre soit réinjectée dans celle-ci. Cette distance maximale n'est pas envisageable avec les micro-modulateurs à longue membrane utilisés (jusqu'à 200 μm de long) car la flèche du composant au repos est proche de 30 μm . C'est donc avec un écart supérieur, compris entre 30 μm et 50 μm que les expériences suivantes ont été réalisées. En conséquence, les pertes induites par le dispositif sont très importantes comparativement à la configuration utilisant le système d'imagerie. A l'aide des relations ci-dessus, on peut évaluer le pourcentage de puissance réinjectée dans la fibre après réflexion sur le micro-miroir à 10%. Il en résulte une chute supérieure à 50% de la puissance moyenne du laser par rapport au cas précédemment discuté.

b. Caractérisation dynamique du cantilever en réflectivité

Malgré les inconvénients cités ci-dessus, nous avons pu générer le même type d'impulsions que précédemment, dont la Figure 3-9 présente deux exemples :

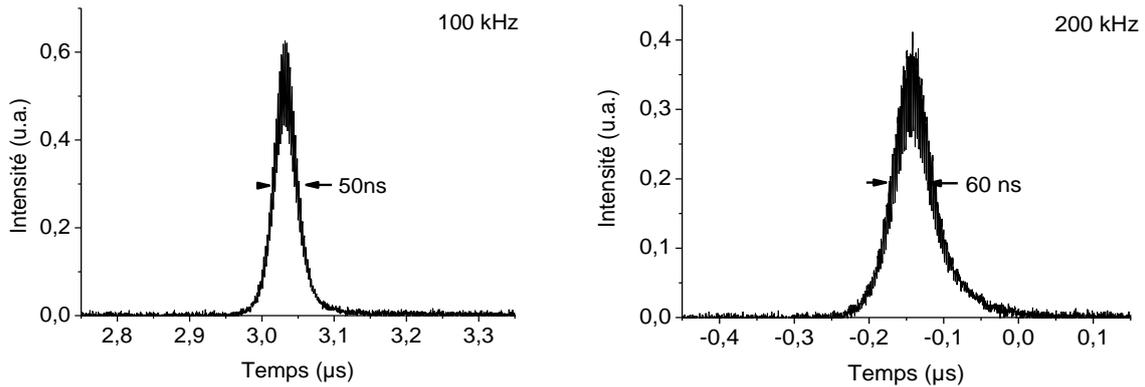


Figure 3-9 : Impulsions obtenues sans système d'imagerie en utilisant un MOEMS cantilever de dimensions $L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$.

La position longitudinale et transversale du faisceau incident sur le composant est très critique. Aussi avons-nous testé le MOEMS à travers la configuration laser étudiée, à l'aide d'un faisceau sonde dont la longueur d'onde (1550 nm) est différente du signal laser. Avec le dispositif de la Figure 3-10, nous avons mesuré la variation de réflectivité imposée par le micro-miroir en configuration laser, de façon à localiser la position optimale du faisceau signal sur la membrane du MOEMS. Ce dispositif nous renseigne également sur le temps de commutation du MOEMS.

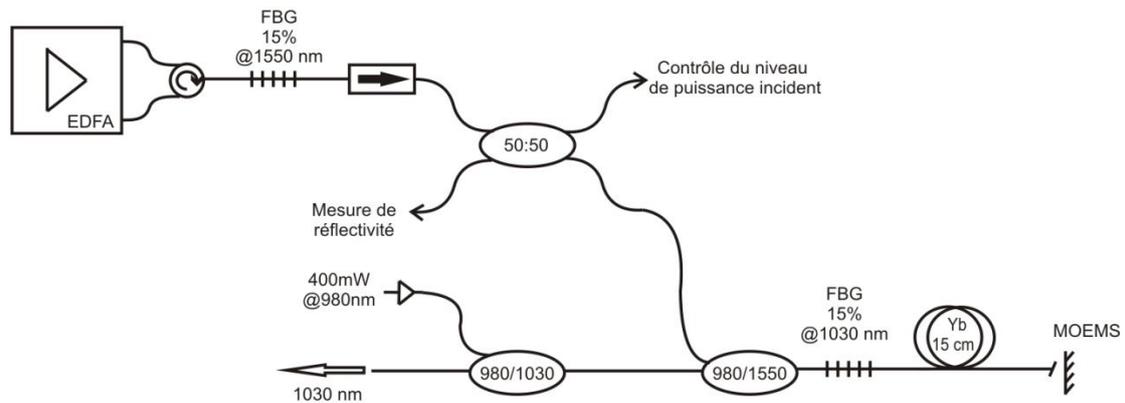


Figure 3-10 : Dispositif de mesure de réflectivité in situ.

Le MOEMS est commandé par un signal électrique de type créneau, à une fréquence de 20 kHz et un rapport cyclique de 50%. La différence de potentiel imposée est supérieure à la tension d'actionnement V_p . Compte tenu du diamètre important du faisceau sonde (15 μm de diamètre à 1/e en champ) sur le micro-miroir, comparativement au cas précédent avec système imageur, les mesures réalisées montrent qu'à une fréquence de sollicitation de

20 kHz le positionnement optimum du faisceau incident sur le MOEMS (dimensions : $L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$) est proche du milieu de la membrane mobile. C'est à cette position que la réflectivité différentielle entre les états « haut » et « bas » du modulateur est la plus importante. On observe qu'à l'état haut, donc lorsque la membrane est au repos (redressée), la réflectivité mesurée est modulée (Figure 3-11). Ceci est dû aux oscillations de la membrane soumise à la force de rappel. Ces oscillations parasites ne sont observables que lorsque la fréquence d'actionnement du MOEMS est en deçà de la fréquence de résonance du composant, égale ici à 55 kHz. On observe également que le niveau moyen de réflectivité évolue sensiblement avec la position du faisceau sonde sur le micro-miroir, ce qui explique également que le fonctionnement impulsionnel est fortement dépendant de ce positionnement pour des conditions fixées de niveau de pompage et de fréquence de modulation. Par voie de conséquence, la durée des impulsions émises est donc aussi étroitement liée à cette position.

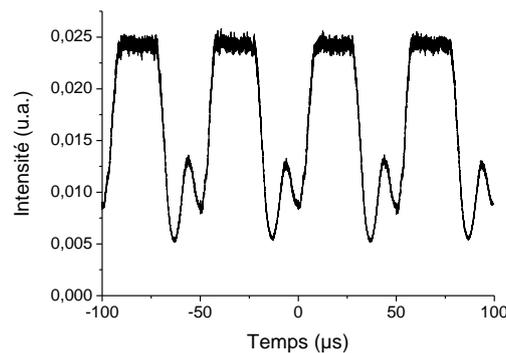


Figure 3-11 : Evolution de la réflectivité du micro-miroir ($L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$) actionné par une fonction créneau.

Dans les conditions de la Figure 3-11, sans système d'imagerie, nous avons mesuré un temps de commutation optique (temps de montée de la réflectivité) inférieur à $10 \mu\text{s}$ (très proche des $7 \mu\text{s}$ calculés à partir de la formule analytique (xi) vue dans le chapitre 2). Toujours dans les mêmes conditions expérimentales, nous avons observé les conséquences de la montée en fréquence de l'actionnement du MOEMS sur la variation de réflectivité (en conservant le niveau de tension appliqué constant quelque soit la fréquence de modulation). Ainsi, on peut observer sur la Figure 3-12 que la variation de réflectivité évolue suivant le même profil que la tension appliquée pour des fréquences inférieures à la fréquence de résonance du composant. Lorsque la fréquence de modulation est proche de la fréquence de

résonance (55 kHz), on retrouve l'allure sinusoïdale avec une amplitude maximale, caractéristique de ce point de fonctionnement, que l'on a pu visualiser sur la courbe de la Figure 2-29 du chapitre 2, montrant le mouvement de l'extrémité de la membrane à la résonance. Au-delà de 100 kHz, le contraste de réflectivité chute de plus de 50% (pour le micro-miroir considéré). Pour des fréquences d'actionnement bien supérieures, il devient même difficile de distinguer la périodicité de modulation. De ce fait, tant que l'on ne dépasse pas la soixantaine de kilohertz, on peut estimer que la variation de réflectivité n'est pas altérée, autrement dit que la membrane subit une oscillation en accord avec le signal de commande. Au-delà, le raccourcissement important du cycle de modulation fait chuter la discrimination en réflectivité car la membrane n'a pas le temps d'atteindre ses amplitudes extrêmes de battement. On observe ici la limite fixée par le temps de commutation de la membrane.

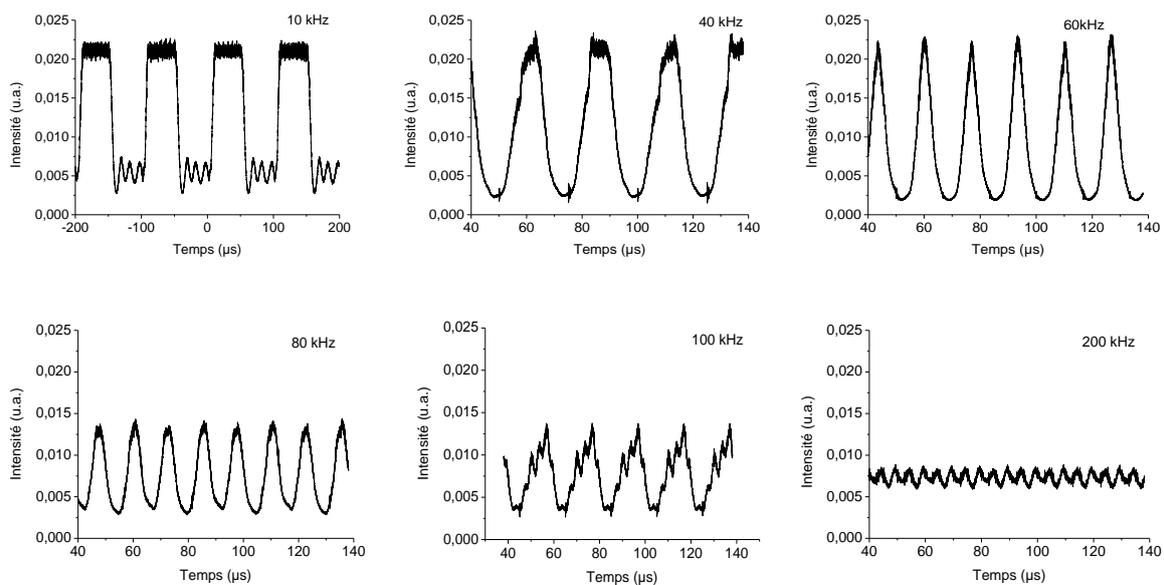


Figure 3-12 : Evolution de la discrimination imposée par le cantilever ($L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$) en fonction de la fréquence de modulation.

c. Caractéristiques temporelles du laser déclenché par micro-miroir mobile et sans système d'imagerie

Les durées d'impulsions obtenues avec cette configuration laser sont plus longues que celles observées avec la configuration laser intégrant un système d'imagerie, en considérant des fréquences d'actionnement identiques, en deçà de la fréquence seuil à partir de laquelle la durée des impulsions s'allonge (Figure 3-13). Comme dans le cas du laser

avec système d'imagerie, cette durée augmente avec la fréquence d'actionnement du MOEMS. La loi d'évolution est la même, mais le seuil a légèrement changé par rapport à la configuration laser précédente, en raison de l'augmentation sensible des pertes intracavité. Ces pertes ont bien entendu des conséquences sur la puissance extraite qui, dans cette configuration, est réduite d'environ 70% par rapport au laser précédent, pour deux fréquences de récurrence identiques (20 kHz).

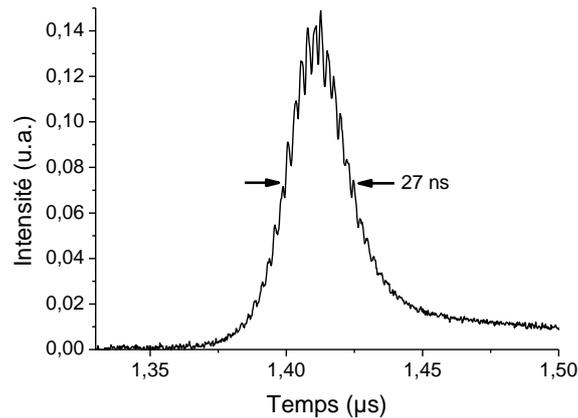


Figure 3-13 : Impulsion obtenue à une cadence de 20 kHz avec une configuration laser sans système d'imagerie et un MOEMS cantilever de dimensions $L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$.

On peut toutefois considérer que l'emploi de fibres de diamètre de cœur plus large (Large Mode Area Fiber) pourrait sensiblement améliorer les performances de cette configuration laser sans système d'imagerie. D'une part, l'augmentation du diamètre du mode guidé par la fibre permet d'augmenter très fortement la longueur de Fresnel du faisceau en sortie de fibre vers le MOEMS. Par exemple, avec une fibre LMA de 15 μm de diamètre de cœur, la longueur de Rayleigh serait multipliée par 12 par rapport au cas de figure considéré jusqu'à présent dans ce chapitre. Cela signifie que la distance fibre-MOEMS pourrait être maintenue à 50 μm sans pertes d'insertion importantes du système, le faisceau réfléchi par le MOEMS vers la fibre dopée ayant un diamètre peu différent du mode de cette fibre. D'autre part, l'ouverture numérique de la fibre serait beaucoup plus faible (0,07 à comparer au 0,12 de la fibre utilisée dans nos expériences), ce qui doit améliorer la discrimination en réflexion (entre les états passant et bloquant) du modulateur. Autrement dit, le domaine angulaire pour lequel le faisceau retour est injecté dans la fibre est beaucoup plus étroit, donc plus sélectif. Ceci doit également avoir une conséquence sur le temps de

commutation du laser qui devrait être réduit dans le rapport des ouvertures numériques des fibres comparées. Enfin, le volume dopé d'une fibre LMA est supérieur à celui d'une fibre standard pour une longueur donnée. Ce qui veut dire que la puissance de saturation du milieu amplificateur est supérieure, donc que la puissance extraite du laser à fibre LMA est plus importante. L'utilisation de ce type de fibre est une future étape pour l'amélioration de cette configuration laser sans système d'imagerie. Ces premiers résultats ont montré que l'association directe d'une fibre et d'un modulateur MEMS peut être réalisée efficacement. C'est une première étape vers une intégration totale du système sur une puce.

Dans le but d'évaluer l'influence du temps de commutation du composant sur la durée des impulsions, nous avons utilisé 3 cantilevers de largeur différente (30, 50 et 70 μm) mais soumis à un même niveau de tension de 3 V (Figure 3-14). Le rapport V/V_p auquel le temps de commutation est inversement proportionnel est donc différent pour chacun de ces composants (paragraphe IV du chapitre 2). On peut ainsi observer que, pour les mêmes conditions (pompage, niveau de tension appliqué, fréquence de modulation) la réduction du temps de commutation (due ici à une diminution de la largeur de la membrane) conduit à une réduction de la durée des impulsions.

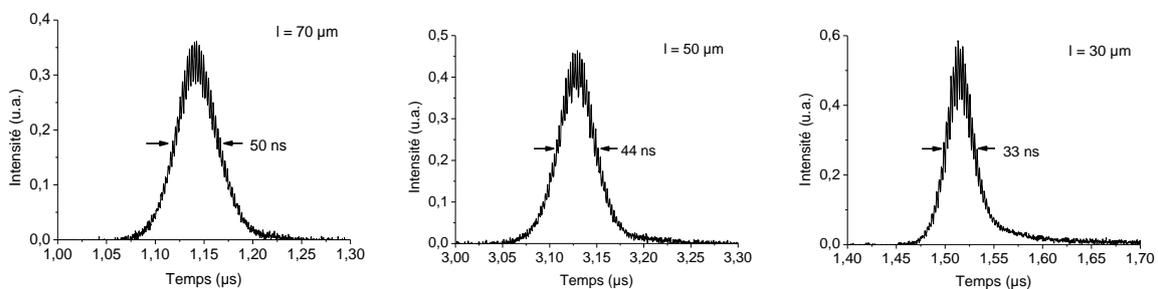


Figure 3-14 : Evolution de la durée d'impulsion en fonction de la largeur du MOEMS pour une cadence de 100 kHz.

d. Configuration laser pour une émission impuls ionnelle en régime nanoseconde

Au vu des durées d'impulsions obtenues, la gamme nanoseconde recherchée pour certaines applications semble donc accessible avec ce dispositif. Cependant, il n'est pas envisageable de raccourcir le tronçon de fibre dopée en dessous des 15 cm sans dégrader très fortement les performances énergétiques du laser. Aussi, dans cette dernière configuration laser, nous avons éliminé le réseau de Bragg fibré pour ne conserver que de la

fibre dopée dans la cavité. Nous avons mis en place un pompage de la fibre dopée par un dispositif d'injection en espace libre qui est hors cavité laser (Figure 3-15). Celle-ci est refermée à une extrémité par le MOEMS et de l'autre par la face clivée droit (réflexion de Fresnel) de la fibre dopée qui fait office de coupleur de sortie du laser. Aucun système d'imagerie entre la fibre dopée et le micro-miroir n'est intégré à la cavité, comme dans le cas décrit précédemment.

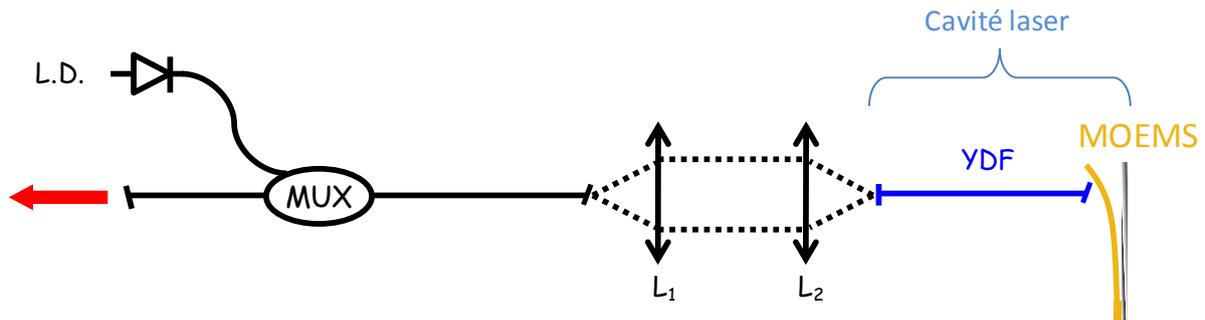


Figure 3-15 : Cavité courte constituée par la fibre dopée seule.

Cette configuration permet de réduire d'un facteur 2 la longueur de la cavité par rapport à la configuration laser précédente, donc de réduire potentiellement du même facteur la durée des impulsions délivrées. La cavité ne mesure alors plus que 15 cm de long, ce qui correspond à un temps d'aller-retour de 1,5 ns. Les impulsions les plus courtes que nous avons mesurées ont une durée de 7,5 ns (Figure 3-16), proche de la valeur limite accessible. Pour rappel, la durée d'impulsion minimale théorique accessible en régime de fonctionnement déclenché est égale au temps de parcours de la cavité. Le MOEMS utilisé ici est le même que dans les expériences précédentes ($L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$).

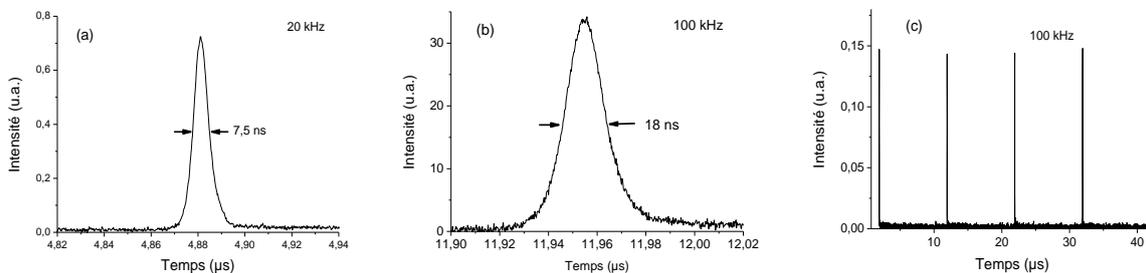


Figure 3-16 : Impulsions extraites de la cavité laser courte en utilisant un MOEMS cantilever de dimensions $L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$ à la cadence de 20 kHz (a), à la cadence de 100 kHz (b) et train d'impulsion correspondant à la cadence de 100 kHz (c).

La puissance moyenne mesurée est de 12 mW pour une fréquence de récurrence de 20 kHz, conduisant à une puissance crête de 75 W. Cette puissance moyenne est faible car le système de pompage induit de fortes pertes à la fois sur l'onde signal et l'onde pompe. Toutefois, le dispositif de couplage de la pompe peut être amélioré en disposant d'une optique dichroïque adaptée en remplacement du multiplexeur fibré.

On peut constater l'absence de sur-modulations dans l'impulsion, contrairement au cas étudié précédemment. Ceci est dû à la réduction de la surtension de la cavité, liée à la diminution du coefficient de réflexion du miroir de sortie (passé de 15% avec le réseau de Bragg à 4% avec la réflexion de Fresnel sur la face de sortie de la fibre).

Ce dispositif nous a donc permis d'obtenir des impulsions d'une durée minimale record pour une source laser fibrée déclenchée par un modulateur mécanique, notamment de type MOEMS. Le tableau suivant rassemble les résultats obtenus avec les configurations présentées jusqu'ici :

Dispositif	Longueur de la cavité laser	Durée d'impulsion minimale	Energie par impulsion
Réseau de Bragg et système d'imagerie	25 cm	16 ns	1,6 μ J
Réseau de Bragg sans système d'imagerie	20 cm	27 ns	1,1 μ J
Sans réseau de Bragg ni système d'imagerie	15 cm	7,5 ns	0,6 μ J

Tableau 3-1 : Récapitulatif des résultats obtenus à partir des différentes sources réalisées.

II.3. Multiplexage de sources en parallèle pour un fonctionnement à haute cadence

Certes les micro-miroirs déformables de type MEMS sont très rapides pour des dispositifs mécaniques, mais les caractéristiques géométriques nécessaires au régime de fonctionnement déclenché, constituent une limite dans la recherche de fréquences de modulation élevées. Du côté de la source laser, nous avons vu également que la génération

d'impulsions courtes nécessite l'utilisation de courtes longueurs de fibre dopée, ce qui limite le gain disponible, donc la fréquence de récurrence maximale des impulsions. De plus, l'augmentation de la fréquence de récurrence d'une source donnée conduit à un élargissement des impulsions. Afin de contourner ces obstacles, la solution que nous avons explorée consiste à multiplexer en longueur d'onde les sorties asynchrones de plusieurs sources. L'avantage de la modulation active dans ce cas-là est qu'il est possible de contrôler temporellement l'émission de chacune de ces sources, ce qui permet d'entrelacer temporellement les impulsions émises. En revanche, l'inconvénient principal de cette technique est qu'elle nécessite l'emploi d'autant de modulateurs que de sources à multiplexer, ce qui accroît considérablement l'encombrement et la complexité du système. La technologie MEMS apporte une nouvelle réponse à ce problème. En effet, elle rend possible la fabrication simple de plusieurs modulateurs sur un même dispositif compact, d'une surface de quelques millimètres carrés seulement. L'idée est alors de multiplexer plusieurs sources du type de celles présentées précédemment en disposant les fibres issues de ces différentes sources sur un même support, en regard du dispositif MEMS, ceci afin de réaliser un système laser impulsionnel compact.

a. Réalisation du dispositif à micro-miroirs indépendants

Nous avons réalisé un support du type de celui de la Figure 3-17 constitué d'encoches (V-grooves) réalisées sur silicium, pour disposer et maintenir les fibres en place devant les micro-miroirs. Pour des raisons pratiques, le pas de la structure est de 250 μm , correspondant à l'écart entre les cœurs de deux fibres adjacentes.

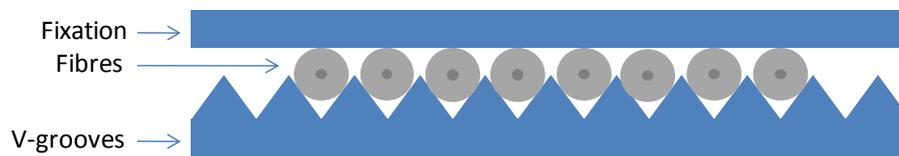


Figure 3-17 : Dispositif de fixation des fibres.

La distance entre les micro-miroirs a donc été choisie pour respecter ce pas de 250 μm . Ces micro-miroirs sont orientés tour à tour dans un sens puis dans l'autre de manière à faciliter l'acheminement des différentes pistes d'alimentation nécessaires à l'actionnement indépendant de chacune des membranes (Figure 3-18). Les micro-miroirs ont

été conçus avec de petites dimensions allant de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ à $75 \times 75 \mu\text{m}^2$, prévues pour disposer d'une discrimination suffisante sur une plage de fréquences importante.

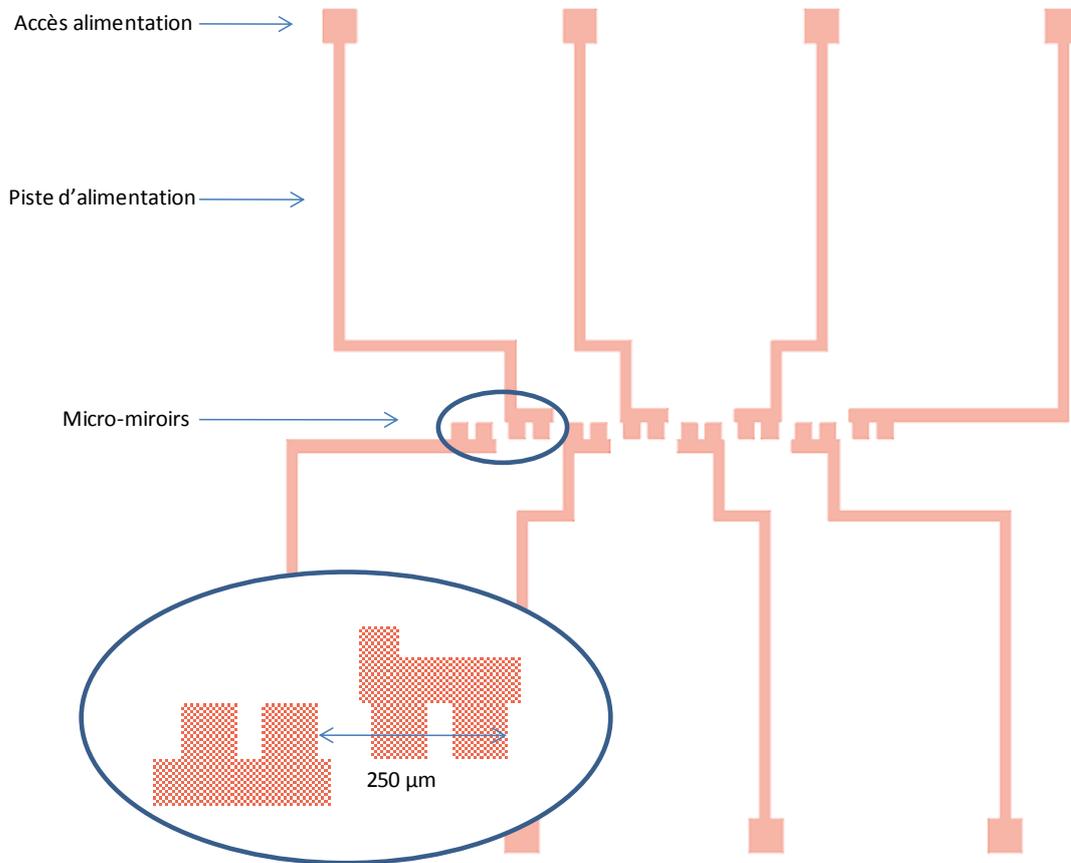


Figure 3-18 : Masque pour la réalisation d'un dispositif à MOEMS indépendants.

Les micro-miroirs sont agencés par paires afin de disposer d'une solution de rechange dans le cas éventuel d'un composant défectueux (Figure 3-19).

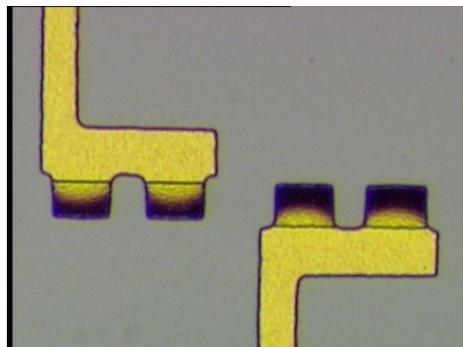


Figure 3-19 : Photos de 2 couples de MOEMS à actionnement indépendant ($75 \times 50 \mu\text{m}^2$).

séparés entre eux de 0,7 nm. Les cavités sont identiques et constituées d'un tronçon de fibre fortement dopée erbium de 50 cm (coefficient d'absorption de 112 dB/m à 1530 nm), pompé à la longueur d'onde de 976 nm. Nous disposons de deux diodes de pompage, fournissant 400 mW chacune, dont la puissance est répartie vers les huit sources à travers une cascade de coupleurs. Sur chacune des voies se trouve également un multiplexeur 980/1550 nm qui achemine la puissance de pompage.

Nous avons dans un premier temps optimisé le réglage de la cavité pour une des voies de la source arborescente (positionnement d'un MOEMS par rapport à une des extrémités de fibre). Le composant MOEMS utilisé possède une longueur de 75 μm (donnant une fréquence de résonance d'environ 75 kHz) et une largeur de 50 μm . Les caractéristiques spectrales du rayonnement émis sont données sur la Figure 3-21. La figure (a) montre le spectre optique d'une voie laser avant qu'elle ne soit liée connectée au multiplexeur tandis que la figure (b) présente le spectre de la même source, mais après insertion du multiplexeur dans la cavité (qui, comme attendu, joue alors le rôle de filtre passe-bande).

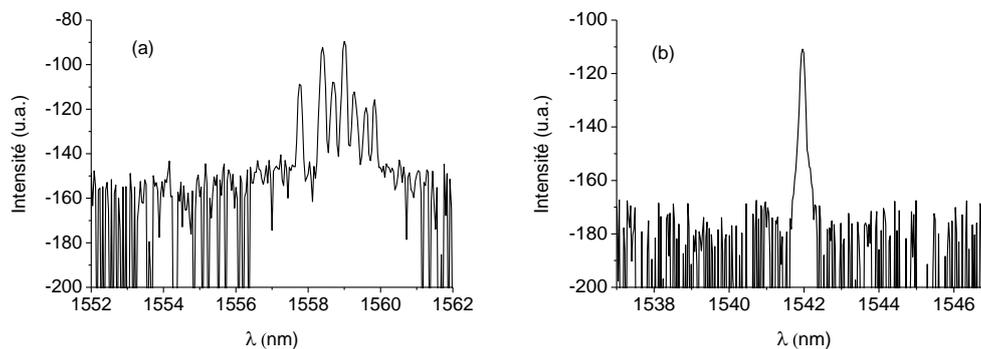


Figure 3-21 : Spectres d'une source élémentaire sans le multiplexeur en longueur d'onde (a) et en sa présence (b).

Nous avons également relevé le train d'impulsions délivré par la voie en fonctionnement du laser arborescent (Figure 3-22).

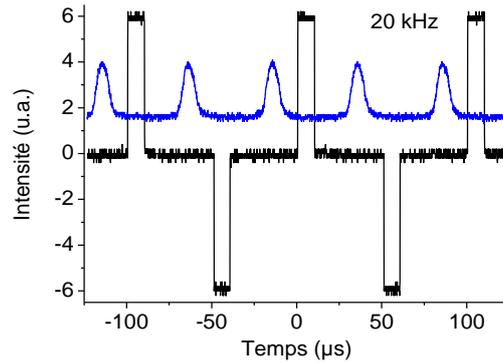


Figure 3-22 : Train d'impulsions relevé en sortie d'une voie du laser arborescent (bleu) et tension d'actionnement du micro-miroir (noir) en utilisant un MOEMS de dimensions $L \times l = 100 \times 75 \mu\text{m}^2$.

Les impulsions obtenues sont relativement longues, de l'ordre de la dizaine de microsecondes, comparativement au temps de parcours de la cavité (50 ns pour une longueur approximative de 5 mètres). Ceci est dû aux fortes pertes d'insertion du multiplexeur 8 voies (>2 dB sur chaque canal), forçant le laser à évoluer près du seuil. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, de trop fortes pertes conduisent à un allongement des impulsions. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons remplacé le multiplexeur par une fibre passive de longueur équivalente (afin de conserver le même temps de parcours de la cavité). Les impulsions obtenues dans ce cas (Figure 3-23) présentent une durée minimale de 550 ns, donc nettement inférieure, ce qui confirme l'influence importante des pertes d'insertion du multiplexeur.

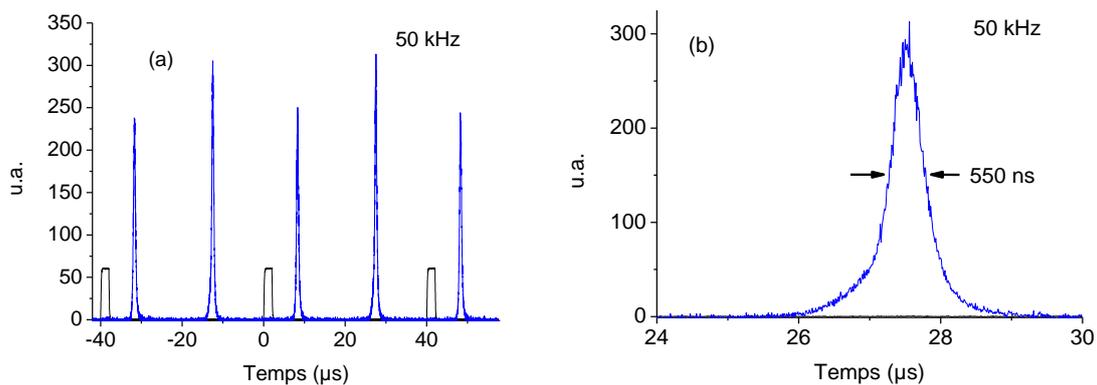


Figure 3-23 : Après remplacement du multiplexeur par une longueur équivalente de fibre passive (a) train d'impulsions (en bleu) et tension d'actionnement du micro-miroir (en noir), (b) profil des impulsions.

Les impulsions de durées supérieures à la microseconde constituent un véritable obstacle à la réalisation d'une source laser impulsionnelle haute cadence, constituée de trains d'impulsions décalés temporellement. En effet, avec ces durées d'impulsions, le nombre d'impulsions (correspondant au nombre de voies lasers) logées dans une période temporelle du signal délivré par les sources élémentaires est alors nécessairement faible. Afin de réduire la durée des impulsions, d'une part nous avons agi sur les pertes intra-cavité en adoptant la configuration laser de la Figure 3-24 : la cavité laser n'est plus une cavité arborescente intégrant le multiplexeur en longueur d'onde, on a un ensemble de lasers indépendants dont les rayonnements sont mélangés extra-cavité par le multiplexeur ; la surtension des cavités est augmentée car chaque coupleur de sortie est un réseau de Bragg fibré ($R = 50\%$) dont la longueur d'onde centrale est choisie pour correspondre à chacun des canaux du multiplexeur. D'autre part, cette nouvelle configuration laser permet une réduction d'un facteur 5 de la longueur de chaque cavité. Nous avons à nouveau optimisé le fonctionnement d'un laser élémentaire en agissant sur le positionnement du micro-miroir mobile. Les impulsions obtenues en sortie d'un laser élémentaire non connecté au multiplexeur en longueur d'onde sont données sur la Figure 3-25. Leur durée a été réduite de façon significative puisque nous avons pu mesurer des impulsions de 230 ns à une cadence de 50 kHz. On peut noter que ces durées d'impulsions restent longues comparées à celles obtenues dans le cas des cavités uniques à fibre ytterbium, ce que j'attribue à ce stade à un défaut des composants MEMS utilisés ici, qui ne présentent qu'une flèche de l'ordre de 3-4 μm , n'offrant alors qu'une faible discrimination entre état haut et état bas.

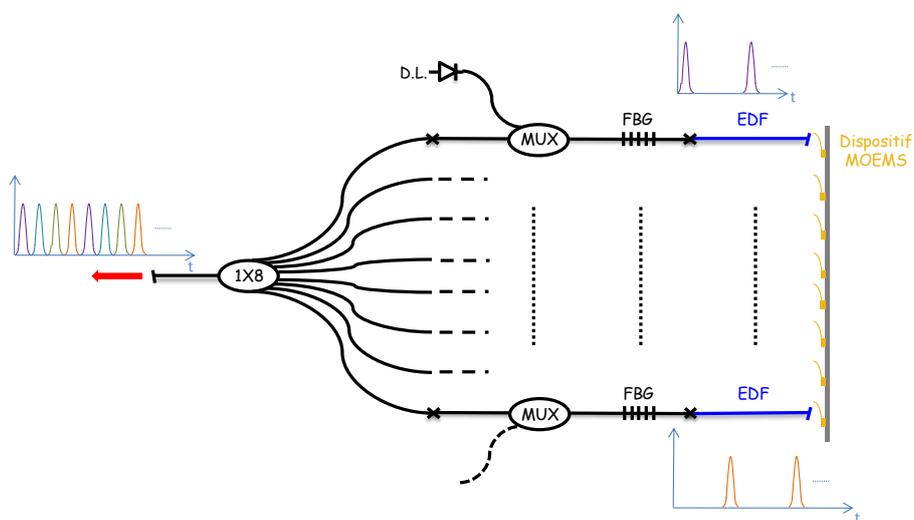


Figure 3-24 : Configuration laser avec multiplexeur hors-cavité.

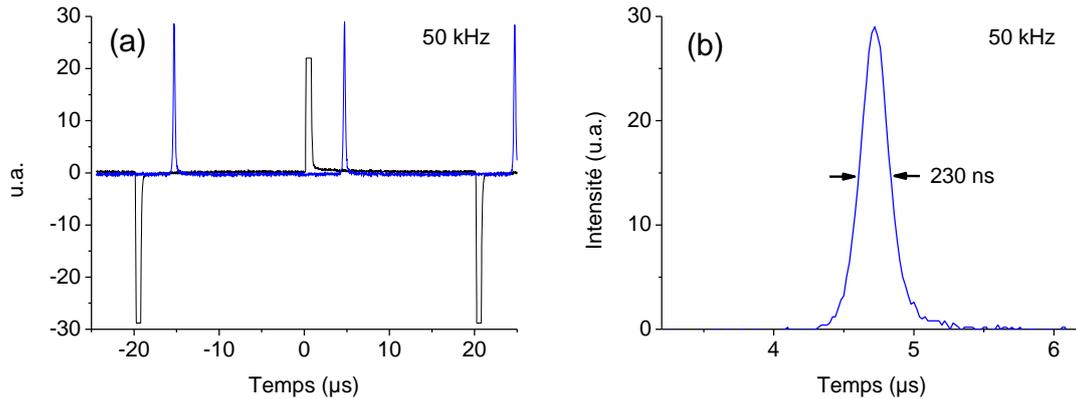


Figure 3-25 : Train d'impulsions (a) et impulsion (b) obtenus pour une cavité fermée par un réseau de Bragg.

Nous avons par la suite actionné le MOEMS de la cavité voisine à la même cadence mais avec un décalage temporel. Il est alors très difficile d'obtenir le fonctionnement impulsif recherché du laser voisin sans retoucher au réglage du positionnement du dispositif MOEMS par rapport aux sorties fibrées. Pour que chaque laser fonctionne avec les mêmes caractéristiques temporelles et énergétiques, il faut que la position du faisceau sur la membrane, ou la distance entre l'extrémité de la fibre et la membrane, soit la même d'une source à l'autre. Dans le cas contraire le taux de modulation et la surtension de la cavité imposés par le micro-miroir déformable évoluent d'une source à l'autre, ce qui, au final, dégrade le train d'impulsion haute cadence recherché. On peut imaginer faire une compensation individuelle en contrôlant le niveau de pompage de chaque source mais dans notre cas, une seule diode de pompage alimente plusieurs cavités. La Figure 3-26 montre les trains d'impulsions que nous avons obtenus en sortie des deux cavités élémentaires en optimisant le positionnement de la barrette de MOEMS par rapport à deux sorties fibrées. Les impulsions conservent leur durée d'environ 500 ns et leur énergie d'environ 200 nJ, à une cadence de 50 kHz pour chacune des voies. Compte-tenu de la sensibilité des réglages, il ne nous a pas été possible pour l'instant, avec le système de micro-positionnement du dispositif MOEMS utilisé, de déclencher simultanément plus de deux sources délivrant des trains d'impulsions analogues entrelacés. Comme je viens de l'évoquer il est indispensable de pouvoir régler avec précision le positionnement du point d'impact des faisceaux lasers sur les membranes des micro-miroirs pour produire des trains d'impulsions identiques mais aussi pour que ces trains soient espacés régulièrement. En effet, nous avons pu constater

que les impulsions ne sont pas toujours synchrones avec la tension de commande appliquée aux composants MOEMS, et surtout, que le retard entre la commande et la génération de l'impulsion augmente avec la distance entre le point d'impact du faisceau sur la membrane et le point d'ancrage. Ceci est dû au fait que la membrane est plaquée progressivement sur le substrat suivant sa longueur. Ainsi, si ces points d'impact sur les membranes ne sont pas strictement les mêmes pour les différentes sources, les impulsions apparaissent sur la voie commune du multiplexeur avec un retard propre à chacune de ces sources et les impulsions entrelacées sont espacées irrégulièrement dans le temps.

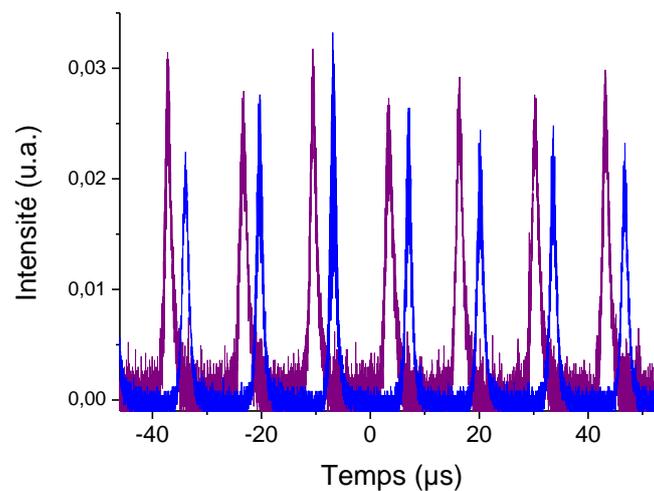


Figure 3-26 : Trains d'impulsions obtenus lorsque 2 sources sont déclenchées de manière asynchrone par le dispositif MEMS à actionnement indépendant.

Pour pouvoir dépasser les limitations actuelles, nous envisageons tout d'abord d'améliorer le système de micro-positionnement du dispositif MOEMS de façon à aligner avec précision l'axe qui joint les micro-miroirs avec celui qui joint les centres des extrémités des fibres. Pour relâcher les contraintes au niveau des sources, il est indispensable que chacune d'entre elles puisse être pompée de façon indépendante. En réglant le niveau de pompage, il sera alors possible d'ajuster les caractéristiques des impulsions délivrées. Enfin, si nécessaire, on pourra envisager, avec un générateur de tension multivoies adapté, de contrôler le retard entre la tension de commande et l'impulsion, et ce en ajustant le décalage temporel de la commande sur chaque voie.

La configuration laser que nous avons commencé à explorer offre d'autres potentialités. Notamment, en rendant les impulsions des différents lasers synchrones, on

peut réaliser la combinaison incohérente des rayonnements engendrés. Dans ce cas, c'est l'énergie des impulsions que l'on augmente sans toucher à la cadence. Ces approches sont pratiquées pour s'affranchir des effets non linéaires (mélange à quatre ondes, auto modulation de phase, diffusions inélastiques de type Brillouin et Raman) qui apparaissent lorsqu'on cherche à extraire des impulsions intenses de lasers à fibre. Elles ont été largement étudiées ces dernières années et récemment des impulsions de durée 2 ns à la cadence de 50 kHz pour une puissance moyenne de 187 W ont été démontrées en combinant les rayonnements de quatre sources lasers sur un réseau de diffraction massif [2]. Dans cette référence, le régime impulsionnel est obtenu par modulation du courant de la diode de pompage.

Utiliser des MOEMS comme modulateurs, comme ceux que nous avons développés jusqu'alors, ne permettrait pas d'atteindre les performances énergétiques énoncées ci-dessus en raison notamment des problèmes de tenue au flux. Il est cependant possible d'imaginer des structures qui permettent de réduire les densités de puissance imposées au composant MOEMS, sans dégrader le temps de réponse du composant, ou encore d'autres qui fonctionneraient plutôt en transmission. Nous aborderons ces aspects dans les perspectives de ce manuscrit. L'avantage du dispositif multivoies que nous avons exploré est lié à sa modularité, c'est-à-dire à sa possibilité d'accroître l'énergie des impulsions à basse cadence, par sommation incohérente des impulsions produites sur les différentes voies lasers, ou bien de bénéficier des impulsions d'énergie plus faible mais à haute cadence.

Comme premier résultat, nous avons synchronisé les deux voies lasers de la configuration de la Figure 3-20. On notera que, dans cette réalisation, les deux MOEMS étaient disposés sur des supports différents pour faciliter le réglage des lasers élémentaires. Nous avons pu démontrer la combinaison de deux rayonnements dont les impulsions ont une énergie de l'ordre de 20 nJ à une cadence de 50 kHz (Figure 3-27). Le graphe (a) de la Figure 3-27 représente le train d'impulsions résultant de l'entrelacement des trains d'impulsions individuels (sommation incohérente). Sa fréquence de récurrence (100 kHz) est double de celle d'une source élémentaire. Le graphe (b) correspond, quant à lui, au cas où l'on somme de façon synchrone les impulsions issues des cavités indépendantes. On conserve alors la même cadence que celle d'un seul laser, mais l'énergie des impulsions est double (ici : environ 40 nJ). Le passage de l'une à l'autre de ces émissions peut être réalisé

soit en ajustant la position du faisceau le long de la poutre suspendue, soit en déphasant un signal de commande électrique par rapport à l'autre.

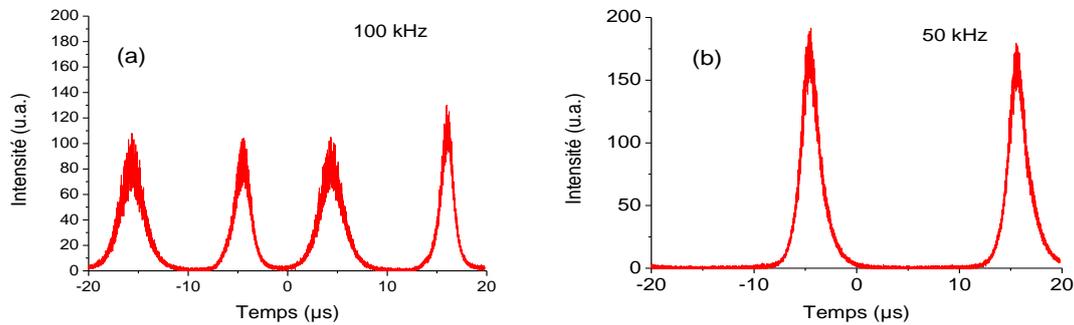


Figure 3-27 : Somme incohérente de trains d'impulsions asynchrones (a) et synchrones (b) émises par deux sources lasers indépendantes.

III. Synchronisation des modes longitudinaux d'une cavité laser fibrée

L'obtention d'un régime impulsif par synchronisation active des modes longitudinaux dans une cavité laser nécessite un modulateur capable d'atteindre des fréquences élevées (> 1 MHz), même avec des lasers à fibre. On rappelle que dans le cas d'une configuration laser, par exemple à milieu amplificateur cristallin typique, les longueurs de cavité sont de l'ordre de grandeur du mètre. En fonctionnement impulsif dans un régime de synchronisation de modes, ces longueurs de cavité conduisent à l'émission d'un train d'impulsions de fréquence de récurrence supérieure à 100 MHz, équivalente à l'inverse du temps de parcours de la cavité. Dans le cas d'un laser à fibre de plusieurs dizaines de mètres, cette récurrence diminue donc pratiquement de deux ordres de grandeur vers le mégahertz.

La modulation d'une cavité laser en vue de l'obtention du régime à modes synchronisés n'a jamais été expérimentée avec un modulateur de type MOEMS. Les composants MOEMS de type « pont » sont potentiellement adaptés à l'obtention de ce régime. Comme nous l'avons précisé dans le chapitre précédent, ils sont constitués d'une membrane fine ($< 0,5 \mu\text{m}$), suspendue entre deux supports. Ces ancrages bilatéraux leur

assurent des forces de rappel importantes, conduisant à des fréquences de résonance élevées (plusieurs centaines de kilohertz pour des longueurs de membrane inférieures à 100 μm). En contrepartie, ces forces de rappel importantes imposent une faible hauteur entre la membrane et le substrat (qui fait office d'électrode inférieure) pour conserver des différences de potentiel d'actionnement raisonnables. Ce faible gap ne permet donc pas d'imposer de fortes déflexions au faisceau incident ou, en tous cas, pas sur une large section. Ce comportement n'est pas nécessairement problématique puisque, comme nous l'avons indiqué dans le premier chapitre, un modulateur offrant un faible taux de modulation peut suffire à engendrer le régime impulsionnel à modes synchronisés.

Les MOEMS de type cantilever possédant des fréquences de résonance plus basses (de l'ordre de la centaine de kilohertz) peuvent être exploités, comme nous allons le voir, mais à des fréquences au-delà de leur fréquence de résonance pour atteindre la gamme mégahertz.

Nous avons donc cherché à démontrer la mise en phase des modes longitudinaux d'un laser à fibre dont la longueur est adaptée aux fréquences de modulation accessibles avec les micro-miroirs mobiles que j'ai réalisés. Ces premières expériences ont été effectuées avec des amplificateurs à fibre dopée erbium commerciaux pour une émission dans la bande C des télécommunications. Les deux types de modulateur (cantilever et pont) ont été utilisés : les cantilevers dans une cavité « longue » ($> 100 \text{ m}$), les ponts dans une cavité de longueur plus standard ($< 50 \text{ m}$).

III.1. Modulation des pertes d'une cavité « longue » par MOEMS de type poutre suspendue

La gamme de fréquences hautes accessible avec des modulateurs de type cantilevers est proche du mégahertz pour les plus courts d'entre eux (voir chapitre 2). Les MOEMS utilisés ici sont des cantilevers, de dimensions $L \times l = 200 \times 50 \mu\text{m}^2$. Or, les mesures de la fréquence de résonance de ces composants est de 150 kHz, donc loin des 950 kHz de la fréquence de récurrence de la cavité. Ces micro-miroirs ne vibrent donc pas sur le mode fondamental de résonance et l'amplitude du mouvement de la membrane est donc très limitée. Malgré cela, ces MOEMS assurent un taux de modulation suffisant pour

synchroniser les modes longitudinaux d'un laser. La Figure 3-28 montre le dispositif expérimental associé.

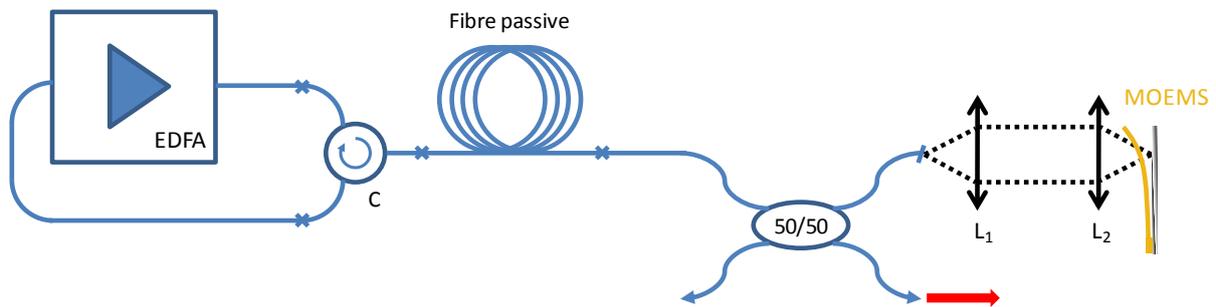


Figure 3-28 : Dispositif expérimental destiné à la synchronisation des modes longitudinaux par un modulateur de type cantilever. EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium ; C : circulateur ; 50/50 : coupleur de sortie.

La cavité laser mise en place est une cavité hybride constituée d'une partie en ligne et d'une partie en anneau unidirectionnelle. La partie linéaire comprend le MOEMS, le coupleur de sortie et une longue fibre unimodale passive. La partie annulaire est composée de l'amplificateur à fibre dopée erbium, muni d'un isolateur. Un circulateur fibré connecte ces deux parties pour former un unique résonateur laser. Cette configuration hybride est essentiellement dictée par le fonctionnement en réflexion du MOEMS et par le fait que l'amplificateur utilisé intègre un isolateur. La cavité laser est conçue volontairement longue afin d'« abaisser » la fréquence de récurrence de la cavité à une valeur accessible pour ces modulateurs.

On peut également distinguer deux parties de la cavité qui imposent une dispersion de vitesse de groupe de signe opposé. Ainsi, la partie en ligne de la cavité est constituée d'une fibre unimodale de 90 m de long, qui a une dispersion positive de 17 ps/nm/km à 1550 nm. Dans la boucle, la fibre amplificatrice impose une dispersion de signe opposé. Des mesures sur des fibres de caractéristiques semblables ont montré des valeurs de dispersion comprises entre -10 et -60 ps/nm/km. La dispersion cumulée de la cavité sur un aller-retour est donc fortement anormale mais varie beaucoup tout au long de la cavité. Malgré une dispersion totale anormale qui favorise plutôt un régime solitonique, l'équilibre entre auto-modulation de phase, dispersion, pertes et gain, est a priori trop fragile dans ce type de cavité longue pour parvenir à ce type de fonctionnement. Toutefois des modélisations et expériences, y compris récentes [3][4][5], semblent montrer qu'un régime stable à impulsion

unique de profil temporel quasi-rectangulaire, peut être obtenu dans un système laser à fibre relativement longue et en régime de dispersion fortement anormale. Ainsi, des impulsions dont la trace d'autocorrélation a une durée de 200 ps engendrées à un rythme de 8MHz ont été mesurées [5]. Dans notre cas, il est à noter que le système est fortement dissipatif, lié à l'emploi de composants entraînant de fortes pertes, comme le circulateur et le système de couplage fibre/MOEMS. Cette caractéristique est particulièrement pénalisante pour l'obtention d'un régime solitonique.

L'analyse du spectre radio-fréquence du rayonnement émis par notre laser permet de contrôler les fréquences caractéristiques du système. En régime de fonctionnement continu (modulateur éteint mais positionné pour réfléchir partiellement la lumière vers la cavité), on détecte une raie autour de 950 kHz (f_{cav}), correspondant à la fréquence de récurrence de la cavité. Cette valeur correspond à l'inverse du temps de parcours de la lumière dans la cavité laser. Elle permet de remonter à la valeur exacte de sa longueur optique, donc à sa longueur physique (218 m), connaissant l'indice de réfraction des fibres utilisées. Ainsi, pour générer des impulsions à partir de cette cavité grâce à la synchronisation de ses modes longitudinaux, le composant MEMS utilisé doit atteindre une fréquence de modulation de 950 kHz. La fréquence de modulation (f_m) du MOEMS dans la cavité est observable sur l'analyseur de spectre RF. Elle est très supérieure à sa fréquence de résonance (150 kHz). Il suffit alors d'ajuster finement cette fréquence pour superposer parfaitement les deux raies ($f_m = f_{cavité}$) (Figure 3-29).

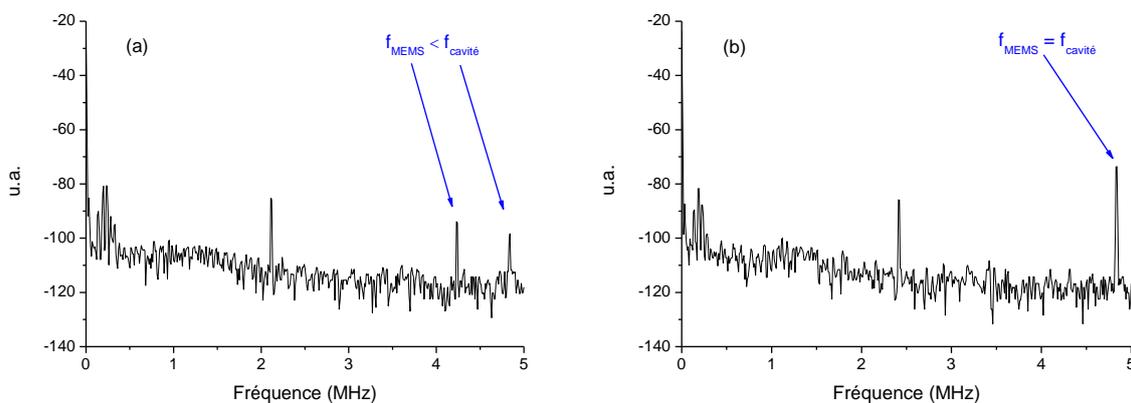


Figure 3-29 : Spectres RF pour $f_{MEMS} < f_{cavité}$ (a) et $f_{MEMS} = f_{cavité}$ (b).

Temporellement, cela se traduit par l'apparition d'un régime impulsionnel. La durée des impulsions et, par voie de conséquence leur puissance crête, dépendent de cet ajustement (Figure 3-30).

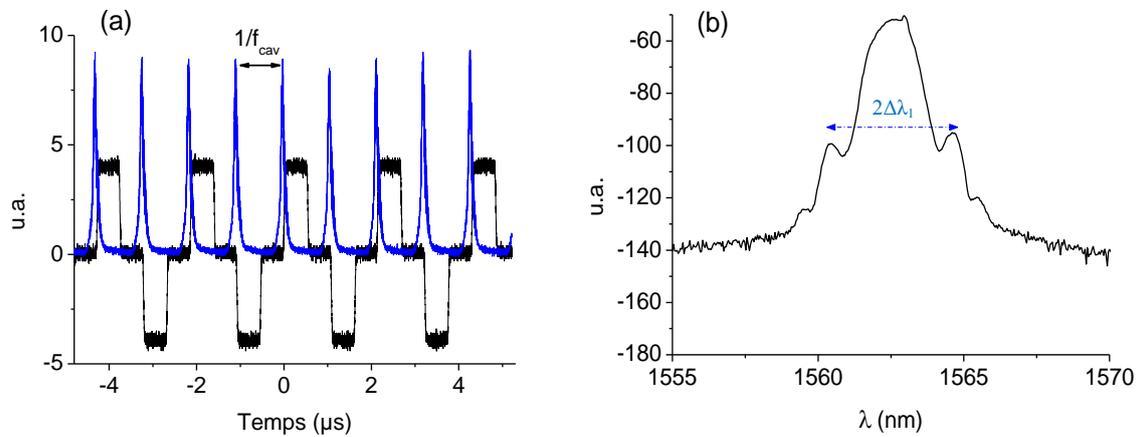


Figure 3-30 : Régime impulsionnel (a) et spectre optique associé (b) pour $f_m = f_{cav}$.

Sur la Figure 3-30 (a), le tracé de couleur noire correspond au signal de commande appliqué au MOEMS, tandis que la courbe bleue représente le signal optique détecté sur une des sorties de la source laser. Le signal de commande a un rapport cyclique de 50% pour que la membrane du MOEMS puisse évoluer avec le maximum d'amplitude possible compte tenu des très hautes fréquences de fonctionnement du composant. Les impulsions observées d'une durée de l'ordre de 80 ns, sont émises à la fréquence de récurrence de la cavité, et ont une puissance moyenne de 50 mW. Leur durée est grande par rapport à ce que l'on obtient en général avec des sources lasers à fibre en régime mode-lock, même modulées par voie active. Cependant, le fait que la synchronisation de la fréquence de modulation avec la récurrence de la cavité soit nécessaire pour l'obtention de ce régime impulsionnel désigne bien un fonctionnement de type synchronisation des modes longitudinaux, même si cette synchronisation est imparfaite. On peut remarquer que le profil de la bande spectrale émise (enregistré par un analyseur de spectre optique de résolution 0,1 nm), présente des pics latéraux similaires aux « bandes latérales de Kelly » observées dans les lasers à fibre fonctionnant en régime solitonique [6]. Ces bandes latérales sont dues à des accords de phase entre ondes co-propagatives dans la fibre. En effet, l'impulsion soliton se réajuste à chaque tour de cavité en évacuant l'énergie en excès sous forme d'ondes dispersives (ondes se propageant à faible niveau de puissance). Ces ondes interfèrent constructivement à

certaines longueurs d'onde avec l'impulsion donnant naissance à des pics dans le spectre appelés bandes latérales de Kelly.

Celles-ci sont repérées par rapport à la longueur d'onde centrale selon [7] :

$$\Delta\lambda_n = \text{signe}(n) \lambda_0 \sqrt{\frac{2|n|}{cLD_{nette}}} \quad (\text{iii})$$

Où n désigne l'ordre de la bande, λ_0 la longueur centrale de spectre d'émission, c la célérité, L la longueur optique de cavité et D_{nette} la dispersion nette de la cavité.

En mesurant $2\Delta\lambda_1$, l'écart entre les bandes spectrales d'ordres +1 et -1, on peut calculer la dispersion nette de la cavité laser, soit $LD_{nette} = 3,6$ ps/nm. En exploitant la valeur de dispersion de la fibre SMF28, les longueurs optiques (aller-retour) des fibres SMF28 (261 m) et dopée erbium (55 m), nous avons pu accéder à la dispersion de la fibre dopée erbium soit -14,5 ps/nm/km. Cette valeur est tout à fait compatible avec celles obtenues pour des fibres semblables, comme évoqué ci-dessus.

La grande longueur de la cavité et les fortes variations du gain, des pertes et de la dispersion tout au long du laser amènent probablement ce dernier à un comportement multi-impulsionnel. Ce sont ces impulsions regroupées mais temporellement instables que nous enregistrons sous la forme d'impulsions de très grande durée avec une photodiode de bande passante 2 GHz (Figure 3-30-(a)).

Ces premiers résultats, obtenus avec des MOEMS de type cantilever, sont très encourageants. Il est aisé de caler précisément les fréquences de modulation avec la récurrence de la cavité. Cependant, il est nécessaire d'optimiser tous les éléments du laser pour éviter de trop grandes variations à la fois des pertes, du gain et de la dispersion intracavité sur ces grandes longueurs de fibre, pour pouvoir espérer réduire la durée des impulsions émises. Cependant, très récemment, une équipe de l'Université d'Aston a réussi à synchroniser les modes d'une cavité laser à fibre multi-kilométriques [8]. Ils ont utilisé une très longue fibre de 25 km à compensation de dispersion. Cette étude a montré la génération d'impulsions de plusieurs nanosecondes à un rythme extrêmement faible de 8 kHz. L'objectif visé par les auteurs de cet article est d'extraire de fortes énergies par impulsion en diminuant très fortement la fréquence de récurrence du laser à fibre considéré. Cette expérience montre qu'avec des modulateurs « basse cadence », tels que les micro-

miroirs mobiles que j'ai étudiés, en association avec des fibres et amplificateurs adaptés, il est possible d'obtenir un régime d'impulsion unique. On peut également aider le système de modulation actif en ajoutant un dispositif passif d'absorption saturable non linéaire pour délivrer des impulsions de plus courte durée.

Les composants MOEMS utilisés ici sont des cantilevers, de dimensions $L \times l = 200 \times 50 \mu\text{m}^2$. Or, les mesures de la fréquence de résonance de ces composants est de l'ordre de la centaine de kilohertz, donc loin des 950 kHz de la fréquence de récurrence de la cavité. Ces micro-miroirs ne vibrent pas sur le mode fondamental de résonance et l'amplitude du mouvement de la membrane est donc très limitée. Malgré cela, ces composants MOEMS assurent un taux de modulation suffisant pour l'application visée.

III.2. Modulation par MOEMS de type « pont »

Les composants MOEMS de type « pont » ont une raideur supérieure à celle des cantilevers, qui conduit à des fréquences de résonance également supérieures. En contrepartie, ils mènent généralement à un plus faible taux de modulation. Les MOEMS pont sont donc mieux adaptés que les cantilevers à la synchronisation des modes longitudinaux d'un laser. Nous avons utilisé ces ponts dans une cavité laser à fibre de plus courte longueur que la configuration précédente, de façon à exploiter la vitesse de modulation importante de ce type de composant.

a. Etude d'une cavité « courte »

Dans cette seconde configuration, nous avons ramené la longueur de cavité à celle de l'amplificateur (aux longueurs de fibre du circulateur et du coupleur près). L'architecture est semblable à la précédente configuration laser avec une partie linéaire plus courte constituée d'un coupleur équilibré et du modulateur, mais sans la bobine de 90 m de fibre passive (Figure 3-31). Un circulateur fibré relie cette partie linéaire à la partie annulaire du résonateur où se trouve l'amplificateur. Nous avons inséré un couple de lames d'onde (quart et demi-onde), associé à un polariseur, entre la fibre et le composant MEMS. Ce dispositif a pour but de fixer l'état de polarisation des modes oscillant dans la cavité laser.

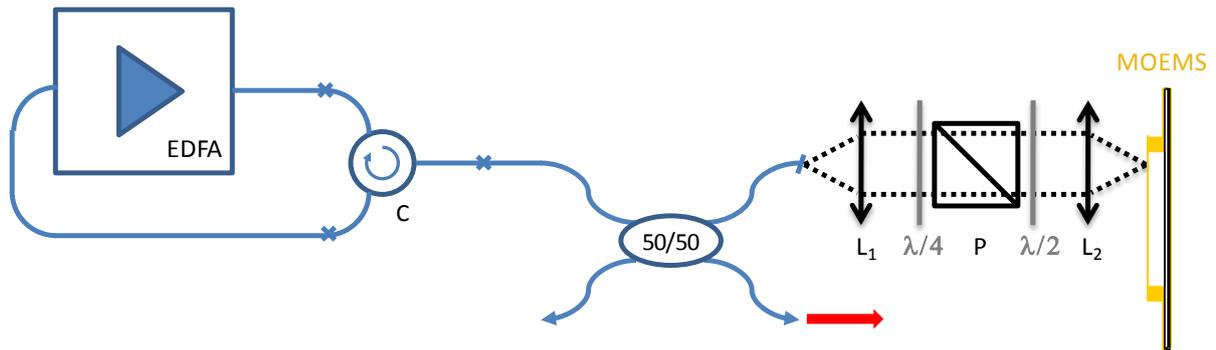


Figure 3-31 : Cavité laser courte modulée par un MOEMS de type pont. $\lambda/2$ et $\lambda/4$: lames d'onde ; P : polariseur.

La fréquence de récurrence de la cavité est mesurée à près de 5 MHz, ce qui correspond à une longueur optique de cavité de 60 m (aller-retour). Afin d'atteindre une telle fréquence de modulation, nous avons choisi les micro-miroirs les plus courts (75 μm de long pour 50 μm de large) dont les fréquences de résonance sont les plus élevées. Leur fréquence de résonance théorique proche de 800 kHz est encore bien inférieure à celle de la cavité, mais suffisante pour que la modulation du MOEMS inséré dans la cavité, soit clairement perceptible à l'analyseur de spectre RF. La dispersion totale de la cavité est maintenant normale, l'essentiel de la fibre optique de la cavité est de la fibre dopée erbium. La puissance moyenne délivrée est de l'ordre de 100 mW. Le niveau de pompage est maintenu bas pour minimiser un comportement multi-impulsionnel. La Figure 3-32 montre le profil d'une impulsion type extraite de ce laser, ainsi que le spectre optique correspondant.

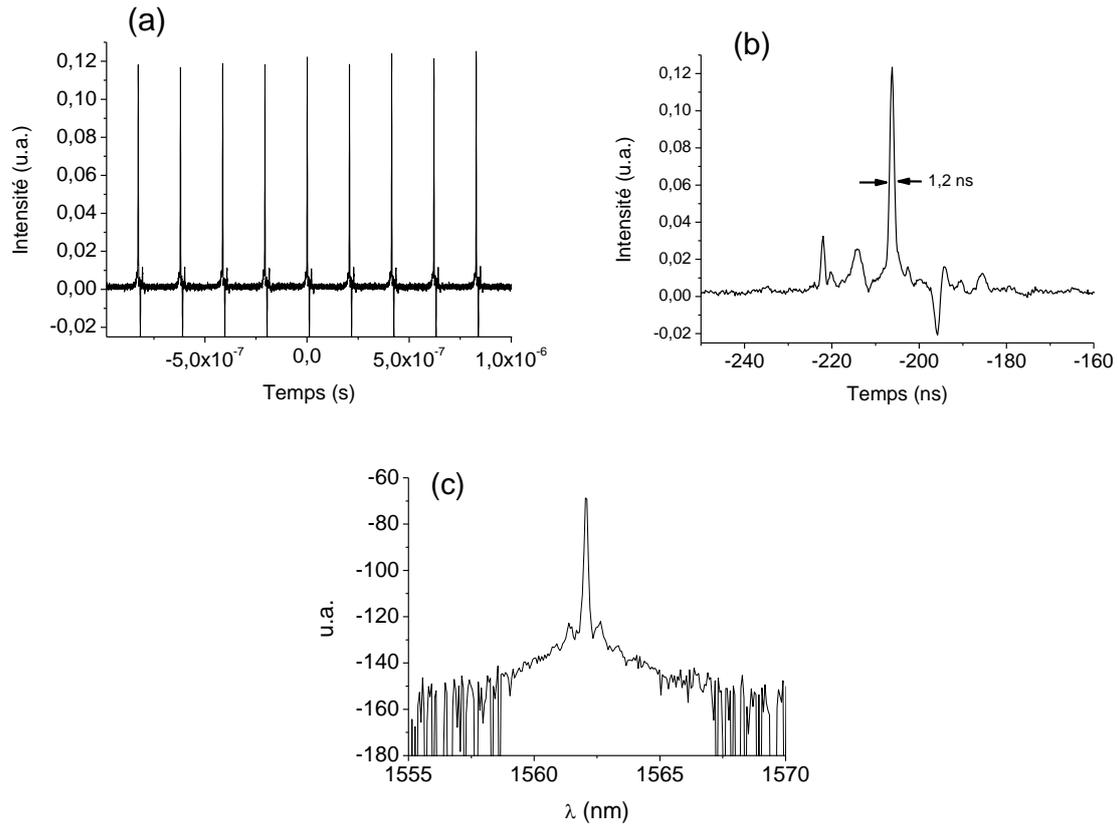


Figure 3-32 : Train d'impulsions (a) et profils temporel (b) et spectral (c) associés, mesurés en sortie du laser modulé par un MOEMS de type pont.

Les durées d'impulsions mesurées ici sont de l'ordre de 1,2 ns, donc nettement inférieures à celles obtenues avec la configuration laser précédente. Cette durée est à la limite de ce que le système de détection peut mesurer, puisque la photodiode possède une bande passante de 1,2 GHz et l'oscilloscope de 300 MHz. Néanmoins, la vérification avec un oscilloscope rapide confirmé ces observations. On remarque clairement sur cette figure que quelques impulsions parasites entourent l'impulsion principale. Ce comportement est plus perceptible que dans la configuration précédente car le nombre d'impulsions en jeu doit être probablement beaucoup moins important. Néanmoins, les durées d'impulsions mesurées sont encore longues. Le fait que la dispersion nette de la cavité ne soit pas faible ne peut expliquer totalement ces longues durées. L'emploi d'un modulateur actif ne favorise pas l'émission d'impulsions de courte durée [9]. Aussi, avons nous voulu comparer le comportement de ce laser avec celui qui intégrerait un autre type de modulateur actif à la place du micro-miroir mobile.

b. Comparaison MEMS/MAO

Dans cette configuration, nous avons remplacé le composant MOEMS par un modulateur acousto-optique (MAO). Ce type de modulateur est très souvent utilisé pour moduler les pertes intracavité dans un laser de façon à obtenir un régime impulsionnel, le plus souvent dans le cas de lasers déclenchés. Son temps de montée est de 25 ns, plus court que celui du MOEMS d'au moins un ordre de grandeur. D'un côté nous avons soudé le MAO (qui est fibré) au coupleur de sortie du laser, et de l'autre nous l'avons approché en butée contre un miroir de réflectivité maximale (Figure 3-33).

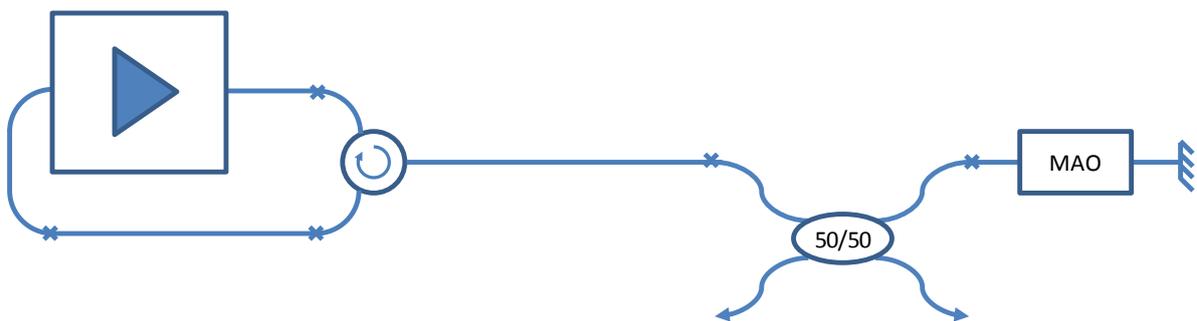


Figure 3-33 : Cavité modulée par MAO.

Les caractéristiques temporelle et spectrale de l'émission obtenue sont celles de la Figure 3-34. La durée d'impulsion est quasi similaire au cas de la modulation par un micro-miroir de type MEMS. Une différence remarquable est que l'impulsion principale ne semble pas accompagnée par des impulsions satellites.

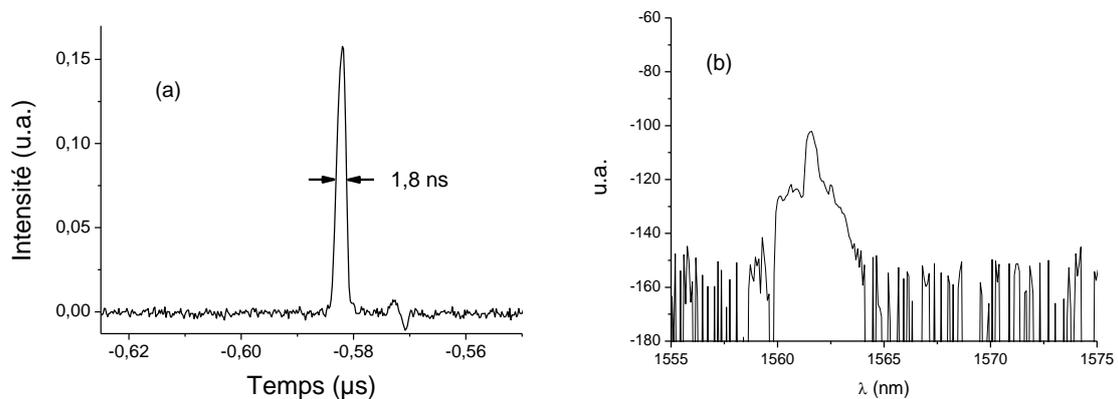


Figure 3-34 : Impulsion (a) et spectre correspondant (b) obtenus avec un MAO.

Les caractéristiques temporelles (temps de montée et gigue) du composant MOEMS sont donc compatibles avec le verrouillage en phase des modes longitudinaux d'un laser. Les longues durées d'impulsions obtenues sont plutôt attribuables à la modulation active comme de nombreuses études l'ont montré auparavant. Ainsi, dans une configuration similaire, un laser à fibre dopée erbium modulé activement par un composant tout fibré a délivré des impulsions de 640 ps à une fréquence de 9 MHz, avec une longueur de cavité totale deux fois plus petite que la nôtre [10]. On peut donc considérer que ces MOEMS sont des dispositifs tout à fait capables de remplacer des modulateurs tels que les MAO, dont la technologie est mature, en apportant les avantages déjà cités.

IV. Conclusion

Dans ce dernier chapitre, j'ai présenté les différentes configurations lasers expérimentées aux cours de ces travaux. Leur spécificité vient du fait que nous leur associons des micro-miroirs déformables de type MEMS dans le but d'obtenir un régime impulsionnel. Nous nous sommes intéressés à la fois au régime de fonctionnement déclenché et à la synchronisation des modes longitudinaux de lasers à fibre.

L'intégration d'un micro-miroir de type cantilever dans une cavité laser a montré la capacité de ce composant à moduler efficacement la surtension de cette cavité. En effet, la source laser déclenchée par micro-miroir que nous avons développée remplit l'objectif fixé, à savoir la génération d'impulsions nanosecondes. La cavité laser compacte, associée à un modulateur offrant une forte discrimination, génère des impulsions d'une durée de 7,5 ns. Cette courte durée d'impulsion constitue un record pour un laser à fibre déclenché par un modulateur de type micro-miroir déformable basé sur la technologie MEMS. Ce type de source compacte et robuste, fournissant des impulsions courtes mais de faible énergie, peut ainsi remplir la fonction d'oscillateur dans un système de type MOPA, pour la génération d'impulsions de forte énergie.

Les sources lasers déclenchées sont développées dans le but de générer des impulsions énergétiques. Or, l'augmentation de la fréquence d'un système laser considéré conduit à la chute de l'énergie par impulsion. Pour pallier à cela, la solution explorée au cours de ces travaux consiste à sommer de façon asynchrone les rayonnements issus de plusieurs sources impulsionnelles. La cadence du système global est donc augmentée sans dégrader l'énergie par impulsion. Cette solution présente l'inconvénient majeur de nécessiter autant de modulateurs que de sources à combiner. C'est pourquoi nous avons proposé d'intégrer un dispositif MOEMS dans ce type de source. En effet, la technologie MOEMS permet de réaliser un dispositif compact, bas coût, constitué de plusieurs modulateurs. Les premiers résultats exposés dans ce chapitre font ressortir l'aspect séduisant de cette solution, à savoir la simplicité de réalisation d'un dispositif MOEMS très compact pouvant déclencher un grand nombre de sources lasers indépendamment.

Nous avons pu générer des impulsions en régime déclenché par un micro-miroir de type cantilever jusqu'à la fréquence de 800 kHz, bien au-delà de la fréquence de résonance de ce dernier. Disposer de composants MOEMS capables de fournir un taux de modulation

suffisant pour le déclenchement d'une source laser à cette cadence, a constitué un premier élément de réponse quand à la possibilité, pour ce type de modulateur, de synchroniser les modes longitudinaux d'une cavité laser fibrée.

Ainsi, grâce à la conception de composants de plus petites dimensions géométriques, surtout en ce qui concerne la longueur de la membrane, il est possible de moduler les pertes de cavités lasers jusqu'à des fréquences de plusieurs mégahertz. C'est ce que nous avons pu observer, tout d'abord avec des micro-miroirs de type cantilever, puis avec des structures de type pont. Ces composants ont montré, pour la première fois à ma connaissance, la possibilité de synchroniser les modes longitudinaux de cavités de dimensions standard. Une cavité expérimentale, de fréquence de récurrence 5 MHz, a été associée à un micro-miroir déformable rapide pour la génération d'un régime impulsionnel à synchronisation des modes longitudinaux. Les durées d'impulsions obtenues, de l'ordre de la nanoseconde, sont longues comparées au standard des lasers à fibre fonctionnant dans ce régime. Cependant, nos expérimentations montrent également que l'utilisation d'un modulateur acousto-optique en lieu et place du composant MOEMS ne permet pas de raccourcir ces impulsions. L'emploi d'un modulateur de type MEMS montre dans ce cas les mêmes performances que son homologue MAO. Développer des MOEMS pour synchroniser les modes longitudinaux d'un laser est un challenge intéressant. Cette technologie moins coûteuse que celle des modulateurs conventionnels offre d'autres avantages : les modulateurs de types MOEMS peu encombrants sont aussi achromatiques, insensibles à la polarisation, de faibles pertes d'insertion et ne consomment pas de puissance. Ces caractéristiques séduisantes s'ajoutent aux avantages des lasers à fibre et sont très encourageantes en vue de la réalisation de sources lasers impulsionnelles compactes, offrant une bonne qualité spatiale de faisceau pour de bas coûts de fabrication.

Bibliographie

- [1] D. Bouyge, "Systèmes lasers impulsionnels compacts et dispositifs hyperfréquences accordables basés sur l'intégration de composants MEMS," Thèse de doctorat, 2007.
- [2] O. Schmidt, "187 W, 3.7 mJ from spectrally combined pulsed," *Optics Letters*, vol. 34, no. 3, 2009.
- [3] W. Chang, "Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime," *Physical Review A*, vol. 79, 2009.
- [4] X. Liu, "Pulse evolution without wave breaking in a strongly dissipative-dispersive laser system," *Physical Review A*, vol. 81, 2010.
- [5] X. Li, "Long-cavity passively mode-locked fiber ring laser with high-energy rectangular-shape pulses in anomalous dispersion regime," *Optics Letters*, vol. 35, no. 19, 2010.
- [6] S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 8, 1992.
- [7] M. L. Dennis and I. N. Duling, "Intracavity dispersion measurement in modelocked fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 409-411, 1993.
- [8] A. Ivanenko, "Mode-locking in 25-km Fiber Laser," in *European Conference and exhibition on Optical Communication*, Torino, 2010.
- [9] A. Siegman, *Lasers*. Millvalley: University Science Books, 1986.
- [10] C. Cuadrado-Laborde, "Experimental study of an all-fiber laser actively mode-locked by standing-wave acousto-optic modulation," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 99, 2010.

**CONCLUSION GENERALE ET
PERSPECTIVES**

Les travaux présentés dans ce mémoire font état des alternatives que nous proposons pour la réalisation de lasers à fibre impulsions. Ce manuscrit a été l'occasion de rappeler l'influence des paramètres d'une source impulsionnelle à fibre optique sur les caractéristiques temporelles de l'émission. Nous en avons déduit les avantages et inconvénients des différentes techniques de modulation existantes et notre étude s'est plus particulièrement tournée vers la réalisation et l'intégration dans des sources lasers fibrées, de composants en technologie MEMS, pour l'obtention de régimes impulsions. Nous avons exploré plusieurs architectures de lasers à fibre, dans un premier temps pour mettre en évidence la capacité de ces systèmes à produire des impulsions courtes (nanosecondes) en régime de fonctionnement déclenché, puis, dans un second temps, pour montrer que certains composants MEMS pouvaient moduler les pertes dans une cavité laser à fibre à des fréquences suffisamment élevées pour atteindre le régime de synchronisation des modes longitudinaux.

Les premières configurations intègrent une fibre très fortement dopée ytterbium pour la réalisation d'une source fibrée très courte. La modulation très efficace des pertes de cette cavité par un composant MOEMS de type cantilever, a permis d'établir un nouveau record (7,5 ns) de durée minimale d'impulsions émises par ce type de source, depuis les travaux initiés au cours de la thèse de *David Bouyge*. Mon travail a ainsi consisté en la conception et la réalisation d'une source laser à fibre très compacte et de dispositifs MOEMS adaptés à la fonction de modulateur, c'est-à-dire à la fois rapides et très discriminants. Réduire encore les durées d'impulsions émises par ces sources nécessite une plus courte longueur de fibre amplificatrice. Ceci implique l'utilisation d'une fibre dont la concentration en ions dopants est encore supérieure à celle utilisée ici. Cependant, nous avons mentionné dans le chapitre 1 que la concentration des ions dopants dans une fibre ne peut pas être augmentée indéfiniment. Une solution peut être alors d'augmenter le volume de gain à travers un dimensionnement supérieur du diamètre de cœur (en utilisant par exemple les fibres de type LMA citées dans le chapitre 1). Toutefois, des niveaux de puissances trop élevés peuvent être préjudiciables à la durée de vie des composants MOEMS présentés ici. En effet, leur miniaturisation, nécessaire à l'obtention de temps de commutation courts, ainsi que la faible épaisseur de leur membrane, les exposent à des densités de puissance surfaciques élevées. Une première solution pourrait être alors d'éclairer un réseau 2D de micro-miroirs à actionnement synchrone sur une grande surface. Le challenge est dans ce

cas de réaliser un dispositif MOEMS maximisant le taux de remplissage « surface d'une membrane/pas de la matrice MEMS ».

Nous avons proposé une solution pour augmenter la cadence des lasers à fibre fonctionnant en régime déclenché, sans en dégrader l'énergie par impulsion. La technique de sommation incohérente de trains d'impulsions asynchrones issus de multiples sources élémentaires est bien connue, mais souffre d'un inconvénient majeur, à savoir la nécessité d'utiliser autant de modulateurs que de sources à multiplexer. Dans ce cadre-là, j'ai conçu et réalisé un dispositif MEMS intégrant plusieurs micro-miroirs à actionnement indépendant sur une même puce, avec une distribution adaptée au positionnement des fibres en regard. Les premiers résultats confirment la faisabilité de cette méthode, mais montrent également l'importance de l'optimisation des différents paramètres de chacune des sources (niveau de pompage, position fibre/micro-miroir, etc.) Les prochaines étapes consistent alors à dissocier le réglage du niveau de pompage des différentes sources et à concevoir un système de positionnement commun au support de fibre et au dispositif MEMS.

Au cours de ces travaux, nous avons également poussé certains MOEMS réalisés à des fréquences de résonance très élevées (plusieurs centaines de kilohertz) en vue de synchroniser les modes longitudinaux de lasers à fibre. L'architecture finale proposée, d'une récurrence de 5 MHz, génère des impulsions plutôt longues (1 ns) pour ce régime de fonctionnement. Néanmoins, nous avons pu montrer que la même cavité modulée par un modulateur acousto-optique, donc un autre dispositif de modulation actif présente des performances similaires. Ainsi, nous avons fait la démonstration expérimentale de la capacité des composants MOEMS réalisés, à atteindre des fréquences de modulation de plusieurs mégahertz. Ceci laisse présager d'un fort potentiel pour la synchronisation des modes de sources lasers plus courtes, afin d'approcher les standard de durée d'impulsions, pour ce type de source. La réduction de la longueur de cavité devrait permettre de faciliter la gestion de la dispersion mais nécessite la conception de micro-miroirs ayant des fréquences de résonances encore plus élevées. Ainsi, lorsque le redimensionnement (longueur et épaisseur de la membrane) ne permet plus d'atteindre les fréquences souhaitées, le choix du matériau structurel reste le seul degré de liberté. Nous envisageons de remplacer l'or de la couche structurelle des composants présentés ici par de l'aluminium, dont le module de Young est peu différent de celui de l'or (70 GPa au lieu de 78 GPa) mais dont la masse volumique est très inférieure (2700 kg/m^3 au lieu de 19800 kg/m^3). La fréquence de

résonance obtenue pour un composant en aluminium est donc approximativement 3 fois supérieure à celle d'un composant en or de mêmes dimensions. Une autre solution facilement envisageable et d'utiliser le Si comme matériau structural pour les composants MOEMS, en utilisant par exemple la technologie SOI (substrats type Silicon-On-Insulator) car ce matériau possède à la fois un module de Young deux fois plus élevé que celui de l'or (d'environ 150 GPa) et une masse volumique inférieure (2330 kg/m^3). Enfin, nous pouvons imaginer optimiser la durée des impulsions en associant au modulateur actif de type MOEMS, une technique passive de verrouillage des modes longitudinaux telle que la rotation non linéaire de polarisation évoquée au chapitre 1.

Une partie des travaux réalisés au cours de cette thèse, non évoquée jusqu'à présent, est à vocation exploratoire et a pour but de trouver de nouvelles solutions pour la génération d'impulsions dans les sources lasers, solutions des matériaux dits « intelligents ». En ce qui concerne le domaine de l'optique, c'est principalement la variation potentielle de l'indice de réfraction de ces matériaux qui présente un intérêt. Ils sont destinés ainsi à la fonction de commutateur optique à travers les changements des coefficients de transmission et de réflexion imposés par les modifications de l'indice de réfraction. Nous assistons dernièrement à une effervescence dans le domaine de la recherche quant à l'association de nouveaux matériaux à la modulation de cavités lasers. C'est le cas, par exemple, des nanotubes de carbone et du graphène comme je l'ai évoqué dans le chapitre 1.

En effet, depuis plusieurs années maintenant, les nanotubes de carbone suscitent un grand intérêt dans le monde de la recherche car leurs propriétés sont particulièrement intéressantes. D'un point de vue mécanique, ils présentent une excellente rigidité (comparable à celle de l'acier) tout en étant extrêmement légers. Des points de vue électrique et optique, les nanotubes mono-feuillet ont la particularité de pouvoir être soit métalliques soit semi-conducteurs en fonction de leur géométrie. Dans le domaine de l'optique, la plupart des études s'est concentrée sur l'absorption des photons par des nanotubes de carbone ou par des composés polymères à base de nanotubes de carbone [1]. Mais ce sont principalement les propriétés non linéaires des nanotubes de carbone qui suscitent un intérêt grandissant depuis quelques années. En effet, ces matériaux disposent d'une non-linéarité d'ordre 3 très forte, susceptible d'offrir un fort potentiel dans le domaine de la photonique, particulièrement en tant que modulateurs optiques ultrarapides.

Le graphène, quant à lui, est le dernier arrivé dans la famille des matériaux constitués de carbone. Il peut être représenté sous la forme d'un cristal de carbone bidimensionnel (monoplan) dont l'empilement constitue le graphite. Il a été isolé en 2004 par Andre Geim, du département de physique de l'université de Manchester, ce qui lui a valu d'être récompensé du prix Nobel de physique en 2010, avec Konstantin Novoselov. Étant données les propriétés électriques très intéressantes du graphène (mobilité intrinsèque très forte), la plupart des études a dans un premier temps été orientée vers son comportement électrique, en négligeant quelque peu sa réponse optique. En effet, l'excellente qualité de ce cristal 2D assure que les électrons dans le graphène peuvent voyager sur de longues distances avec une masse effective nulle qui leur permet d'atteindre une vitesse de 106 km/s. Ces excellentes propriétés de conduction électrique, associées à la structure électronique unique du graphène (le gap entre bande de valence et bande de conduction est nul donc le matériau est un conducteur électrique mais ni métal, ni isolant) font du graphène un candidat de choix pour la fabrication de commutateurs électroniques ultra-rapides. Au niveau de ses propriétés mécaniques, le module de Young est situé entre 1,5 et 7 TPa (équivalent à celui des nanotubes de carbone) ce qui fait du graphène le matériau le plus rigide avec la plus grande mobilité des électrons [2][3]. On peut donc affirmer que le graphène est un matériau de choix pour la réalisation de systèmes nano-électromécaniques (NEMS), en l'occurrence des membranes sous la forme de cantilevers ou de ponts d'une épaisseur de quelques nanomètres. Néanmoins, ce n'est que récemment que des travaux ont montré la possibilité d'utiliser le graphène comme absorbant saturable pour verrouiller en phase les modes d'une cavité laser. Il absorbe volontiers les photons quelque soit leur longueur d'onde. Mais si l'intensité lumineuse incidente devient suffisamment forte, les porteurs générés remplissent la bande de valence, empêchant une éventuelle excitation des électrons et permettant ainsi aux photons transmis de ne subir aucune perte. Tout ceci montre que le graphène peut être exploité en tant qu'absorbant saturable, sur une bande très large allant de l'ultraviolet au térahertz, en passant par le visible et l'infrarouge [4].

Ainsi, la réussite rencontrée pour l'exploitation de ces matériaux dans le domaine de l'optique fait suite à cette même réussite dans le domaine de l'électronique. Nos travaux s'inscrivent dans la même dynamique : à savoir l'exploration des réponses optiques des matériaux à transition de phase (en particulier le dioxyde de vanadium (VO_2)), qui présentent eux aussi des propriétés électriques séduisantes. Ces réponses optiques pourront

être exploitées en vue de leur intégration comme modulateurs/commutateurs dans des systèmes lasers ou optoélectroniques.

Les matériaux intelligents suscitant le plus d'intérêt pour cette application sont les matériaux à transition de phase, susceptibles de passer d'un état isolant (ou semi-conducteur) à un état métallique ou M.I.T. (Metal Insulator Transition) où la résistivité électrique peut varier de trois à cinq ordres de grandeur pendant la transition. Celui qui nous intéresse particulièrement est le dioxyde de vanadium (VO_2), qui est à l'état semi-conducteur à température ambiante et dont la bande interdite est de 0,7 eV. Lorsqu'il est chauffé à une température supérieure à 68°C , ce matériau subit une modification soudaine mais réversible de ses propriétés électriques et optiques. Sa résistivité chute alors de plusieurs ordres de grandeur et sa réflectivité dans le domaine infrarouge augmente significativement [5].

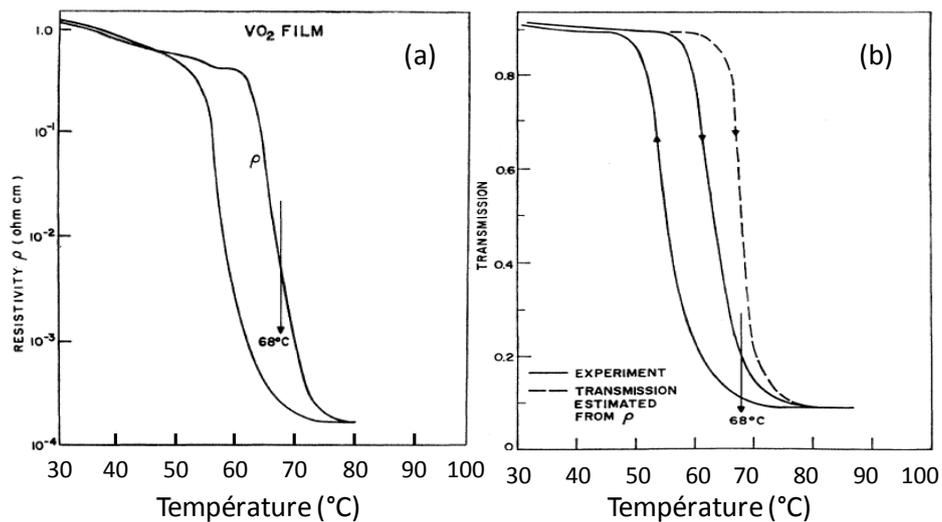


Figure 1 : Observations de l'effet de la transition de phase du VO_2 sur sa résistivité (a) et son coefficient de transmission (b) [5].

Différentes natures d'excitation peuvent engendrer cette transition, elles peuvent être de nature optique (photo-excitation) [6][7][8], thermique, électrique (par injection de charges) [9] ou encore sous la forme d'une pression ou d'une modification des contraintes dans le matériau [10]. Récemment, il a été montré que les transitions dont l'origine est optique ou électrique sont potentiellement très rapides, pouvant descendre sous la centaine de femtosecondes dans le cas d'une excitation optique [7]. On devine alors pleinement le potentiel d'un tel matériau pour la fonction de modulateur optique. C'est pour cette raison,

que dans le domaine de l'optique, les applications potentielles du VO₂ sont en pleine expansion. On trouve notamment des travaux qui concernent les micro-bolomètres [11], les revêtements thermochromiques pour vitrages intelligents [12], les couches protectrices pour détecteurs lasers [13] et, bien entendu, les modulateurs de faisceaux optiques [14][15][16]. C'est justement dans ce cadre-là que s'inscrivent nos recherches concernant ce matériau. Nous souhaitons évaluer l'intérêt de ce matériau en tant que modulateur optique, notamment en vue d'une intégration dans des sources lasers impulsives, toujours dans le but d'améliorer la simplicité, la compacité et les performances de ces sources.

Nos travaux concernant ce nouveau matériau ont été initiés au cours de la thèse de *Julien Givernaud* [17], en collaboration avec le laboratoire SPCTS de Limoges dans le domaine des commutateurs électriques et micro-ondes. Les premiers résultats du projet ont mis en évidence la commutation d'un champ électromagnétique se propageant dans un guide coplanaire micro-ondes (CPW) contenant des motifs VO₂ et des premières réalisations de systèmes complexes tels que des filtres stop-bande accordables ou des limiteurs de puissance large bande RF- micro-ondes ont été effectuées. Elles montrent des temps de commutation courts de l'ordre de 100 ns.

D'un point de vue optique, ces composants peuvent jouer le rôle de miroir à réflectivité variable ou de modulateur à transmission variable. Le coefficient de transmission du film mince utilisé pour ces travaux a été mesuré en fonction de la longueur d'onde (spectrométrie UV-VIS-IR) et pour des températures allant de 19°C à 90 °C (Figure 2). On observe la chute progressive du coefficient de transmission du film de VO₂ lorsque la température augmente, témoignant de sa transition vers un état métallique.

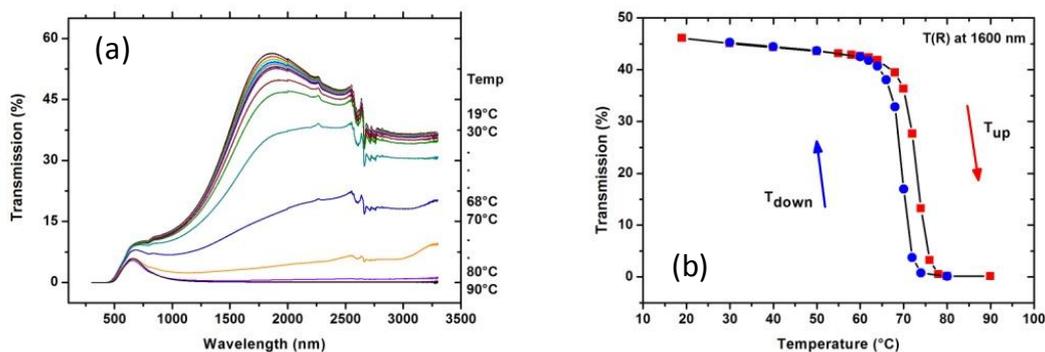


Figure 2 : Mesure de la transmission d'un film mince de VO₂ en fonction de la longueur d'onde et de la température (a), puis observation de l'évolution de cette transmission au cours d'un cycle de chauffage/refroidissement (b) à 1600 nm.

Les temps de commutation séduisants observés dans le domaine des micro-ondes associés au fort contraste en transmission entre ses états semi-conducteur et métal, laissent présager d'un fort potentiel du VO₂ pour la fonction de commutation optique. Nos premières études ont pour objectif d'observer l'évolution temporelle de la transmission (ou de la réflectivité) d'un film mince de dioxyde de vanadium soumis à une sollicitation électrique périodique (différence de potentiel entre les extrémités de l'échantillon, Figure 5). Pour cela, nous l'avons placé en regard de l'extrémité d'une fibre lentillée (Figure 3), d'où provient un rayonnement continu à la longueur d'onde de 1550 nm, choisi pour correspondre au contraste maximal (Figure 2). Une photodiode est placée derrière l'échantillon pour collecter la lumière transmise.

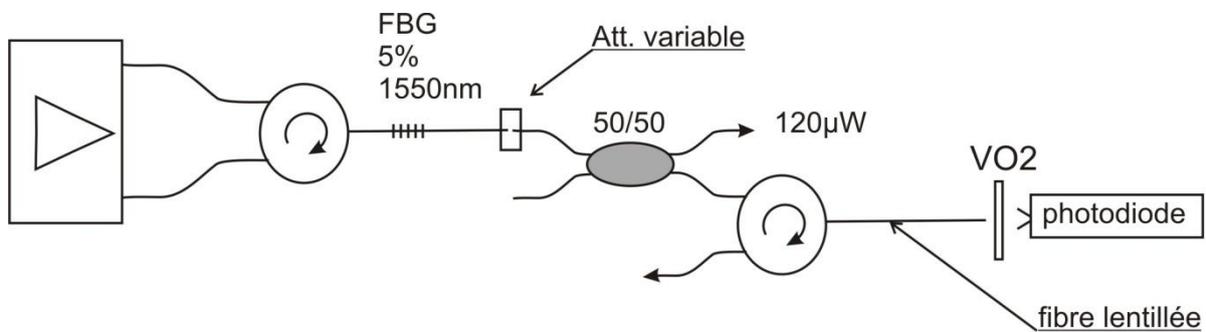


Figure 3 : Dispositif de mesure de la variation de transmission du film de VO₂.

Sur la Figure 4 apparaissent le profil de tension appliqué aux extrémités de l'échantillon (en noir) et l'intensité lumineuse recueillie derrière cet échantillon (en vert). On peut ainsi observer la variation rapide du coefficient de transmission, synonyme du changement de phase du matériau.

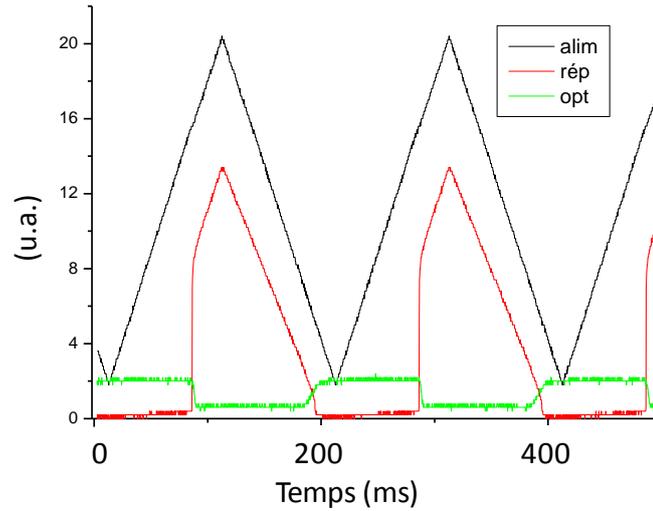


Figure 4 : Mesure de la variation de la transmission d'un film mince de VO_2 . En noir : profil de tension appliqué à l'échantillon, en rouge : réponse électrique du circuit de commande, en vert : réponse optique du film mince.

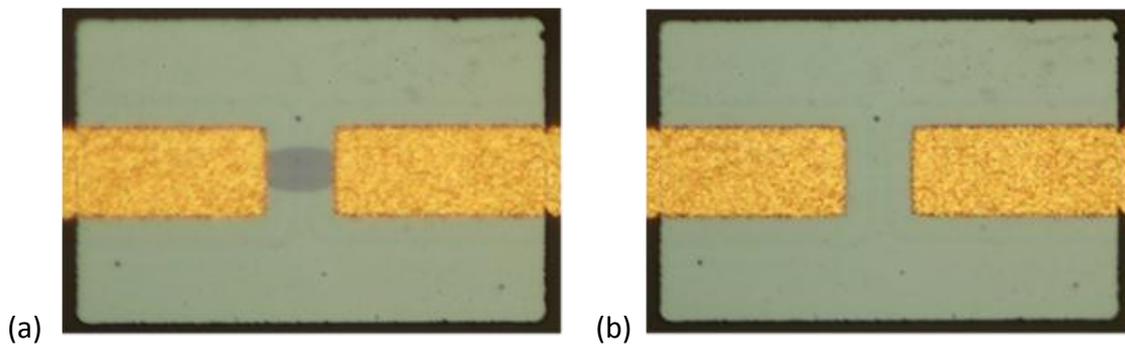


Figure 5 : Visualisation des états métallique (a) et semi-conducteur (b) de la zone placée entre deux électrodes.

Les premiers résultats obtenus ont montré l'apparition d'un contraste significatif de transition rapide (à l'échelle de la milliseconde), mais loin des 100 ns mesurées électriquement. Il est possible de réduire la durée de cette transition en augmentant la différence de potentiel appliquée mais cela s'accompagne d'une chute du contraste. Ceci pourrait être dû à l'échauffement du matériau. La présence indésirable de cet échauffement pourrait être à l'origine des durées de transition longues mesurées ici. La prochaine étape consistera alors à dissocier les différentes natures d'excitation (électrique ou optique/thermique) pour la mesure de la réponse optique de ces échantillons.

Bibliographie

- [1] Y. -C. Chen, "Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 6, 2002.
- [2] O. Hod, "Electromechanical Properties of Suspended Graphene Nanoribbons," *Nano Letters*, vol. 9, no. 7, 2009.
- [3] J. S. Bunch, "Electromechanical Resonators from Graphene Sheets," *Science*, vol. 315, 2007.
- [4] G. Xing, "The Physics of ultrafast saturable absorption in graphene," *Optics Express*, vol. 18, no. 5, 2010.
- [5] H. W. Verleur, "Optical Properties of VO₂ between 0.25 and 5eV," *Physical Review*, vol. 172, no. 3, 1968.
- [6] A. Cavalleri, "Femtosecond Structural Dynamics in VO₂ during an Ultrafast Solid-Solid Phase Transition," *Physical Review Letters*, vol. 87, no. 23, 2001.
- [7] A. Cavalleri, "Band-Selective Measurements of Electron Dynamics in VO₂ Using Femtosecond Near-Edge X-Ray Absorption," *Physical Review Letters*, vol. 95, 2005.
- [8] T. Ben-Messaoud, "High contrast optical switching in vanadium dioxide thin films," *Optics Communications*, vol. 281, 2008.
- [9] G. Stefanovich, "Electrical switching and Mott transition in VO₂," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 12, 2000.
- [10] J. Sakai, "Effect of pressure on the electric-field-induced resistance switching of VO₂ planar-type junctions," *Physical Review B*, vol. 78, 2008.
- [11] C. Chen, "Characterizations of VO₂-based uncooled microbolometer linear array," *Sensors and Actuators A*, vol. 90, 2001.
- [12] I. P. Parkin, "Intelligent Thermochromic Windows," *Journal of Chemical Education*, vol. 83, 2006.
- [13] S. Chen, "Smart VO₂ thin film for protection of sensitive infrared detectors from strong laser radiation," *Sensors and Actuators A*, vol. 115, 2004.
- [14] M. A. Richardson, "Infrared optical modulators for missile testing," *Optics & Laser Technology*, vol. 30, 1998.
- [15] L. Jiang, "Design, fabrication and testing of a micromachined thermo-optical light modulator based on a vanadium dioxide array," *Journal of Micromechanics Microengineering*, vol. 14, 2004.
- [16] W. Wang, "Dynamic optical limiting experiments on vanadium dioxide and vanadium pentoxide thin films irradiated by a laser beam," *Applied Optics*, vol. 45, no. 14, 2006.
- [17] J. Givernaud, "Etude, conception et fabrication de dispositifs micro-ondes à base de matériaux intelligents type VO₂," Thèse de doctorat, 2010.

BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR

REVUES INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

M. Fabert, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, A. Crunteanu, D. Bouyge and P. Blondy, “**Ytterbium-doped fibre laser Q-switched by a cantilever-type micro-mirror**”, *Optics Express*, vol.16, N° 26, 2008

CONFERENCES INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

M. Fabert, A. Crunteanu, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, D. Bouyge and P. Blondy, “**8 ns pulses from a compact fiber laser Q-switched by MOEMS**”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, CFB6, Baltimore, USA, 2009

A. Crunteanu, M. Fabert, J. Givernaud, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, J.-C. Orlianges, C. Champeaux, A. Catherinot, “**Vis-Ir optical switching/modulation based on the electrically-activated phase transition of VO₂ thin films**”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, JWA88, San José, USA, 2010

CONFERENCES NATIONALES A COMITE DE LECTURE

M. Fabert, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Crunteanu, D. Bouyge and P. Blondy, “**Impulsions courtes délivrées par un laser à fibre déclenché par un micro-miroir déformable**”, *27èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Lannion, France, 2008