

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONCEPTION ET FABRICATION D'UN LASER À FIBRE ACCORDABLE PAR
UNE CAVITÉ FABRY-PÉROT MICROFABRIQUÉE EN SILICIUM

JONATHAN MASSON
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
JUILLET 2008



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-46064-1

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-46064-1

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

CONCEPTION ET FABRICATION D'UN LASER À FIBRE ACCORDABLE PAR
UNE CAVITÉ FABRY-PÉROT MICROFABRIQUÉE EN SILICIUM

présenté par: MASSON Jonathan

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. FRANCOEUR Sébastien, Ph.D., président

M. PETER Yves-Alain, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. SAWAN Mohamad, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, j'aimerais remercier mon directeur de maîtrise Yves-Alain Peter pour m'avoir donné l'opportunité de découvrir le monde de la recherche et pour m'avoir fait profiter des toutes les opportunités internationales qui m'ont été offertes.

J'aimerais ensuite remercier tous les étudiants du LMSN. Particulièrement Sacha Bergeron pour son expertise et son excellent travail de projet de fin d'étude qui a permis d'effectuer les premières mesures optiques au laboratoire. De plus, merci pour avoir monté le premier laser à fibre. Merci à Samir Saïdi pour son accompagnement spirituel lors de réflexions théoriques. Merci à Raphaël St-Gelais et Pierre Pottier pour les mesures de dernières minutes. Merci à Fatou Binetou Koné pour le transfert de connaissance de microfabrication. Merci à Alexandre Poulin pour toute l'aide fournie au laboratoire et à François Vanier pour le travail sur le FIB. Merci à In-Youk Song pour les secrets du lissage au FIB. Merci à Alireza Hajhosseini Mesgar pour avoir répondu à toutes mes questions et pour m'avoir instruit sur beaucoup de sujets. Merci Kazem Zandi pour les premières mesures du réfractomètre.

Un gros merci à Philippe Vasseur pour son soutien inconditionnel dans la salle blanche et pour avoir donné beaucoup de son temps pour réussir à graver le plus verticalement possible.

Merci à Mikeal Leduc, Maxime Rivard et Nicolas Godbout pour le prêt d'équipement et la fabrication de coupleurs en urgence.

Merci à Raman Rashyp pour ses conseils sur la conception de laser à fibre et à Runnan Liu pour son aide dans la mesure de largeur spectrale du laser.

RÉSUMÉ

Nous présentons un filtre optique accordable microfabriqué dans le silicium mono cristallin. Le silicium est un matériau aux propriétés intéressantes tant du point de vue mécanique qu'optique. Un filtre accordable peut être utilisé comme filtre pour les réseaux de télécommunication optique, comme élément actif d'un ROADM, comme réflectomètre, comme accéléromètre optique ou encore comme micro spectromètre. Dans le cadre de ce travail, le filtre est utilisé pour syntoniser un laser à fibre optique.

Le filtre est formé de deux miroirs diélectriques, des miroirs de Bragg, placés face à face pour former une cavité Fabry-Pérot (F-P). Un des deux miroirs est actionné par un peigne interdigité pour faire varier la longueur de la cavité F-P et accorder le filtre. La simulation du comportement optique du filtre est faite par la méthode de matrice de transfert qui y est présentée. Les propriétés des miroirs ainsi que de la cavité sont étudiées d'abord par des simulations puis par des résultats expérimentaux. Le filtre est fabriqué suivant les procédés standards de la microfabrication. Une étape de photolithographie est suivie par la gravure sèche du silicium par DRIE. La libération au HF et le séchage permet d'obtenir une structure suspendue par quatre ressorts. La fréquence de résonance du dispositif est de 14,4 kHz ce qui permet d'accorder rapidement le filtre. La tension d'actionnement maximale se situe sous les 50 V. Le filtre est accordé sur une plage de plus de 90 nm de 1531 nm à plus de 1621 nm en appliquant 40,7 V. La largeur à mi-hauteur varie entre 4,4 et 7,6 nm. Les pertes en transmission varient de -9 à -24 dB. De plus, on montre qu'il est possible d'atténuer le signal de 3 dB en faisant bouger un seul mur d'un miroir de Bragg.

Le filtre est inséré dans une cavité d'un laser à fibre en configuration en anneau. Le milieu amplificateur est la fibre optique dopée à l'erbium. L'erbium est utilisé pour sa large plage de gain élevée. On pompe le laser avec une diode laser à 1480 nm au travers d'un coupleur WDM. On utilise un isolateur optique pour assurer d'une seule direction de propagation de la lumière dans la cavité. En accordant le filtre, il est possible d'accorder

le laser. On obtient une plage accordable de 35 nm de 1539 à 1574 nm avec une puissance maximale de sortie de 1,8 mW. La largeur à mi-hauteur de la raie laser se situe sous les 0,03 nm.

ABSTRACT

We present a tunable micro-optical filter made of monocrystalline silicon. Silicon is a material with interesting mechanical and optical properties. This tunable filter can be used in optical telecommunications networks, as an active element in ROADMs, as a refractometer, an optical accelerometer or as a micro spectrometer. As part of this work, the filter is used to tune a fiber laser.

The filter is made of two dielectric mirrors, called Bragg mirrors, placed in front of each other to form a Fabry-Perot (F-P) cavity. One of the two mirrors is operated by a comb drive to vary the F-P cavity length, thus to tune the transmitted wavelength. The optical filter behavior is simulated by transfer matrix method. The mirrors and the cavity properties are studied first by simulations and then compared to experimental results. The filter is manufactured in accordance with standard microfabrication processes. A photolithography step is followed by silicon dry etching using DRIE. The MEMS is released by liquid HF etching. Then supercritical drying prevents the structure from sticking. The free structure is maintained in suspension by four springs. The resonant frequency of the device is 14.4 kHz which enable fast tuning of the device. The maximum operating voltage is below 50 V. The tuning range of the filter is more than 90 nm from 1531 to more than 1621 nm using 40.7 V. The spectral width varies between 4.4 and 7.6 nm. The transmission losses vary from -9 to -24 dB. In addition, we show that it is possible to attenuate the signal of 3dB by moving a single wall of a Bragg mirror.

The filter is inserted into the cavity of a ring fiber laser. Erbium doped fiber is the amplifying medium. Erbium is used because of the wide range of its high gain. The laser is pumped using a laser diode emitting at 1480 nm through a WDM coupler. We use an optical isolator to ensure a one way lasing direction. By using the tunable filter within the laser cavity we can tune the laser. The tuning range of the laser is 35 nm from 1539 to 1574 nm with a maximum power output of 1.8 mW. The spectral width of the laser is below 0.03 nm.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xix
LISTE DES TABLEAUX	xxii
LISTE DES ANNEXES	xxiii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 THÉORIE	8
1.1 Calcul de la réflexion et de la transmission par la méthode des matrices de transfert	8
1.1.1 Matrice de transfert	8
1.1.2 Méthode de matrice de transfert appliquée au calcul d'un réseau de Bragg et d'un Fabry-Pérot	15
1.2 Influence de l'ordre des couches d'air et de silicium	17
1.3 Influence du nombre de couches d'air et de silicium	19
1.4 Influence de l'ordre de la cavité Fabry-Pérot	20
1.5 Accordabilité des réseaux de Bragg et Fabry-Pérot	22

1.6	Atténuation de la transmission d'un Fabry-Pérot par le déplacement d'un mur du réseau	26
CHAPITRE 2 CONCEPTION ET SIMULATIONS 29		
2.1	Conception électromécanique et simulations par éléments finis	29
2.2	Conception optique	34
CHAPITRE 3 FABRICATION 38		
3.1	Méthodologie de fabrication	38
3.1.1	Préparation de la gaufre SOI	40
3.1.2	Photolithographie	40
3.1.3	Gravure sèche	41
3.1.4	Enlèvement de la résine et de la couche de passivation	43
3.1.5	Libération et séchage	44
3.2	Résultats de fabrication	47
3.2.1	Précision des dimensions des murs	47
3.2.2	Rugosité de surface	49
3.2.3	Verticalité des couches	54
3.2.4	Actionnement	55
CHAPITRE 4 CARACTÉRISATION OPTIQUE 57		
4.1	Caractérisation optique des réseaux de Bragg	57
4.1.1	Montage expérimental	57
4.1.2	Influence de l'ordre du silicium	58
4.1.3	Influence du nombre de couches de silicium et d'air	59
4.2	Caractérisation optique des Fabry-Pérot	60
4.2.1	Montage expérimental	60
4.2.2	Influence de l'ordre des couches d'air et de silicium des miroirs de Bragg	62

4.2.3	Influence du nombre de couches	63
4.2.4	Accordabilité	66
4.2.5	Atténuation par le déplacement d'un mur du réseau	73
CHAPITRE 5 LASER		75
5.1	Montage expérimental du laser et fonctionnement	75
5.2	Caractérisation du laser	79
5.2.1	Limite de la plage accordable	82
5.2.2	Largeur spectrale et stabilité	85
CONCLUSION		88
RÉFÉRENCES		93
ANNEXES		98

LISTE DES FIGURES

FIG. 1.1	Schéma des champs électriques et magnétiques incidents, réfléchis et transmis à une interface d'indices de réfraction différents.	10
FIG. 1.2	Schéma des champs électriques et magnétiques incidents, réfléchis et transmis à chacune des interfaces d'un empilement de couches d'indices de réfraction différents.	12
FIG. 1.3	Empilement de couches d'air et de silicium pour former un réseau de Bragg	17
FIG. 1.4	Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg centré à 1550 nm pour différents ordres de silicium	18
FIG. 1.5	Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg centré à 1550 nm pour différents nombres de murs de silicium d'ordre 51	20
FIG. 1.6	Finesse d'une cavité F-P en fonction de la réflectivité des miroirs qui la compose.	21
FIG. 1.7	Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg (3 couches de Si d'ordre 41, 2 couches d'air d'ordre 11) où le mur central de silicium est déplacé de 0 à 400 nm.	23
FIG. 1.8	Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg (3 couches de Si d'ordre 41, 2 couches d'air d'ordre 11) où les deux murs extérieurs de silicium sont déplacés de 0 à 200 nm.	24
FIG. 1.9	Spectre de transmission d'un F-P où l'on peut voir la largeur spectrale libre (FSR) et la bande d'arrêt. Le trait pointillé montre la transmission lorsque la cavité est réduite de 100 nm.	25
FIG. 1.10	Spectre de transmission d'un F-P fait de deux miroirs de Bragg de trois couches de silicium d'ordre 41 et deux couches d'air d'ordre 11, lorsque qu'un miroir de Bragg est déplacé de 0 à 500 nm. Les dimensions sont en micromètres.	27

FIG. 1.11	Spectre de transmission d'un Fabry-Pérot lorsque le mur central d'un des miroirs de Bragg, fait de trois couches de silicium et deux couches d'air, est déplacé de 0 à 400 nm.	28
FIG. 2.1	Schéma montrant un peigne interdigité et ses différentes parties.	30
FIG. 2.2	Schéma du peigne interdigité qui actionne un miroir de Bragg pour faire varier la longueur de la cavité Fabry-Pérot	31
FIG. 2.3	Section d'un des quatre ressorts qui supportent le peigne mobile.	32
FIG. 2.4	Schéma d'une coupe d'un F-P avec les fibres optiques dans les tranchées. Les dimensions sont en micromètres.	32
FIG. 2.5	Résultats de simulation du déplacement du peigne mobile en fonction de la tension appliquée.	35
FIG. 2.6	Image MEB des tranchées pour fibres optiques de chaque côté du réseau. L'agrandissement montre le détail d'un ressort pour l'alignement des fibres.	36
FIG. 3.1	Étapes de fabrication du dispositif. a) Préparation de la plaque de SOI, b) photolithographie, c) gravure sèche verticale et d) libération de la couche d'oxyde et séchage supercritique.	39
FIG. 3.2	Image prise au microscope électronique à balayage (MEB) d'une coupe de lignes de résine de 2 μm de large et espacées de 2 μm sur un substrat de silicium.	41
FIG. 3.3	Image MEB d'une coupe de lignes de silicium gravées par DRIE de 2 μm de large et espacées de 2 μm . On peut aussi voir la résine restante sur le dessus des lignes.	43
FIG. 3.4	Image MEB d'un mur de silicium après gravure au DRIE en a) et après nettoyage au plasma d'oxygène en b).	44
FIG. 3.5	Diagramme de phase du CO_2 . Les flèches indiquent la température et la pression à suivre pour contourner le point supercritique. . .	45

FIG. 3.6	Image MEB d'un Fabry-Pérot accordable fait d'un miroir de Bragg fixe et d'un miroir mobile actionné par un peigne interdigité. L'image agrandie montre les détails de la partie optique où l'on peut voir les miroirs de Bragg et la cavité Fabry-Pérot. .	46
FIG. 3.7	Image MEB d'un mur de silicium et de son masque de résine qui a été gravé par DRIE ICP. On peut remarquer la différence d'épaisseur entre la résine et le silicium.	48
FIG. 3.8	Image MEB d'un mur de silicium gravé par DRIE. On peut y observer les vagues créées par l'alternance des étapes de dépôt et de gravure. L'agrandissement d'en haut montre les vagues dans le haut de la tranchée tandis que celui d'en bas montre les vagues en milieu de tranchée.	50
FIG. 3.9	Image prise à l'AFM de la topographie de surface d'un mur de silicium gravé par DRIE.	52
FIG. 3.10	Image MEB d'un F-P fabriqué en utilisant des murs sacrificiels pour diminuer la rugosité de surface.	52
FIG. 3.11	Image MEB d'un mur extérieur d'un F-P faisant face à la tranchée pour fibre optique. En a) le F-P a été fabriqué sans mur sacrificiel et en b) avec mur sacrificiel.	53
FIG. 3.12	Image MEB d'un mur extérieur d'un F-P faisant face à la tranchée pour fibre optique fabriqué avec un mur sacrificiel (qui est enlevé). On peut voir la rugosité diminuée dans la zone centrale, l'endroit où était situé le mur sacrificiel.	53
FIG. 3.13	Image MEB d'une coupe de murs de silicium gravés par DRIE pour mesurer la verticalité des murs.	54
FIG. 3.14	Amplitude du mouvement du peigne en fonction de la fréquence de la tension appliquée aux bornes du peigne.	56

FIG. 4.1	Schéma du montage pour la caractérisation des réseaux de Bragg en réflexion.	58
FIG. 4.2	Spectres expérimentaux en réflexion de trois réseaux de Bragg d'ordre différent.	59
FIG. 4.3	Spectres expérimentaux en réflexion de réseaux de Bragg comportant de 2 à 5 murs de silicium.	60
FIG. 4.4	Montage expérimental pour la caractérisation des F-P. L'encadré en bas à gauche montre un agrandissement du support à échantillon avec les fibres optiques et les micropointes électriques. L'encadré en haut à droite montre ce que l'on peut voir par le microscope pour l'alignement, soient le MEMS, les fibres et les micropointes électriques.	61
FIG. 4.5	Spectres expérimentaux en transmission de F-P d'ordres différents. Plus l'ordre des couches d'air et de silicium augmente, plus la largeur de la bande d'arrêt diminue.	63
FIG. 4.6	Spectres simulés en transmission de F-P d'ordres différents. . .	64
FIG. 4.7	Spectres en transmission de quatre filtres F-P d'ordre 21 pour le silicium, 5 pour l'air et 3 pour la cavité et dont les miroirs de Bragg possèdent de une à quatre couches de silicium.	65
FIG. 4.8	Spectres superposés en transmission d'un filtre F-P d'ordre [21 5 3 3] accordé sur plus de 90 nm de 1621 nm à 1520 nm. La tension est variée de 0 à 48,5 V. On peut aussi noter la largeur spectrale libre du filtre de 104 nm par la distance entre les deux pics de transmission de la courbe à 48,5 V.	67

FIG. 4.9	Spectres simulés par méthode de matrice de transfert superposés à la figure 4.8. La surgravure de 690 nm est prise en compte dans la simulation. Les dimensions en haut du graphique sont en nanomètre et indiquent le déplacement du miroir de Bragg nécessaire pour accorder le filtre.	69
FIG. 4.10	Image MEB en coupe de lignes de silicium et d'air initialement de 3 μm d'épaisseur où on peut y observer la surgravure.	70
FIG. 4.11	Image MEB d'un filtre F-P d'ordre [21 5 3 3] vue de dessus. . .	70
FIG. 4.12	Spectres simulés par méthode de matrice de transfert superposés à la figure 4.8. La surgravure de 690 nm est prise en compte dans la simulation en plus d'une erreur systématique de 100 nm sur une couche de silicium. Les dimensions en haut du graphique sont en nanomètre et indiquent le déplacement du miroir de Bragg nécessaire pour accorder le filtre.	71
FIG. 4.13	Graphique de la longueur d'onde transmise en fonction de la tension appliquée au peigne interdigité du F-P de la figure 4.8. .	72
FIG. 4.14	Image MEB d'un filtre optique F-P avec atténuateur. On peut observer que le mur de silicium central du miroir de Bragg fixe est relié à un actionneur pour le déplacer afin d'obtenir l'atténuation. .	74
FIG. 4.15	Graphique de la transmission d'un filtre F-P avec atténuateur. On peut voir les courbes avant et après le déplacement du mur central d'un miroir de Bragg pour obtenir 3 dB d'atténuation. .	74
FIG. 5.1	Schéma du montage du laser à fibre accordable.	76
FIG. 5.2	Schéma de la courbe de gain du laser superposée sur les modes longitudinaux de la cavité laser.	78
FIG. 5.3	Spectres superposés du filtre F-P correspondant à différentes tensions appliquées au peigne interdigité. Ce filtre est utilisé pour accorder le laser de la figure 5.4.	80

FIG. 5.4	Spectres superposés de l'émission laser pour différentes longueurs d'onde correspondant à différentes tensions appliquées au peigne interdigité du filtre de la figure 5.3.	81
FIG. 5.5	Graphique de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe absorbée par la fibre à erbium. Le seuil du laser est à 32,6 mW de pompe absorbée et l'efficacité du laser est de 2,14 %.	81
FIG. 5.6	Spectres superposés de l'émission laser pour différentes longueurs d'onde correspondant à différentes tensions appliquées au peigne interdigité du filtre de la figure 4.8.	83
FIG. 5.7	Spectre d'émission de la fibre dopée à l'erbium utilisée dans le montage laser et pompée à 144 mW.	83
FIG. 5.8	Transmission du coupleur WDM pour les branches à 1480 nm et à 1540 nm.	84
FIG. 5.9	Raie vue à l'OSA d'un laser sans filtre F-P.	86
FIG. 5.10	Raie vue à l'OSA d'un laser sans filtre F-P à cavité ouverte où deux fibres sont alignées bout à bout dans une tranchée pour fibre optique.	87
FIG. 5.11	Image MEB d'un mur d'un F-P, a) avant et b) après lissage au FIB.	89
FIG. 5.12	Image MEB, a) d'un réfractomètre avec les réservoirs pour y injecter le liquide à mesurer et b) d'un agrandissement de la partie optique et du canal central pour y faire couler le liquide.	91
FIG. III.1	Schéma du MEMS avec ses dimensions en micromètres.	103
FIG. III.2	Schéma agrandi du peigne interdigité et ses dimensions en micromètres.	104

FIG. III.3	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 5 2 2]. Les miroirs de Bragg sont composés de 2 couches de silicium d'ordre 21 mesurant $2,3587 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une couche d'air d'ordre 5 mesurant $1,9375 \mu\text{m}$. La cavité F-P est d'ordre 2 et mesure $1,5500 \mu\text{m}$ de longueur.	104
FIG. III.4	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 5 2 3]. Les miroirs de Bragg sont composés de 3 couches de silicium d'ordre 21 et de 2 couches d'air d'ordre 5.	105
FIG. III.5	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 5 2 4]. Les miroirs de Bragg sont composés de 4 couches de silicium d'ordre 21 et de 3 couches d'air d'ordre 5.	105
FIG. III.6	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 11 8 3]. Les miroirs de Bragg sont composés de 3 couches de silicium d'ordre 21 mesurant $2,3587 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de 2 couches d'air d'ordre 11 mesurant $4,2625 \mu\text{m}$. La cavité F-P est d'ordre 8 et mesure $6,2000 \mu\text{m}$ de longueur.	106
FIG. III.7	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [41 11 8 2]. Les miroirs de Bragg sont composés de 2 couches de silicium d'ordre 41 mesurant $4,6051 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une couche d'air d'ordre 11 mesurant $4,2625 \mu\text{m}$	106
FIG. III.8	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [41 11 8 3]. Les miroirs de Bragg sont composés de 3 couches de silicium d'ordre 41 et de 2 couches d'air d'ordre 11.	107
FIG. III.9	Transmission simulée d'un F-P d'ordre [41 11 8 4]. Les miroirs de Bragg sont composés de 4 couches de silicium d'ordre 41 et de 3 couches d'air d'ordre 11.	107
FIG. IV.1	Spectre de la source laser large bande Newport BBS-430 utilisé pour caractériser les dispositifs.	108

FIG. IV.2	Spectre d'un F-P de type [21 5 3 3] accordé.	109
FIG. IV.3	Spectre d'émission du laser accordé par le filtre de la figure IV.2.	109
FIG. IV.4	Spectre d'un F-P de type [21 5 3 3] accordé et qui a été fabriqué avec des murs sacrificiels.	110
FIG. IV.5	Spectre d'émission du laser accordé par le filtre de la figure IV.4.	110
FIG. IV.6	Spectre d'un F-P de type [21 5 3 3] accordé.	111
FIG. IV.7	Spectre d'émission du laser accordé par le filtre de la figure IV.6.	111

LISTE DES SIGLES ET ABRVIATIONS

$\vec{B}$:	induction magnétique
c :	vitesse de la lumière
d :	épaisseur d'une couche diélectrique
$\delta\lambda$:	largeur spectrale
$\vec{D}$:	densité de champ électrique
$\vec{E}$:	champ électrique
E :	module d'Young
$\hat{e}$:	vecteur unitaire
ε :	permittivité électrique
F :	finesse
F_{peigne} :	force électrostatique
g :	espacement entre deux doigts du peigne interdigité
h :	épaisseur d'un peigne interdigité
$\vec{H}$:	champ magnétique
H :	hauteur des ressorts
$\vec{j}$:	densité de courant électrique
k :	constante de ressort
l :	entier positif
λ :	longueur d'onde
L :	longueur des ressorts
m :	nombre de doigts d'un peigne interdigité
M :	ordre de réflexion d'une couche d'un miroir de Bragg
μ :	perméabilité magnétique
n :	indice de réfraction
N :	ordre de la cavité Fabry-Pérot

Nb_{mursSi} :	nombre de murs en silicium d'un miroir de Bragg
ν :	fréquence de la lumière
ω :	fréquence angulaire de la lumière
ϕ :	phase
q :	ordre d'un mode de la cavité laser
ρ :	densité de charge électrique
r :	coefficient de réflexion en amplitude
R :	coefficient de réflexion en intensité
σ :	conductivité électrique
t :	coefficient de transmission en amplitude
T :	coefficient de transmission en intensité
v :	vitesse de groupe
V :	tension
W :	largeur des ressorts
x :	déplacement selon l'axe x
y :	admittance optique
Y_0 :	admittance optique du vide
z :	déplacement selon l'axe z

INDICES

0 :	milieu 0
1 :	milieu 1
a :	interface a
b :	interface b
c :	interface c
eq :	équivalent
inc :	milieu de la lumière incidente

k :	milieu k
N :	milieu N correspondant au nombre de couches total
$+$:	direction de propagation positive
$-$:	direction de propagation négative

ABRÉVIATIONS

<i>AFM</i> :	atomic force microscope
<i>DLP</i> :	digital light processing
<i>DRIE</i> :	deep reactive ion etching
<i>FIB</i> :	focused ion beam
<i>FSR</i> :	free spectral range
<i>F – P</i> :	fabry-pérot
<i>FWHM</i> :	full width at half maximum
<i>ICP</i> :	inductively coupled plasma
<i>MEB</i> :	microscope électronique à balayage
<i>MEMS</i> :	microelectro-mechanical systems
<i>OMEMS</i> :	optical microelectro-mechanical systems
<i>OSA</i> :	optical spectrum analyser
<i>PC</i> :	contrôleur de polarisation
<i>ROADM</i> :	reconfigurable optical add drop multiplexer
<i>SOI</i> :	silicon on insulator
<i>WDM</i> :	wavelength division multiplexing

LISTE DES TABLEAUX

TAB. 1.1	Réfectivité pour un réseau de Bragg ayant de 1 à 4 murs de silicium d'ordre 51	19
TAB. 3.1	Paramètres de gravure sèche au DRIE.	42
TAB. 5.1	Comparaison entre des filtres F-P microfabriqués dans le silicium proposés par différents auteurs.	92
TAB. IV.1	Données relatives à la caractérisation du laser.	112

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I	PUBLICATIONS DÉCOULANT DE CE TRAVAIL	98
ANNEXE II	PROGRAMMES MATLAB UTILISÉS POUR LES SIMULA- TIONS DES SPECTRES DES RÉSEAUX DE BRAGG ET F-P	99
II.1	Calcul de la matrice de transfert totale	99
II.2	Paramètres des couches à calculer	101
ANNEXE III	DIMENSIONS DES DISPOSITIFS	103
III.1	Dimensions de l'actionneur	103
III.2	Dimensions des F-P fabriqués et leurs simulations	103
ANNEXE IV	AUTRES RÉSULTATS	108

INTRODUCTION

Les composants optiques traditionnels comme les lentilles, les miroirs, les filtres, les réseaux diffractifs ou les interrupteurs ont vu leur façon d'être fabriqué évoluer grandement durant les dernières décennies. Avec le développement de nouvelles techniques de microfabrication comme la gravure sèche verticale et l'utilisation de silicium comme matériau de base, plusieurs de ces composants optiques sont maintenant microfabriqués au lieu d'être des composants volumineux. Ces nouveaux composants microfabriqués ont l'avantage d'être plus petit, moins coûteux et plus facile à intégrer dans les systèmes optiques de projection, les caméras, ou les réseaux de télécommunication. On a qu'à penser aux succès de certain de ces éléments micro optiques comme le module DLP de Texas Instruments ou encore les commutateurs pour fibres optiques pour se rendre compte du potentiel de ces microsystèmes électro-mécaniques optiques (OMEMS). Un autre avantage des OMEMS est le fait qu'ils sont dans la plupart des cas adaptatifs ou accordables. Par différents principes d'actionnement, il est possible de modifier à volonté les propriétés de ces composants optiques, leur donnant ainsi un net avantage par rapport aux composants optiques traditionnels. De plus, l'actionnement peut se faire à haute fréquence ouvrant ainsi d'autres possibilités d'application souvent difficilement accessibles par des systèmes optiques volumineux.

Plus récemment, les cristaux photoniques attirent aussi l'attention. Un cristal photonique est un composant optique périodique à une, deux ou trois dimensions. L'alternance de matériaux diélectriques d'indice de réfraction différent crée au sein de ces cristaux des interférences constructives ou destructives dépendamment des longueurs d'onde lorsque la lumière les traverse. Ainsi, le spectre de la lumière qui pénètre dans ces cristaux est modifié dépendamment des propriétés du cristal. Les applications s'étendent du filtrage au guidage optique sans oublier les miroirs larges bandes ou encore des miroirs sélectifs en longueur d'onde. Les cristaux photoniques ouvrent la porte à de nombreux

phénomènes intéressants comme les matériaux à indices de réfractions négatives, des matériaux très réfléchissants ou encore très absorbants. L'avantage est la possibilité de pouvoir contrôler les propriétés de la lumière comme jamais auparavant.

Présentation du sujet

Dans le cadre de ce projet de maîtrise, l'objectif est de concevoir et de fabriquer un filtre optique accordable dans l'infrarouge (1550 nm). De plus, ce filtre doit être appliqué et testé comme élément de filtrage servant à accorder en longueur d'onde un laser à fibre optique. Pour ce faire, nous considérons un cristal photonique unidimensionnel micro-fabriqué dans le silicium. On décide d'allier les avantages du cristal photonique avec la flexibilité des OMEMS pour contrôler les propriétés du cristal. Comme le cristal doit être accordable, il doit être actionné pour remplir cette tâche. Le tout doit être réalisé dans le plan du substrat pour faciliter l'alignement des fibres optiques qui injectent et récoltent la lumière entrant et sortant du dispositif. Le matériau utilisé est le silicium mono cristallin pour ses qualités mécaniques, électriques et optiques. Le silicium est plus dur que l'acier et plus léger que l'aluminium. C'est un semi-conducteur pour lequel les procédés de microfabrication sont bien connus. Les propriétés optiques du silicium dans l'infrarouge sont intéressantes. En effet, le silicium est transparent dans l'infrarouge et y possède un large indice de réfraction de 3,45. Il existe donc une grande différence d'indice avec l'air. De ce fait, le silicium peut avoir une bonne réflectivité dans l'infrarouge. De plus, cette réflectivité peut être grandement améliorée en empilant des couches successives de silicium et d'air. Cet empilement de couches diélectriques correspond à ce que nous avons appelé précédemment cristal photonique. Comme nous le verrons dans ce document, en choisissant de bonnes dimensions pour ces couches, il est possible de créer des miroirs diélectriques de haute réflectivité, nommés miroir de Bragg. Comme nous voulons créer un filtre optique, on peut aussi utiliser deux de ces miroirs

pour former une cavité résonnante de type Fabry-Pérot (F-P) qui ne transmet qu'une partie du spectre de la lumière incidente. En modulant la longueur de la cavité avec des actionneurs électrostatiques, il est possible de modifier les caractéristiques de filtrage de la cavité. Le dispositif fabriqué peut servir à plusieurs applications. Outre celle du laser accordable déjà mentionnée, on peut penser simplement à un filtre accordable pour les télécommunications, à un élément actif dans un multiplexeur optique reconfigurable (ROADM) en combinant l'effet de filtrage et d'atténuation du signal, un réfractomètre, un accéléromètre optique ou encore un micro spectromètre.

Le but de ce travail consiste à tester la faisabilité d'un laser accordable à fibre optique dopée à l'erbium. Il y existe plusieurs raisons pour lesquelles nous choisissons l'erbium comme milieu amplificateur. Tout d'abord, l'erbium possède un très grand gain qui peut facilement atteindre les 20 dB [1]. Il est donc facilement envisageable d'utiliser des composants optiques possédant beaucoup de pertes optiques dans la cavité laser sans altérer le fonctionnement de celui-ci [1]. Les fibres optiques dopées à l'erbium sont souvent utilisées comme amplificateur optique dans les réseaux de télécommunication et pour fabriquer des lasers hautes puissances. De plus, l'émission spontanée de l'erbium est large, s'étendant dans les bandes C et L des télécommunications, typiquement de 1525 à 1610 nm [2]. Grâce à cette large bande de gain, il est possible d'accorder le laser à l'intérieur de celle-ci. Les lasers à fibre possèdent généralement une fine largeur spectrale et un faisceau de bonne qualité. Ceci ouvre la voie à des applications comme des lasers accordables pour les télécommunications, des applications en spectroscopie et comme source de lumière servant à caractériser des composants optiques passifs avec une grande résolution. Bien que la plupart des lasers à fibre soient utilisés en industrie comme outils de coupe ou de gravure, le marché des lasers à fibre est en pleine croissance [3]. Ces arguments sont sources de motivation pour combiner un filtre F-P utilisant la technologie MEMS à une fibre à l'erbium pour fabriquer un laser accordable. Le résultat d'un laser accordable quasi tout fibre et compact est présenté dans ce document.

Dans ce mémoire, après avoir fait l'état des technologies existantes, nous allons présenter au chapitre 1 la théorie optique des empilements de couches diélectriques pour bien comprendre les propriétés des miroirs de Bragg et des cavités F-P. Cette théorie jette les bases pour la création d'un programme qui sert à la conception des filtres optiques ainsi qu'à mettre en évidence leurs principales caractéristiques. Ensuite, au chapitre 2, nous présentons les concepts électromécaniques qui servent à accorder le filtre et les concepts optiques pour retenir les modèles de filtres finaux qui sont fabriqués. Au chapitre 3, nous continuons avec l'explication du procédé de fabrication des cavités F-P. Le chapitre 4 porte sur la caractérisation optique des F-P en mettant en évidence le montage expérimental, les résultats ainsi que la discussion des résultats. Le dernier chapitre porte sur l'application visée dans ce projet, c'est-à-dire sur la caractérisation d'un laser à fibre optique accordable avec la cavité F-P présentée au chapitre 4. Finalement, la conclusion résume l'ensemble du travail exposé dans ce mémoire et suggère d'autres voies pour la continuation du projet.

Revue de littérature

Récemment, beaucoup d'efforts ont été mis pour développer des filtres accordables en silicium qui utilisent la technologie des microsystemes électro-mécaniques (MEMS). Les techniques de fabrication sur silicium sont bien connues et le silicium est un bon choix de matériau pour l'infrarouge. Avec le grand contraste d'indice de réfraction entre le silicium et l'air, peu de périodes d'un réseau de Bragg sont nécessaires à l'obtention d'une grande réflectivité pour fabriquer des miroirs diélectriques. Plusieurs équipes de recherche ont déjà réussi à fabriquer de tels filtres [4–7]. Ces technologies utilisent un couplage avec fibres optiques pour injecter et récolter la lumière. De plus, ce sont toutes des configurations dans le plan, c'est-à-dire que les fibres optiques sont alignées dans le plan du substrat. L'avantage d'une telle méthode est qu'il est beaucoup plus fa-

cile d'aligner les fibres optiques avec le filtre qu'avec une configuration perpendiculaire au substrat. Le désavantage est qu'il faut graver profondément pour pouvoir aligner les fibres avec le filtre. La verticalité des couches gravées devient alors cruciale. Le premier exemple de ce genre de filtre proposé par Yun et al. [4] qui utilisent un effet thermo-optique pour accorder le filtre. La cavité F-P est en silicium et les miroirs de Bragg sont composés de deux couches d'air et deux couches de silicium. La plage accordable maximum est de 9 nm avec une largeur à mi-hauteur de 1,3 nm. Cependant, seulement des mesures en réflexion sont disponibles. La plage accordable est limitée par la température maximale applicable à la cavité en silicium. En effet, en augmentant la température pour continuer d'accorder le filtre F-P, les auteurs ont observé la dégradation du silicium. De plus, le temps de réponse d'un tel principe d'actionnement utilisant le chauffage et le refroidissement du silicium est plus lent que d'autres principes d'actionnement comme l'actionnement électrostatique. Justement, les mêmes auteurs rapportent un filtre F-P accordable sur 80 nm en utilisant un actionneur électrostatique [5]. Saadany et al. [6] rapportent un filtre avec une cavité en air accordable par des peignes électrostatiques à actionnement latéral. Ils montrent des pertes minimales de -10 dB, une largeur à mi-hauteur de 1,2 nm, mais ne montrent pas de mesures d'un filtre accordable. On peut seulement y voir différentes mesures prises à différentes longueurs d'onde. Lipson et al. [7] quant à eux utilisent une technique de lissage des murs de silicium par gravure chimique anisotrope au KOH en tirant profit de la sélectivité de la gravure par rapport aux plans cristallins (111) du silicium. Si les murs sont bien alignés avec les plans cristallins, les surfaces obtenues après le lissage sont verticales et lisses. Cependant, cette technique ne permet pas l'utilisation de structures dont les formes ne sont pas orientées selon les plans cristallins (111) puisque ceux-ci ne sont pas gravés. Par conséquent, ils utilisent un actionneur à plaques parallèles qui induit un angle dans un des miroirs lors de l'actionnement. Ceci limite la plage accordable à 8 nm et la largeur à mi-hauteur à 3 nm. Malgré l'utilisation d'une technique plus complexe, ils n'arrivent pas à de meilleurs résultats que les autres auteurs en terme de largeur à mi-hauteur et de pertes en transmis-

sion qui sont situées entre -10 et -11 dB. D'autres auteurs se sont penchés sur des filtres F-P utilisant des guides d'onde pour coupler la lumière. Le meilleur exemple d'un filtre F-P accordable utilisant un guide d'onde est donné par Pruessner et al. [8]. Les auteurs ont obtenu une plage accordable de 29 nm et une largeur à mi-hauteur de 0.38 nm. Bien que la qualité atteinte est la plus haute rapportée ici, le procédé de fabrication est plus complexe à cause de l'utilisation de guides d'onde. Le couplage de la lumière aux guides d'onde peut induire beaucoup de pertes optiques. D'autres cavités non accordables dans le plan utilisant des guides d'onde sont aussi rapportées dans la littérature [9, 10].

Outre les filtres F-P dans le plan, il existe aussi des filtres hors plans où l'alignement perpendiculaire des fibres par rapport au substrat est nécessaire [11]. Ceci complique la tâche lors de l'étape d'encapsulation. De plus, la fabrication nécessite plusieurs étapes successives de dépôt de couche mince et de gravure. On peut aussi trouver des filtres tout fibre faits à base de réseaux de Bragg inscrits dans la fibre selon différents moyens. La fibre est ensuite étirée pour modifier le spectre en transmission ou réflexion. Iocco et al. [12] ont réussi à fabriquer un filtre à base d'un réseau de Bragg tout fibre qui s'accorde à l'aide d'actionneurs piézoélectriques sur une plage de 45 nm en quelques milisecondes avec une largeur à mi-hauteur de moins d'un nanomètre. Cependant, la tension utilisée est de l'ordre de 1000 V et les équipements utilisés sont volumineux. De plus, pour accorder sur une plage plus large, ils doivent utiliser un deuxième réseau de Bragg. Chen et al. [13] proposent un filtre accordable thermiquement sur 105 nm en utilisant une fibre optique en polymère dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg par ablation laser. Bien que les réseaux de Bragg tout fibre sont prometteurs, ils ont comme principal défaut d'être difficile à actionner pour accorder leur spectre.

Quant aux lasers à fibre accordables, il existe aussi déjà beaucoup de technologies pour les rendre accordable [14–22]. La plupart utilisent des réseaux de Bragg tout fibre, des étalons accordables, des contrôleurs de polarisation et des réseaux de diffraction. Comme nous l'avons vu précédemment, les réseaux de Bragg sont accordés par étirement méca-

nique [17, 19] ou par chauffage [13]. La plage accordable est souvent limitée et lente. Pour augmenter la plage accordable, plusieurs réseaux de Bragg ayant différentes plages accordables sont utilisés. Ceci complique grandement la configuration du laser dû à l'utilisation de commutateurs optiques et de circulateurs optiques. Les lasers utilisant des étalons ou des réseaux diffractifs sont quant à eux sensibles aux variations de température et ont des éléments externes à la cavité qui nécessitent un minutieux alignement [20].

Il existe aussi d'autres types de lasers accordables qui utilisent la technologie MEMS pour accorder le laser. Ce sont des lasers semiconducteurs qui utilisent des réseaux diffractifs [23, 24], des filtres F-P verticaux [25], ou une modulation de la longueur de la cavité pour accorder le laser [24]. Cependant, aucun laser à fibre accordable utilisant un MEMS n'est rapporté dans la littérature et c'est ce que nous proposons de réaliser dans le cadre de ce projet.

CHAPITRE 1

THÉORIE

Le filtre optique est constitué d'une alternance de couches de silicium monocristallin et d'air. Lorsque la lumière pénètre un matériau d'indice de réfraction différent, la lumière subit un déphasage par rapport à sa propagation dans le vide. Ce déphasage dépend de la longueur d'onde et de l'épaisseur des couches. Ainsi, il est possible de concevoir des filtres optiques en utilisant des épaisseurs spécifiques de matériaux pour que la lumière interfère constructivement ou destructivement dépendamment de la longueur d'onde.

1.1 Calcul de la réflexion et de la transmission par la méthode des matrices de transfert

On cherche à déterminer le spectre de la lumière transmise ou réfléchi après qu'elle ait interagi avec un empilement de couches minces d'indices de réfraction différents. Quelques simplifications sont faites pour ce calcul :

- la lumière est incidente perpendiculairement au plan des couches,
- les matériaux sont parfaitement transparents,
- les indices de réfraction sont constants dans la plage de longueur d'onde considérée.

Cette section est inspirée de [26, 27].

1.1.1 Matrice de transfert

En résolvant les équations de Maxwell, on peut trouver une matrice de transfert caractéristique pour chaque couche diélectrique et finalement on trouve une matrice de

transfert pour tout le système considéré. Soient les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

où $\vec{D}$ est la densité de champ électrique, ρ est la densité de charge électrique, $\vec{B}$ est l'induction magnétique, $\vec{H}$ est le champ magnétique, $\vec{j}$ est la densité de courant électrique et t est le temps. Il existe aussi les relations suivantes qui lient le champ électrique $\vec{E}$ avec la densité de champ électrique $\vec{D}$, $\vec{B}$ avec $\vec{H}$ et $\vec{j}$ avec $\vec{E}$:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E},$$

où ε est la permittivité électrique du matériau, μ est la perméabilité magnétique et σ est la conductivité électrique du matériau. En optique et dans un diélectrique, on peut considérer qu'il n'y a pas de charge, $\rho = 0$, que la conductivité électrique est nulle, $\sigma = 0$, et que la perméabilité magnétique est la même que celle du vide $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m. On considère une onde électromagnétique qui se déplace dans la direction z avec l'amplitude du champ électrique orienté selon x et le champ magnétique selon y . On a l'équation d'onde suivante

$$\nabla^2 \vec{E}(x, t) = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}(x, t)}{\partial t^2}. \quad (1.5)$$

La solution harmonique est

$$\vec{E}(x, t) = |\vec{E}| \hat{e} e^{i\omega t - i\omega \frac{x}{v}}, \quad (1.6)$$

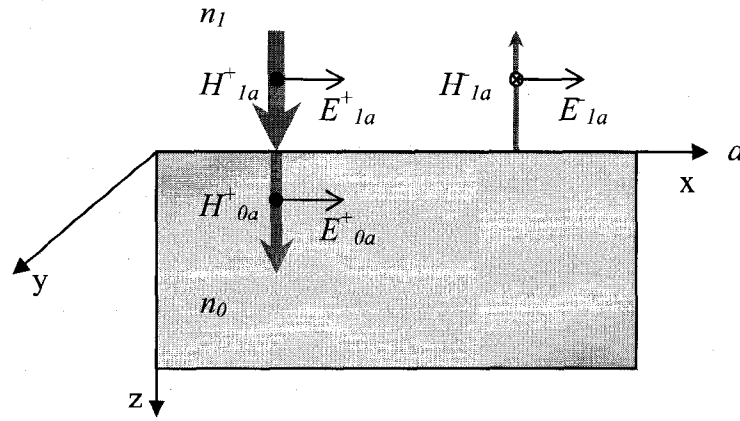


FIG. 1.1 Schéma des champs électriques et magnétiques incidents, réfléchis et transmis à un interface d'indices de réfraction différents.

avec $v = c/n$, où n est l'indice de réfraction du milieu, c est la vitesse de la lumière dans le vide, ω est la fréquence angulaire de la lumière et $\hat{e}$ est un vecteur unitaire dans la direction de l'amplitude du champ électrique. Lorsque cette onde provenant d'un milieu 1 d'indice n_1 pénètre à incidence normale dans un milieu 0 d'indice n_0 , une partie est réfléchiée et une autre partie traverse l'interface a (figure 1.1). Puisqu'il y a continuité du champ électrique et magnétique à l'interface, on peut écrire que

$$E_{1a}^+ + E_{1a}^- = E_{0a}^+ = E_a, \quad (1.7)$$

$$H_{1a}^+ - H_{1a}^- = H_{0a}^+ = H_a. \quad (1.8)$$

On a l'admittance optique d'un milieu m qui est défini par $y_m = \frac{H_m}{E_m} = \frac{n_m}{c\mu_m}$. Ainsi, on peut réécrire les équations 1.7 et 1.8 de la manière suivante

$$E_{1a}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{H_a}{y_1} + E_a \right), \quad (1.9)$$

$$E_{1a}^- = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_a}{y_1} + E_a \right), \quad (1.10)$$

$$H_{1a}^+ = \frac{1}{2} (H_a + y_1 E_a), \quad (1.11)$$

$$H_{1a}^- = \frac{1}{2} (H_a - y_1 E_a). \quad (1.12)$$

Il est donc possible de connaître les champs de chaque côté d'une interface dû à la continuité des champs aux frontières. Ensuite, il est possible de connaître la valeur des champs une fois qu'ils ont traversé une couche d'un matériau d'une épaisseur d . En effet, lorsqu'un rayon traverse un milieu d'indice différent, il accumule un déphasage ϕ par rapport à sa propagation dans le vide. C'est ainsi que des interférences constructives et destructives sont causées entre les rayons transmis et réfléchis aux interfaces. En réflexion, si le déphasage de l'onde réfléchie est de π par rapport à l'onde incidente, l'interférence sera constructive. S'il est de $\frac{\pi}{2}$, l'interférence sera destructive. Pour obtenir le maximum d'intensité pour l'interférence constructive, l'épaisseur des couches doit être un multiple du quart de la longueur d'onde. Ainsi, l'interférence constructive ne se produit que pour certaines longueurs d'ondes d'où l'effet de filtrage optique. En se référant à la figure 1.2, on trouve la relation qui relie le champ à l'interface b avec le champ à l'interface a pour l'onde se propageant dans la direction positive et subissant un déphasage ϕ_1 en traversant le milieu 1

$$E_{1b}^+ = E_{1a}^+ e^{i\phi_1}. \quad (1.13)$$

À l'aide de l'équation 1.9 on peut réécrire l'équation 1.13 comme

$$E_{1b}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{H_a}{y_1} + E_a \right) e^{i\phi_1}. \quad (1.14)$$

Les ondes qui se déplacent dans la direction négative subissent un déphasage $e^{-i\phi_1}$, donc

$$E_{1b}^- = E_{1a}^- e^{-i\phi_1} = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_a}{y_1} + E_a \right) e^{-i\phi_1}. \quad (1.15)$$

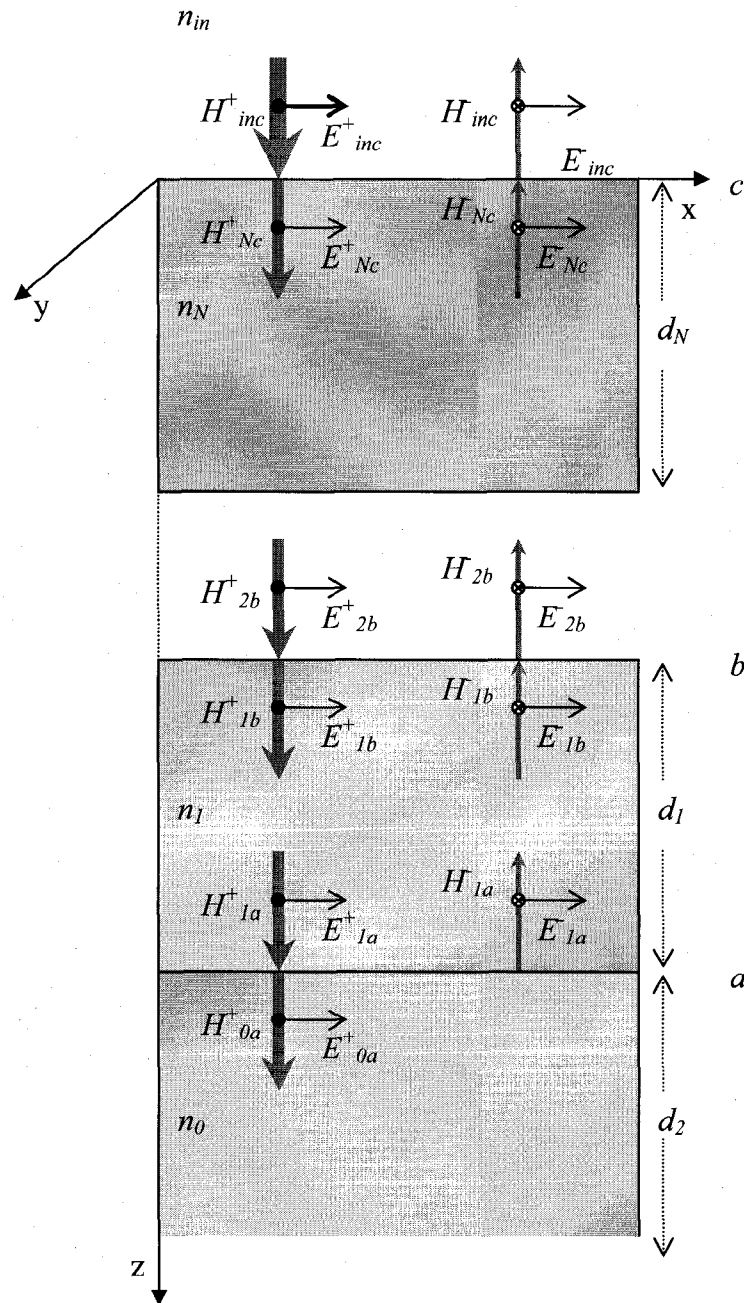


FIG. 1.2 Schéma des champs électriques et magnétiques incidents, réfléchis et transmis à chacun des interfaces d'un empilement de couches d'indices de réfraction différents.

On peut faire de même avec les champs magnétiques pour ainsi exprimer tous les champs à l'interface b en fonction des champs à l'interface a ,

$$H_{1b}^+ = \frac{1}{2} (H_a + y_1 E_a) e^{i\phi_1}, \quad (1.16)$$

$$H_{1b}^- = \frac{1}{2} (H_a - y_1 E_a) e^{-i\phi_1}. \quad (1.17)$$

De cette manière, on fait le lien entre tous les champs du milieu 0 après avoir traversé l'interface a et le milieu 1 d'indice de réfraction différent. On peut maintenant exprimer le champ total à l'interface b dans le milieu 2 comme étant

$$\begin{aligned} E_b &= E_{1b}^+ + E_{1b}^- \\ &= \frac{1}{2} \frac{H_a}{y_1} e^{i\phi_1} + \frac{1}{2} E_a e^{i\phi_1} - \frac{1}{2} \frac{H_a}{y_1} e^{-i\phi_1} + \frac{1}{2} E_a e^{-i\phi_1} \\ &= E_a \frac{e^{i\phi_1} + e^{-i\phi_1}}{2} + \frac{H_a}{y_1} \frac{e^{i\phi_1} - e^{-i\phi_1}}{2} \\ &= E_a \cos \phi_1 + \frac{H_a}{y_1} i \sin \phi_1 \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} H_b &= H_{1b}^+ + E_{1b}^- \\ &= E_a y_1 i \sin \phi_1 + H_a \cos \phi_1 \end{aligned} \quad (1.19)$$

On peut écrire les équations 1.18 et 1.19 sous forme matricielle,

$$\begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi_1 & \frac{i}{y_1} \sin \phi_1 \\ y_1 i \sin \phi_1 & \cos \phi_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix}.$$

On obtient une matrice de transfert caractéristique pour le milieu 1. On peut faire de même pour chaque couche de l'empilement. En multipliant chaque matrice de transfert de chaque couche, on trouve la matrice de transfert de tout le système de couche,

$$\begin{bmatrix} E_c \\ H_c \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^N \begin{bmatrix} \cos \phi_k & \frac{i}{y_k} \sin \phi_k \\ y_k i \sin \phi_k & \cos \phi_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix}.$$

Ensuite, en divisant tout par E_a et par l'admittance du vide $Y_0 = \frac{n_{vide}}{c\mu_0}$, on trouve une relation entre les rayons incidents (*inc*) et les rayons transmis dans la couche a en fonction de l'indice de réfraction de chaque couche,

$$\begin{bmatrix} \frac{E_c}{E_a} \\ c\mu_0 \frac{H_c}{E_a} \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^N \begin{bmatrix} \cos \phi_k & \frac{i}{n_k} \sin \phi_k \\ n_k i \sin \phi_k & \cos \phi_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \end{bmatrix}.$$

Finalement, on peut calculer les coefficients de réflexion r et de transmission t en fonction des champs entrants et sortants de tout le système de couche. Le coefficient de réflexion est donné par le ratio de l'amplitude de l'onde réfléchie sur l'onde incidente. Le coefficient de transmission est donné par le ration de l'amplitude de l'onde transmise sur l'onde incidente. Dans notre cas, on trouve r de la manière suivante :

$$E_c = E_{inc}^+ + E_{inc}^-, \quad (1.20)$$

$$H_c = H_{inc}^+ - H_{inc}^-, \quad (1.21)$$

$$\frac{H_{inc}^\pm}{E_{inc}^\pm} = y_{inc},$$

$$\frac{H_c}{E_c} = y_{eq},$$

avec y_{eq} qui est l'admittance équivalente du système. L'équation 1.21 peut alors s'exprimer comme

$$E_c y_{eq} = E_{inc}^+ y_{inc} - E_{inc}^- y_{inc}. \quad (1.22)$$

En remplaçant E_c dans cette dernière expression par la partie de droite de l'équation 1.20, on trouve le coefficient de réflexion

$$\begin{aligned} E_{inc}^+ y_{eq} + E_{inc}^- y_{eq} &= E_{inc}^+ y_{inc} - E_{inc}^- y_{inc}, \\ r = \frac{E_{inc}^-}{E_{inc}^+} &= \frac{y_{inc} - y_{eq}}{y_{inc} + y_{eq}}, \\ r &= \frac{n_{inc} - n_{eq}}{n_{inc} + n_{eq}}, \end{aligned} \quad (1.23)$$

avec l'indice équivalent de l'ensemble de couche $n_{eq} = \frac{c\mu_0 H_c/E_a}{E_c/E_a} = c\mu_0 y_{eq}$ et n_{inc} est l'indice du milieu de la lumière incidente. L'indice équivalent est trouvé en résolvant la matrice de transfert et l'indice du rayon incident est connu. Le coefficient de transmission est trouvé en considérant les rayons réfléchis et transmis par tout le système :

$$t = \frac{E_a}{E_{inc}^-} = \frac{2n_{inc}}{n_{inc} + n_{eq}}. \quad (1.24)$$

On peut ensuite trouver les coefficients en intensité R et T

$$R = r^2, \quad T = \frac{n_0}{n_{inc}} t^2, \quad (1.25)$$

avec $R + T = 1$ lorsque l'on néglige l'absorption.

1.1.2 Méthode de matrice de transfert appliquée au calcul d'un réseau de Bragg et d'un Fabry-Pérot

Comme énoncé dans la section précédente, chaque longueur d'onde pénétrant dans un milieu k d'indice n_k subit un déphasage. L'équation 1.6 donne la solution harmonique d'une onde. Sa phase est donnée par l'argument de l'exponentiel

$$\phi = \omega t - \omega \frac{nx}{c} \quad (1.26)$$

Avec $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$, on trouve

$$\phi = \omega t - \frac{2\pi nx}{\lambda}. \quad (1.27)$$

En traversant une couche k , d'indice n_k et d'épaisseur d_k , la phase accumulée par une onde de longueur d'onde λ_k par rapport à sa propagation dans le vide est donné par

$$\phi_k(\lambda) = 2\pi \frac{n_k d_k}{\lambda}. \quad (1.28)$$

Dépendamment de l'épaisseur de la couche d_k , le déphasage prend différentes valeurs et peut être constructif ou destructif pour certaines de ces longueurs d'ondes. Pour obtenir un déphasage constructif en réflexion, les épaisseurs des couches doivent correspondre à des épaisseurs quart d'onde,

$$d_k = \frac{M_k \lambda_0}{4n_k}, \quad (1.29)$$

où λ_0 est la longueur centrale de réflexion souhaitée et M_k est un multiple entier plus grand que 0 et impair qui est nommé l'ordre de réflexion. Le déphasage accumulé en passant dans une telle couche est de $\pi/2$. Le déphasage donné par la réflexion à une interface d'indice bas vers un milieu d'indice élevé est de π et il est de zéro lors du passage d'un milieu d'indice élevé vers un milieu d'indice bas. Finalement, les ondes se recombinaient à l'entrée de l'empilement de couches avec un déphasage de $(2l + 1)\pi$, où l est un entier positif, donnant pour effet des interférences constructives. En empilant plusieurs couches d'épaisseur quart d'onde et d'indice de réfraction différent, il est possible de créer un miroir diélectrique. La figure 1.3 montre un empilement de couche d'air et de silicium dans l'air. Un miroir diélectrique peut être formé si ces couches ont une épaisseur quart d'onde pour la longueur d'onde voulue pour le miroir. Dans notre cas, la longueur d'onde centrale est 1550 nm. De plus, la grande différence d'indice de réfraction entre l'air et le silicium ($n_{air} = 1$ et $n_{Si} = 3.45$) fait en sorte qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un grand nombre de couches pour obtenir une grande réflectivité. Il est maintenant évident que l'on peut utiliser la méthode de la matrice de transfert décrite dans la section précédente pour simuler la réflectivité d'un miroir diélectrique puisque nous avons toutes les valeurs nécessaires au calcul. Le code de la simulation Matlab est disponible en annexe II.

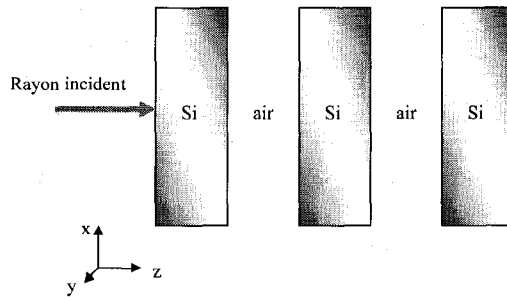


FIG. 1.3 Empilement de couches d'air et de silicium pour former un réseau de Bragg

On peut aussi utiliser un autre assemblage de couches diélectriques. Nous savons qu'en alignant deux miroirs face à face, on forme une cavité résonnante de type F-P. On peut faire de même avec des miroirs diélectriques multicouches. L'espace entre les deux miroirs doit alors être d'épaisseur demi onde, i.e $d_k = \lambda_0/2$

$$d_k = \frac{N_k \lambda_0}{2n_k}, \quad (1.30)$$

où N_k est l'ordre de la cavité F-P. La méthode matricielle est aussi facilement applicable pour calculer le spectre d'un tel assemblage de couches diélectriques. Dans les sections suivantes, nous allons étudier l'influence sur le spectre optique des différents paramètres des réseaux à l'aide du programme de simulation développé.

1.2 Influence de l'ordre des couches d'air et de silicium

Pour un réseau de Bragg, l'ordre est un paramètre majeur qui influence la largeur de la bande de réflexion. Les épaisseurs quart d'onde minimales, soit l'ordre 1, sont de 388 nm pour l'air et de 112 nm pour le silicium. Pour ces épaisseurs, la largeur de bande de réflexion est maximale. Plus on augmente l'ordre, plus la largeur de bande diminue et on voit apparaître des pics de réflexions dans le spectre. Pour mieux comprendre le

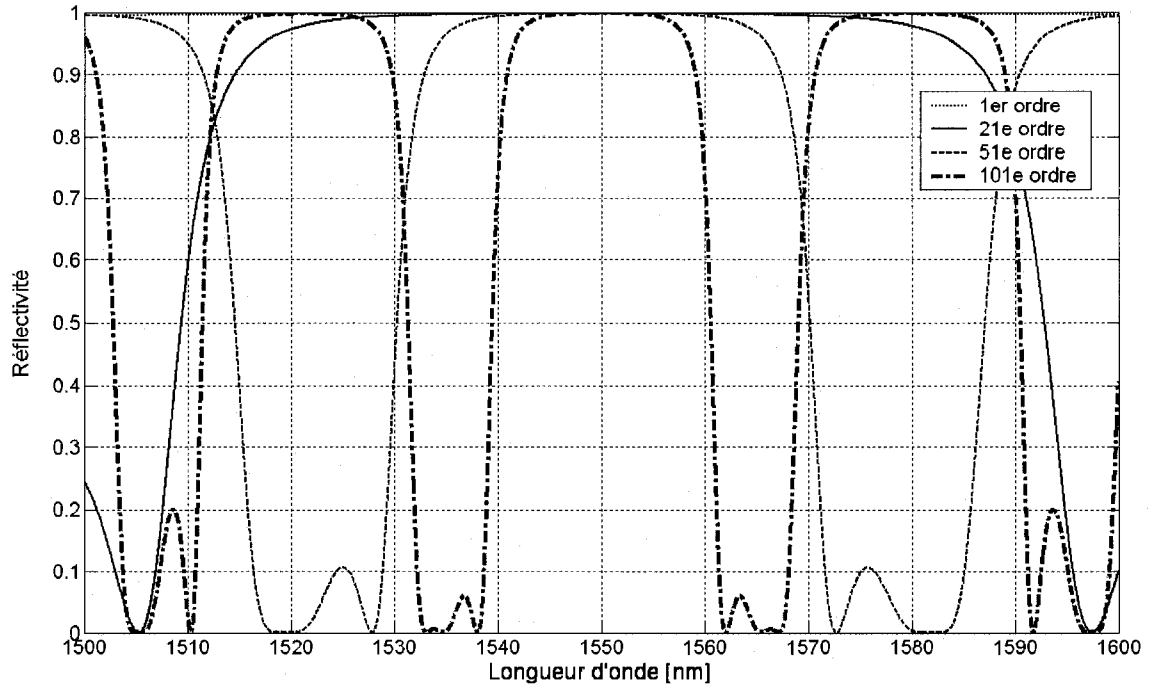


FIG. 1.4 Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg centré à 1550 nm pour différents ordres de silicium

phénomène, on prend pour exemple un miroir formé de trois couches de silicium (voir figure 1.3) et de deux couches d'air, conçu pour réfléchir la lumière à 1550 μm , où

$$\phi_k(\lambda) = 2\pi n_k \frac{M1550}{4n_k\lambda} = \frac{\pi}{2} \frac{M1550}{\lambda}. \quad (1.31)$$

Comme on l'a dit précédemment, pour obtenir de l'interférence constructive en réflexion, le déphasage doit être de $\pi/2$. Dans l'équation 1.31, si on prend $M = 1$, $\phi \approx \pi/2$ pour $1450 \leq \lambda \leq 1650$ nm. Donc, la condition est rencontrée pour une large plage de longueur d'onde, d'où l'effet d'un miroir large bande (figure 1.4). Cependant, si on augmente l'ordre à $M = 101$ par exemple, on a maintenant $\phi(\lambda) = \frac{\pi}{2} \frac{101 \times 1550}{\lambda}$. Par l'équation 1.31, à $\lambda = 1550$ nm, on a effectivement $\phi = 101\pi/2$, mais à $\lambda = 1535$ nm on trouve que $\phi \approx 51\pi$. Ce résultat est un multiple de π , par conséquent c'est

une réflexion avec interférence destructive ce qui explique l'absence de lumière à cette longueur d'onde. Plus l'ordre augmente, plus cette situation se reproduit, ce qui explique l'augmentation du nombre de bosses dans le spectre.

Une autre influence de l'ordre se trouve dans la largeur spectrale des pics de transmission Fabry-Perot. Plus l'ordre des couches des miroirs est élevée, plus le pic de transmission est fin. Ce point sera développé au paragraphe 1.4.

1.3 Influence du nombre de couches d'air et de silicium

Le nombre de couches influence directement la réflectivité du miroir de Bragg. Plus il y a de période Si/air, plus la réflectivité est grande. Le tableau 1.1 et la figure 1.5 montrent bien le phénomène. La réflectivité est calculée à partir de l'équation 1.25. On voit au tableau 1.1 qu'avec seulement 4 couches de silicium d'ordre 51, on obtient 99.98 % de réflexion autour de 1550 nm. Plus il y a de périodes, i.e. plus il y a de couches Si/air,

TAB. 1.1 Réflectivité pour un réseau de Bragg ayant de 1 à 4 murs de silicium d'ordre 51

Nombre de murs de silicium	Réflectivité
1	0,7140
2	0,9722
3	0,9976
4	0,9998
5	0,9999

plus il y a de lumière qui peut participer au phénomène d'interférence constructive ce qui le renforce en augmentant ainsi la réflexion à la longueur d'onde désirée. De plus, plus la réflectivité est grande, plus la finesse du F-P qui est composé de deux de ces miroirs sera grande. La finesse F est relié à la largeur à mi-hauteur (FWHM) et la largeur spectrale libre (FSR) du filtre par $F = FSR/FWHM$. Plus la largeur à mi-hauteur est faible

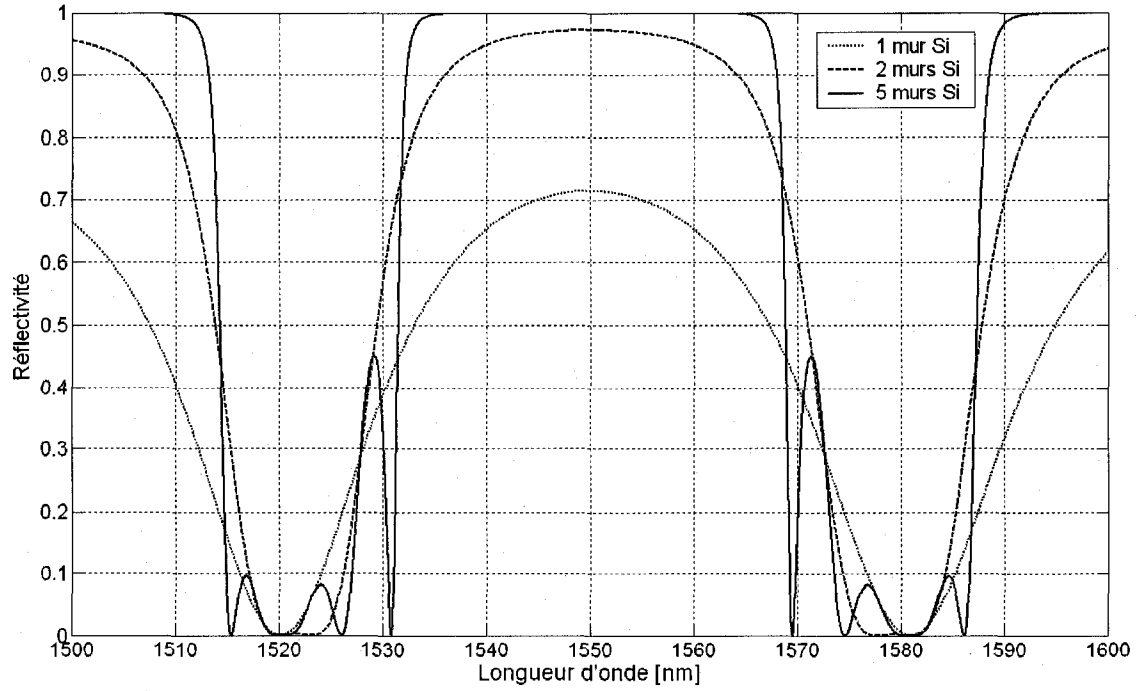


FIG. 1.5 Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg centré à 1550 nm pour différents nombres de murs de silicium d'ordre 51

ou plus la largeur spectrale libre est grande, plus la finesse est grande. De plus, pour des miroirs réfléchissants à plus de 50 %, on a la relation suivante entre la finesse et la réflectivité R des miroirs [28] :

$$F = \frac{\pi R^{1/2}}{1 - R}. \quad (1.32)$$

La figure 1.6 montre graphiquement cette relation où l'on peut voir que la finesse augmente avec R [29].

1.4 Influence de l'ordre de la cavité Fabry-Pérot

Comme expliqué dans la section 1.1.2, une cavité F-P est formée lorsque l'on place deux miroirs face à face. Ces miroirs peuvent être des miroirs diélectriques comme nous

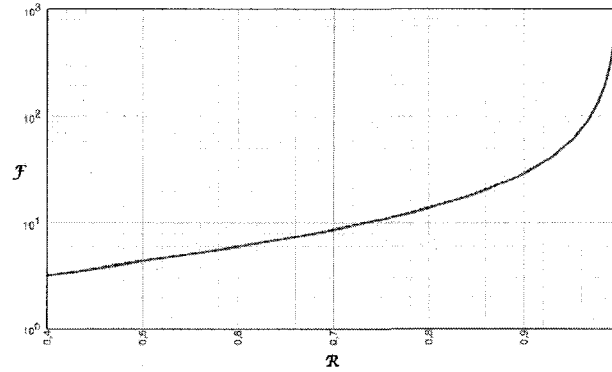


FIG. 1.6 Finesse d'une cavité F-P en fonction de la réflectivité des miroirs qui la compose.

l'avons aussi décrit. La distance entre ces miroirs, liée à l'ordre de la cavité, répond à l'équation 1.30. Cette distance laisse résonner une longueur d'onde avec tous ses modes, un peu comme on peut faire vibrer une corde fixée par ses deux extrémités. La longueur de la cavité influence donc le mode qui vibre. Plus la cavité est grande, plus la finesse du mode résonant augmente. En effet, la finesse est aussi reliée au temps de vie des photons t dans la cavité par $F = 2\pi tFSR$ [29]. Lorsque la cavité est plus longue, le temps pris par le photon pour traverser la cavité est aussi plus long. De plus, les photons prennent un certain temps pour traverser les miroirs diélectriques. Plus ceux-ci sont longs, i.e. plus les ordres des couches de silicium et d'air sont grands, plus le temps de vie des photons est grand, ce qui contribue aussi à augmenter la finesse de la cavité. En prenant la dérivée de l'équation 1.28, on voit que pour un même $\delta\lambda$, la différence de phase varie linéairement avec N_k . D'une autre manière, plus l'ordre de la cavité est grand, plus le déphasage est différent de sa valeur optimale pour un même $\delta\lambda$. Alors la condition de résonance n'est plus rencontrée que très près de la longueur d'onde pour laquelle le filtre a été conçu, d'où la finesse plus grande. De plus, selon l'équation 1.30, on peut facilement conclure que pour des ordres élevés, la longueur de cavité devra être variée beaucoup plus pour accorder la longueur d'onde transmise comparativement à une plus

petite cavité. Par conséquent, la sensibilité au déplacement d'un miroir est diminuée avec une grande cavité.

1.5 Accordabilité des réseaux de Bragg et Fabry-Pérot

Dans cette section, on explique comment il est possible d'accorder un réseau de Bragg ou un F-P, c'est-à-dire, comment il est possible de faire varier le spectre soit en réflexion ou en transmission. Tout d'abord, on considère les réseaux de Bragg. On peut imaginer facilement deux manières de varier le spectre. On peut bouger un mur individuellement ou encore bouger tout le réseau à la fois à la manière d'un accordéon. Prenons pour exemple un réseau de Bragg composé de trois couches de silicium et de deux couches d'air (figure 1.3). La figure 1.7 montre l'effet de bouger le mur central de silicium. Le mur central est bougé de 0 à 400 nm. Donc, une couche d'air voit son épaisseur diminuer jusqu'à 400 nm tandis que l'autre voit son épaisseur augmenter jusqu'à 400 nm. On voit que l'effet n'est pas très concluant, c'est-à-dire que la longueur d'onde centrale de réflexion ne change pas, elle ne fait que s'atténuer puisque la périodicité du réseau est brisée. La figure 1.8, montre quant à elle l'effet sur le spectre de bouger les murs comme un accordéon. Les épaisseurs des deux couches d'air sont diminuées jusqu'à 200 nm. On voit que la longueur d'onde centrale de réflexion est décalée vers les longueurs d'onde plus courtes. On remarque aussi que la largeur du pic de réflexion diminue en l'accordant. Cet effet provient du fait que les épaisseurs des couches de silicium sont fixes, donc que la condition de réflexion n'est pas modifiée pour ces couches lorsque le réseau est accordé.

L'accordabilité des F-P a été brièvement traitée à la section 1.4 lorsqu'il était question de l'effet de l'ordre de la cavité F-P. On a dit qu'une cavité plus grande rendait le pic de transmission moins sensible au déplacement d'un mur. On doit aussi parler de l'accordabilité maximale du filtre qui est liée avec la largeur spectrale libre (FSR) et la largeur

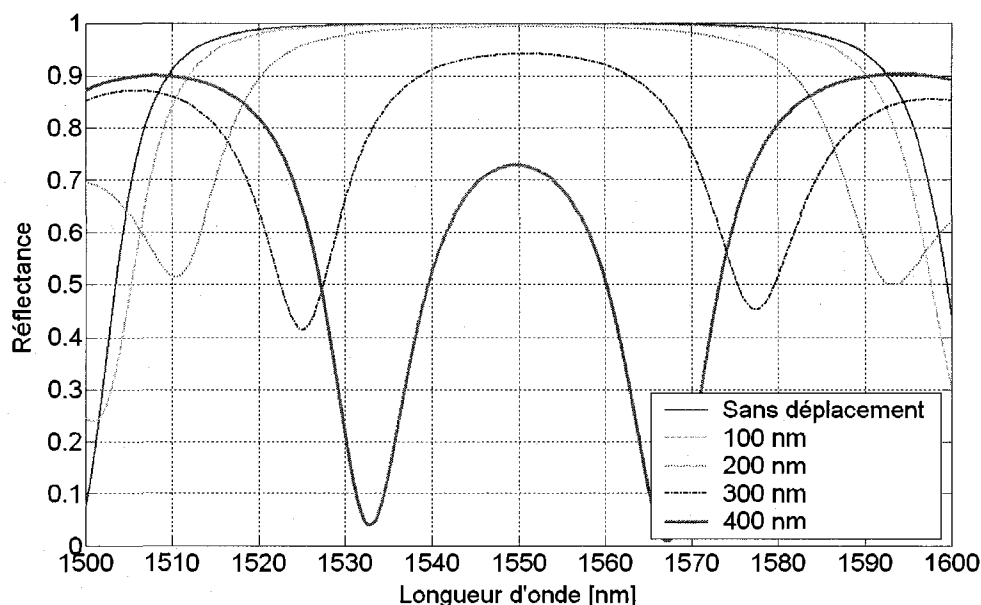


FIG. 1.7 Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg (3 couches de Si d'ordre 41, 2 couches d'air d'ordre 11) où le mur central de silicium est déplacé de 0 à 400 nm.

de bande d'arrêt (figure 1.9). La largeur spectrale libre est la distance en nanomètre entre deux pics de transmission d'ordre différent. La figure 1.9 montre le FSR entre les pics de transmission consécutifs. On s'assure qu'il s'agit bien de pic de transmission en accordant légèrement le F-P. De cette manière, on voit les pics de transmission décaler vers les plus courtes longueurs d'onde comme le prédit l'équation 1.30. On peut mesurer directement le FSR sur le graphique. La largeur de bande d'arrêt est la fenêtre de faible transmission dans laquelle s'inscrit le pic de transmission et qui ne varie pratiquement pas en accordant le filtre. Pour avoir la plus grande plage accordable possible, la largeur spectrale libre et la bande d'arrêt doivent être le plus grande possible. La bande d'arrêt est en fait donnée par la largeur spectrale en réflexion d'un miroir de Bragg. Plus le miroir est large bande, plus la bande d'arrêt est large. La conception des miroirs est donc très importante. Comme on l'a vu précédemment, la largeur de bande augmente en diminuant l'ordre des couches composant le miroir. La largeur spectrale libre est

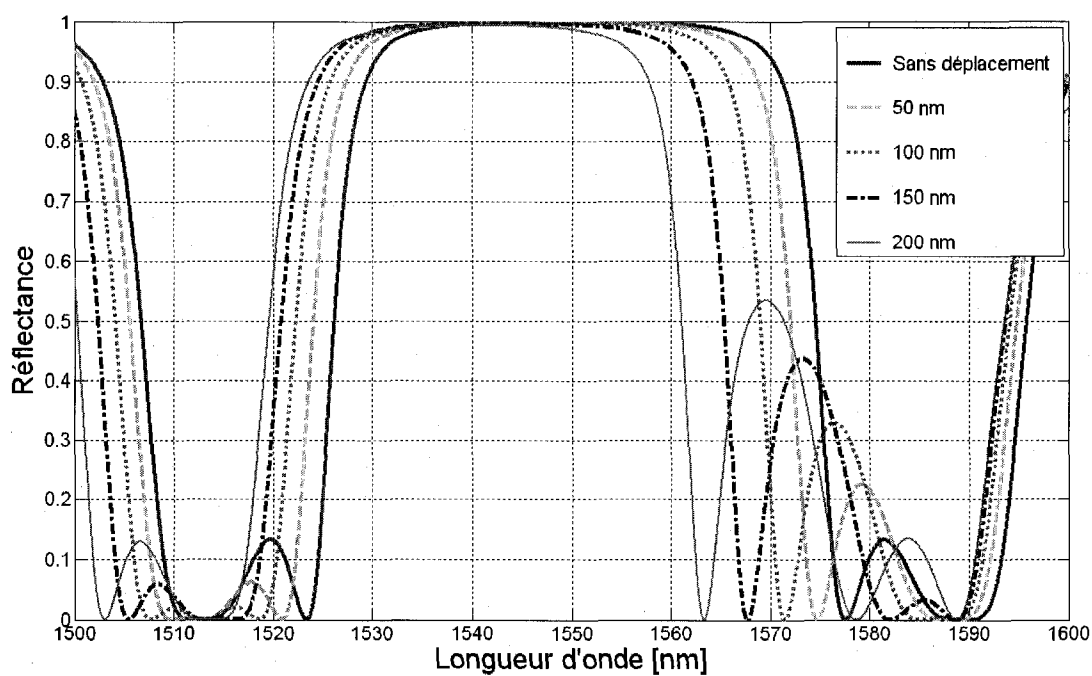


FIG. 1.8 Spectre de réflexion pour un réseau de Bragg (3 couches de Si d'ordre 41, 2 couches d'air d'ordre 11) où les deux murs extérieurs de silicium sont déplacés de 0 à 200 nm.

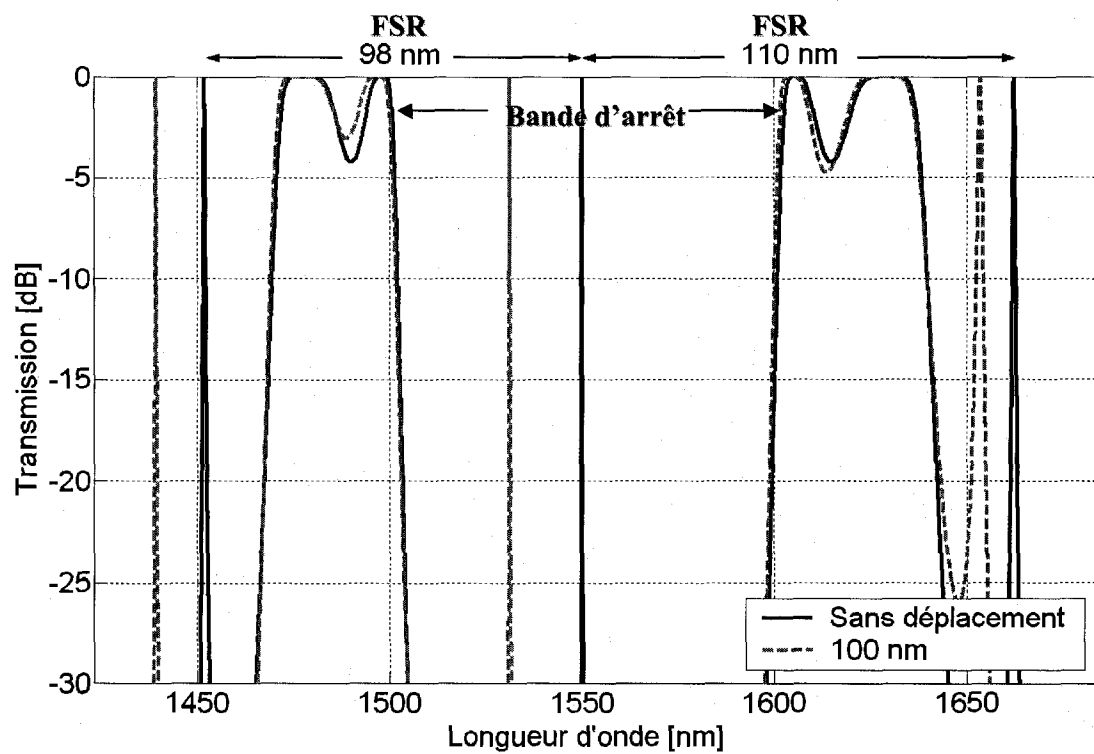


FIG. 1.9 Spectre de transmission d'un F-P où l'on peut voir la largeur spectrale libre (FSR) et la bande d'arrêt. Le trait pointillé montre la transmission lorsque la cavité est réduite de 100 nm.

quant à elle influencée par l'ordre de la cavité F-P. Nous avons l'espacement entre deux modes de la cavité qui est donné par $\Delta\nu = c/2n_{air}d_{cavite}$. Avec la relation $\nu = c/\lambda_0$ et par sa dérivée $\Delta\nu = (c/\lambda^2)\Delta\lambda$, on trouve la largeur spectrale libre en nanomètre, $FSR = \Delta\lambda = \lambda_0^2/2n_{air}d_{cavite}$. Par conséquent, une petite cavité donne une plus grande largeur spectrale libre. Cependant, cette formule n'est pas valide dans notre cas, car la lumière n'expérimente pas les miroirs comme des miroirs métalliques qui ont une position précise dans l'espace. La lumière pénètre à l'intérieur des miroirs et il faut s'en remettre aux simulations pour déterminer la largeur spectrale libre théoriquement. Sur la figure 1.9, on remarque que le FSR de part et d'autre du pic central à 1550 nm n'est pas le même. Dans notre cas le FSR dépend des longueurs d'onde puisque la réflectivité des miroirs dépend aussi de la longueur d'onde.

Le pic de transmission du F-P peut être déplacé à l'intérieur de la bande d'arrêt en variant la longueur de la cavité F-P. On y arrive en déplaçant un miroir de Bragg. On a besoin d'un déplacement d'environ 500 nm d'un miroir pour accorder complètement le filtre le moins sensible i.e. avec l'ordre de la cavité F-P égale à 8. La figure 1.10 montre comment s'accorde le pic de transmission pour un F-P composé de deux réseaux de Bragg comportant trois couches de silicium d'ordre 41, deux couches d'air d'ordre 11 et une cavité F-P d'ordre 8. La longueur de la cavité passe de 5,95 μm à 6,45 μm , donc un miroir est déplacé de 500 nm pour accorder le pic dans toute la bande d'arrêt.

1.6 Atténuation de la transmission d'un Fabry-Pérot par le déplacement d'un mur du réseau

Comme on l'a vu dans la section précédente, il est possible d'accorder un réseau de Bragg. Cependant, si on déplace le mur central d'un miroir de plus de 200 nm, le spectre change complètement d'apparence (voir figure 1.7). En déplaçant trop les murs, on brise la périodicité et on perd la réflectivité à la longueur d'onde de réflexion du réseau initial.

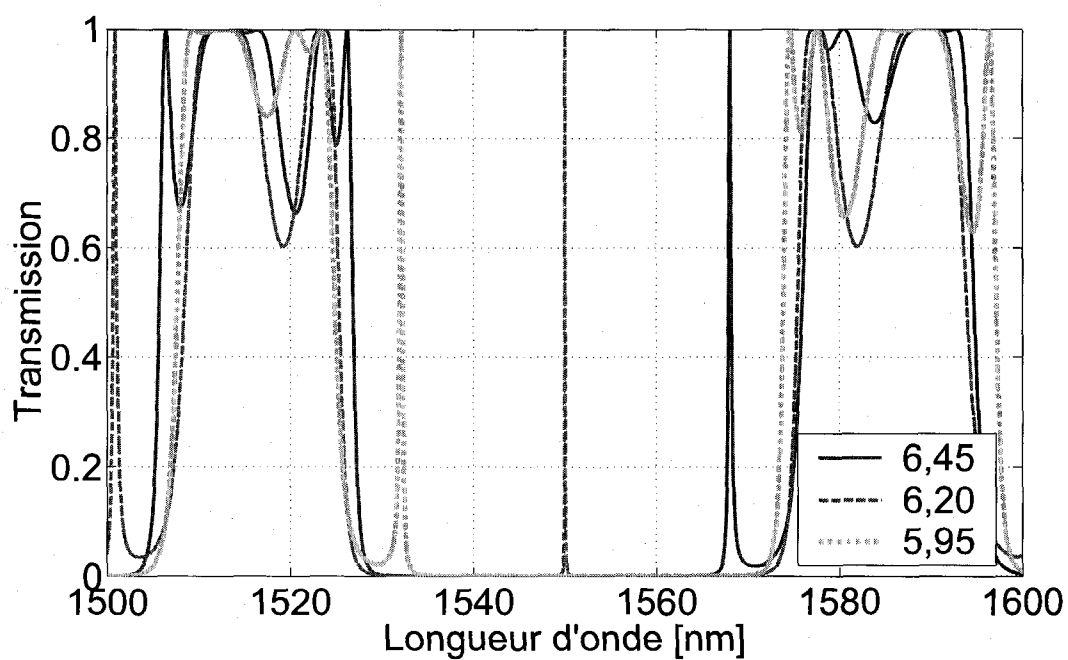


FIG. 1.10 Spectre de transmission d'un F-P fait de deux miroirs de Bragg de trois couches de silicium d'ordre 41 et deux couches d'air d'ordre 11, lorsque qu'un miroir de Bragg est déplacé de 0 à 500 nm. Les dimensions sont en micromètres.

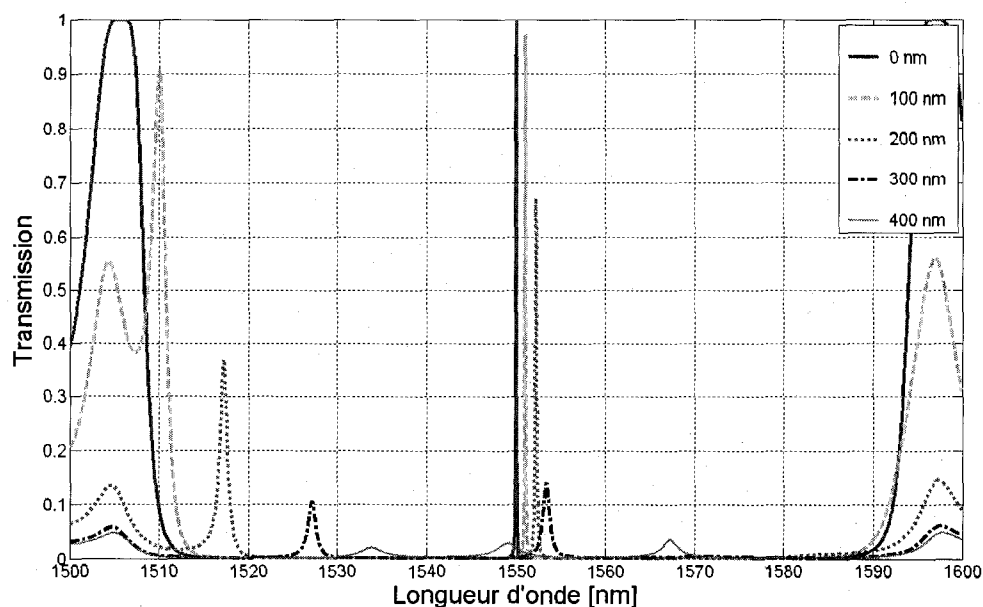


FIG. 1.11 Spectre de transmission d'un Fabry-Pérot lorsque le mur central d'un des miroirs de Bragg, fait de trois couches de silicium et deux couches d'air, est déplacé de 0 à 400 nm.

À première vue, il peut paraître inutile de faire ainsi. Cependant, si on forme une cavité F-P et qu'on déplace un mur d'un des deux miroirs de cette manière, on obtient un atténuateur optique en transmission comme à la figure 1.11. En effet, en bougeant un mur, on diminue la réflectivité du miroir de Bragg comme on l'a vu à la figure 1.7. Ceci influence grandement la transmission de la longueur d'onde centrale. On voit qu'en déplaçant de seulement 400 nm le mur central d'un réseau de Bragg, la transmission du F-P devient presque nulle pour toutes les longueurs d'onde considérées. De cette manière, on voit clairement qu'il est possible d'utiliser cette configuration pour former un atténuateur optique.

CHAPITRE 2

CONCEPTION ET SIMULATIONS

Maintenant que nous avons vu les principes optiques qui décrivent les réponses des réseaux de Bragg et des F-P, nous verrons comment les réseaux de Bragg et les F-P seront actionnés pour permettre l'accordabilité recherchée. De plus, nous allons voir dans ce chapitre quels modèles seront retenus pour la fabrication.

2.1 Conception électromécanique et simulations par éléments finis

Pour actionner un des miroirs de Bragg dans le but d'accorder la cavité F-P, on choisit d'utiliser un peigne interdigité électrostatique (figure 2.1). Ce type d'actionneur est rapide, offre un grand déplacement et est stable. Il offre de plus grands déplacements que l'actionneur piézoélectrique, il est plus efficace et plus rapide que l'actionneur thermique et est plus stable que l'actionneur électrostatique à plaques parallèles. L'objectif à atteindre est d'obtenir un déplacement minimum d'environ 500 nm pour couvrir toute la plage accordable voulue et ce à moins de 100 V. Aussi, la fréquence de résonance doit être élevée pour obtenir un bon temps de réponse soit typiquement de l'ordre des microsecondes. La force F_{peigne} générée par un peigne interdigité est donnée par [30]

$$F_{peigne} \approx m \frac{h}{g} \varepsilon_0 V^2, \quad (2.1)$$

où m est le nombre de doigts d'un peigne, h est l'épaisseur des doigts, g est l'espacement entre les doigts et V est la tension appliquée aux bornes du peigne. La force varie avec le carré de la tension, donc peut importe la polarité de la tension, la force est attractive entre les peignes. La force de rappel est assurée par des ressorts. Les peignes interdi-

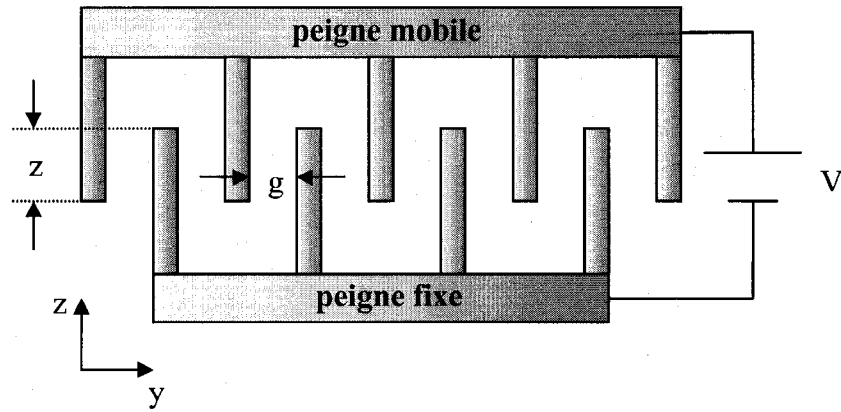


FIG. 2.1 Schéma montrant un peigne interdigité et ses différentes parties.

gités sont stables dans la direction d'actionnement, mais instables latéralement dû à la compétition entre la force générée de chaque côté d'un doigt d'un peigne. Pour cette raison la structure mécanique supportant le peigne mobile doit être très stable latéralement pour éviter l'effondrement latéral du peigne mobile sur le peigne fixe. Pour ce faire, on a la condition suivante sur la constante de ressort de la structure en y qui doit respecter,

$$k_y \gg \frac{z^2 k_z}{g^2}, \quad (2.2)$$

où k_z est la constante de ressort dans la direction z pour un certain déplacement z [31]. Pour obtenir cette stabilité, on prend un peigne mobile retenu par 4 ressorts. Le modèle final qui est fabriqué est montré à la figure 2.2. On voit sur ce schéma que les ressorts sont de simples poutres fixées à leurs extrémités. Seule la déflexion de la poutre est suffisante pour la faire agir comme ressort. Ce genre de ressort permet d'avoir une constante de ressort beaucoup plus faible en z qu'en y . La figure 2.3 schématise la section de la poutre (ressort). La constante de ressort selon l'axe z de la poutre est donnée par

$$k_z = \frac{EHW^3}{L^3}, \quad (2.3)$$

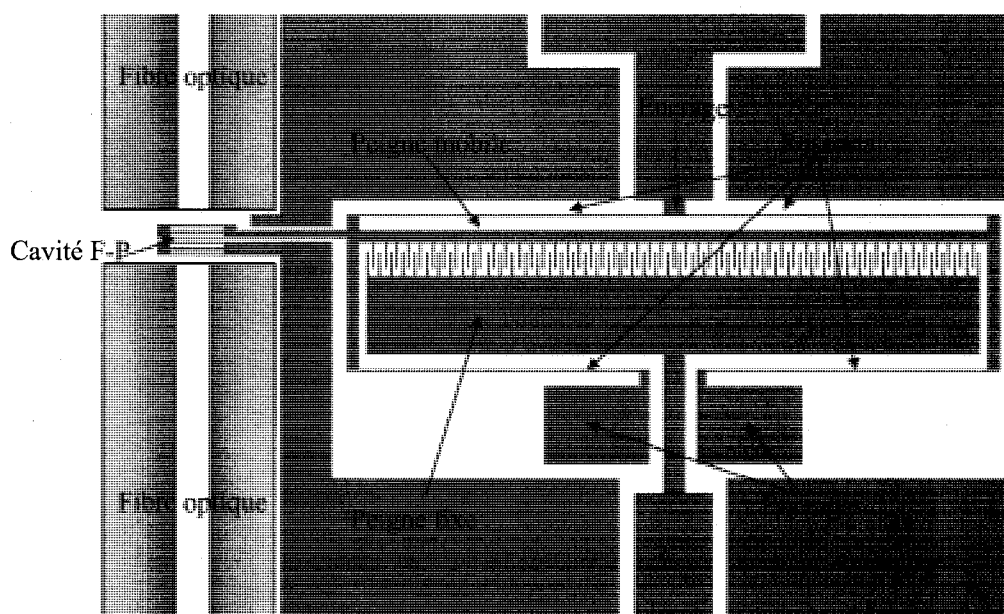


FIG. 2.2 Schéma du peigne interdigité qui actionne un miroir de Bragg pour faire varier la longueur de la cavité Fabry-Pérot

où E est le module d'Young du matériau, W est la largeur, H la hauteur et L la longueur de la poutre. Pour décider des dimensions du modèle final, on doit fixer différentes valeurs selon certaines contraintes que l'on s'impose. On veut fabriquer toutes les structures avec une profondeur de $70\text{ }\mu\text{m}$ pour permettre un alignement facile des fibres optiques entre le coeur de la fibre et le F-P microfabriqué. En effet, de cette manière, le coeur de la fibre optique est aligné avec le haut des murs du filtre ou du réseau de Bragg (figure 2.4). Alors, en glissant les fibres dans les tranchées, les fibres optiques sont automatiquement alignées. Aussi, on fixe les épaisseurs des ressorts, des doigts des peignes et de leurs espacements au minimum à $3\text{ }\mu\text{m}$ pour faciliter la lithographie et la gravure. De plus, on a besoin de 500 nm de déplacement pour obtenir toute la plage accordable. On fixe à 50 V la tension maximale pour obtenir ce déplacement. C'est une tension qui est facile à obtenir expérimentalement et qui laisse du jeu si on doit appliquer une plus grande tension que prévue en laboratoire au cas où il y aurait une grande différence entre

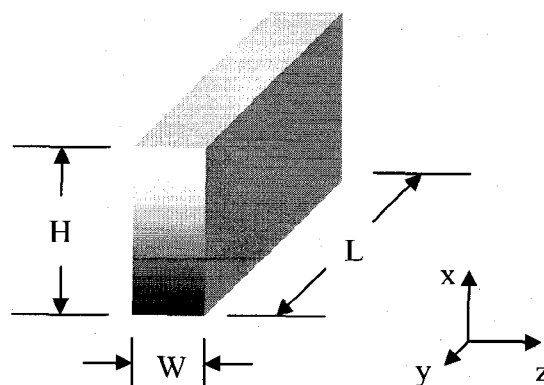


FIG. 2.3 Section d'un des quatre ressorts qui supportent le peigne mobile.

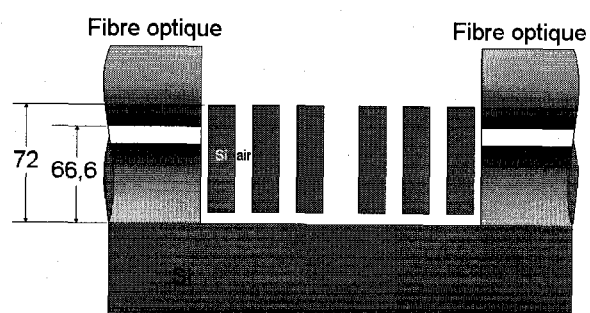


FIG. 2.4 Schéma d'une coupe d'un F-P avec les fibres optiques dans les tranchées. Les dimensions sont en micromètres.

la simulation et la réalité. Donc, nous avons les valeurs fixées suivantes : $H = 70 \mu\text{m}$, $W = 3 \mu\text{m}$, $g = 3 \mu\text{m}$, $h = 70 \mu\text{m}$, $z = 500 \text{ nm}$, $V = 50 \text{ V}$ et $E_{Si} = 150 \text{ GPa}$. Il reste donc à déterminer le nombre de doigts et la longueur des ressorts nécessaires pour obtenir le déplacement demandé à la tension demandée. On peut lier le nombre de doigts avec la longueur des ressorts de la manière suivante. Pour le modèle considéré (figure 2.2), on peut faire l'approximation qu'un ressort a la même longueur que la moitié du peigne. On a donc que le nombre de doigts est $m/2 \approx L/(12 \times 10^{-6})$ puisqu'il y a un doigt par $12 \mu\text{m}$ de longueur, car un doigt mesure $3 \mu\text{m}$ de largeur et l'espacement entre deux doigts consécutifs sur un côté du peigne est de $9 \mu\text{m}$.

Maintenant, avec la loi de Hooke, $F_{\text{peigne}} = kz$, on peut trouver la longueur des ressorts pour satisfaire aux conditions énoncées plus haut. Comme il y a quatre ressorts, la force appliquée sur chacun d'eux est de $F_{\text{peigne}}/4$. On a

$$m \frac{h}{4g} \varepsilon_0 V^2 = \frac{EWH^3}{L^3} z. \quad (2.4)$$

On remarque que h et H ont la même valeur et peuvent s'annuler. En substituant m par $L/(6 \times 10^{-6})$ et en isolant L , on trouve que

$$L = \left(\frac{24 \times 10^{-6} g E H^3 z}{\varepsilon_0 V^2} \right)^{1/4} \approx 285 \mu\text{m}. \quad (2.5)$$

Donc, les quatre ressorts doivent avoir une dimension voisine de $285 \mu\text{m}$ et le nombre de doigts sera environ de 48. Finalement avec ce résultat, on obtient une première validation du concept avant de passer à la simulation par éléments finis pour raffiner le modèle.

La simulation se fait avec le logiciel CoventorWare 2006. La simulation est faite par éléments finis et se passe en deux temps. Le logiciel calcule d'abord la répartition des charges électriques sur la surfaces du peigne interdigité et détermine la capacité entre les deux parties isolées électriquement. Cette charge dépend de la tension que l'on ap-

plique de chaque côté de l'actionneur. Une fois les charges et la capacité calculées, le logiciel passe à la simulation mécanique. Il déduit la force entre les deux peignes à partir de la capacité et calcule les déformations subites par les ressorts et tout le reste de la structure. Évidemment, ces déformations et déplacements changent la capacité entre les deux côtés de l'actionneur. Alors, le logiciel recalcule la distribution des charges pour ensuite repasser aux calculs mécaniques. Ce cycle se répète jusqu'à ce que les résultats convergent. Toutes les dimensions relatives au peigne final sont disponibles en annexe III. Avec le logiciel, on trouve la courbe caractéristique du déplacement en fonction de la tension que l'on peut voir à la figure 2.5. On observe bien le comportement quadratique du déplacement en fonction de la tension comme l'a prédit l'équation 2.1. De plus, on obtient bien un déplacement de 500 nm à environ 50 V. À 100 V on a un déplacement plus que suffisant avec 1800 nm. De plus, avec ce logiciel on peut évaluer les modes de résonances de la structure suspendue qui nous renseignent sur deux éléments. Le premier étant la stabilité mécanique du peigne. En effet, le premier mode d'oscillation est selon la direction où la résistance mécanique est la plus faible. Le deuxième élément est qu'il informe sur la rapidité à laquelle les ressorts sont capables de ramener le peigne à sa position initiale. On trouve le premier mode à 24 kHz qui oscille selon la direction z comme il est souhaitable. Un mode selon y ou encore un mode en rotation autour de x auraient indiqué une instabilité du peigne et auraient limité son déplacement en z puisque cette instabilité pourrait mener à l'effondrement latéral du peigne. D'ailleurs, la tension à laquelle cette instabilité se produit n'a pas été trouvée par la simulation ce qui montre une très grande stabilité latérale.

2.2 Conception optique

Dans cette section nous allons discuter de trois paramètres de conception optique qui doivent être élaborés pour assurer un bon fonctionnement des filtres soient : la longueur

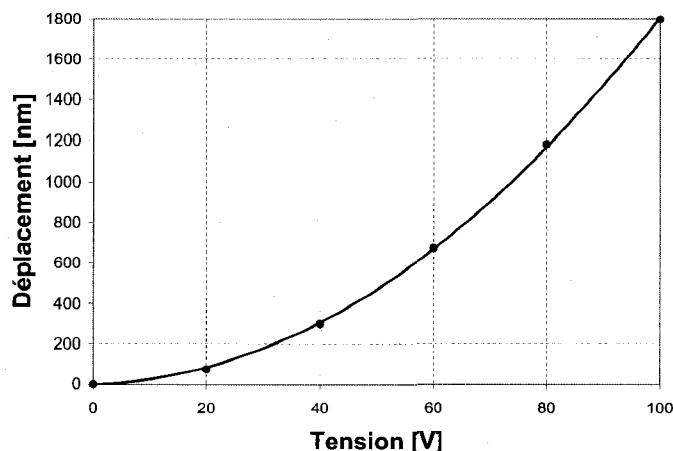


FIG. 2.5 Résultats de simulation du déplacement du peigne mobile en fonction de la tension appliquée.

initiale de la cavité F-P, l'alignement des fibres optiques avec le réseau et les contraintes sur les miroirs de Bragg pour obtenir les spectres désirés.

Comme on vient de le voir, la force générée par le peigne interdigité est attractive. Cela veut dire que pour le modèle présenté à la figure 2.2, la cavité F-P ne peut être que diminuée en longueur, donc qu'on accorde des grandes vers les petites longueurs d'onde. Les longueurs initiales des cavités doivent donc être prévues à cet effet, c'est-à-dire qu'elles doivent au préalable avoir la dimension pour filtrer la plus grande longueur d'onde désirée.

L'alignement des fibres est crucial pour obtenir le maximum de puissance lumineuse transférée. Pour se faire, on utilise une plaque de silicium sur isolateur (silicon on insulator (SOI)) communément fabriqué de trois couches : une couche de support en silicium d'environ $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, une couche sacrificielle d'oxyde de silicium de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et une autre couche de silicium plus mince de $70\ \mu\text{m}$ dans laquelle le dispositif est fabriqué. La fibre optique SMF-28 a un diamètre de $125\ \mu\text{m}$ et un cœur de $8,2\ \mu\text{m}$ de diamètre. Cela indique que le haut du cœur de la fibre est à une distance

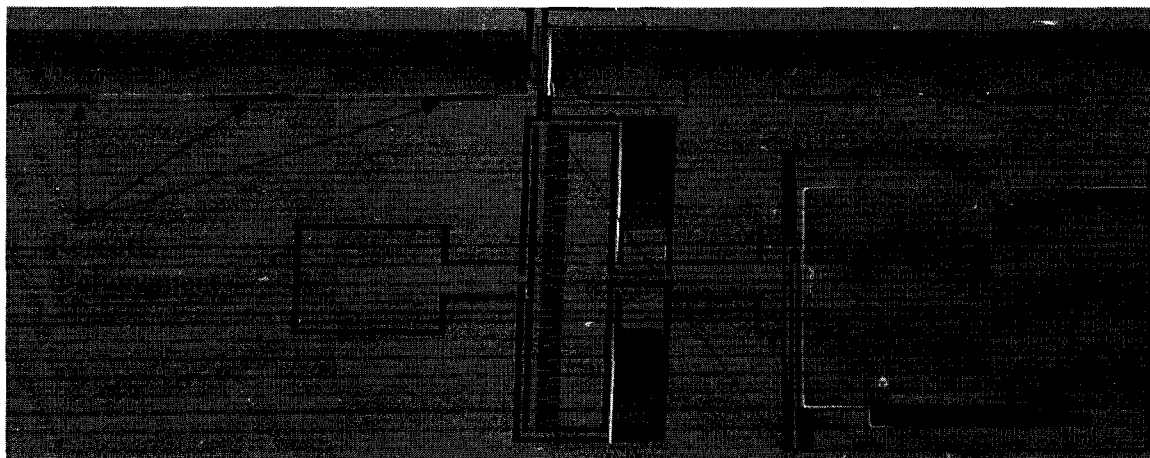


FIG. 2.6 Image MEB des tranchées pour fibres optiques de chaque côté du réseau. L'agrandissement montre le détail d'un ressort pour l'alignement des fibres.

de $5,4 \mu\text{m}$ du haut des murs du F-P (figure 2.4). Donc, toute la lumière est injectée dans le filtre. Un autre paramètre important est que les coeurs des fibres doivent être alignés pour récolter le plus de lumière possible. Pour s'en assurer, on inclut dans les tranchées à fibre des ressorts qui poussent les fibres du même côté de la tranchée. Ce genre d'alignement passif donne des performances équivalentes à l'alignement actif de fibres [32]. Les tranchées sont légèrement plus larges que le diamètre des fibres, soit $130 \mu\text{m}$. Une fois les fibres dans les tranchées, en les avançant vers le filtre, elles sont poussées par les ressorts sur le même côté de la tranchée assurant ainsi un alignement optimal de chaque côté du F-P. La figure 2.6 montre une image des ressorts d'alignement dans les tranchées.

Il y a deux contraintes à tenir compte pour la conception des miroirs de Bragg qui serviront à la fabrication d'un F-P. La première est que la largeur de bande en réflexion des miroirs doit être la plus large possible pour permettre la plus grande plage accordable possible du F-P (voir section 1.5). La deuxième contrainte est que les dimensions des couches à fabriquer doivent être réalisables avec les techniques usuelles de microfabri-

cation. En effet, pour obtenir une large bande de réflexion, les couches doivent être du plus petit ordre possible, soit de l'ordre de $\lambda/(4n_{si})$. Elles sont difficiles à réaliser à cause des limites de la photolithographie. La résolution minimale de la lithographie standard est d'environ $1\ \mu\text{m}$, soit environ neuf fois plus grand que le premier ordre d'un mur en silicium à 1550 nm. De plus, nous voulons être capable d'accorder le filtre et le laser dans la bande C des télécommunications qui s'étend de 1525 nm à 1565 nm. Cela correspond à une largeur de bande de 40 nm. Il existe plusieurs combinaisons possibles d'épaisseur pour l'air et le silicium pour obtenir cette largeur de bande. Les ordres maximaux qui correspondent à cette largeur de bande sont d'environ 51 pour le silicium et 11 pour l'air. Nous nous limitons aussi au minimum à l'ordre 21 pour le silicium et 5 pour l'air pour les plus petites couches fabriquées. Ces ordres correspondent à des épaisseurs d'environ $2,4\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$ pour le silicium et l'air respectivement. Nous limitons les plus petits éléments optiques fabriqués à une dimension de $2\ \mu\text{m}$ pour faciliter la fabrication. Une résine épaisse est utilisée pour la lithographie ce qui limite encore plus la résolution de celle-ci. On inclut aussi sur le masque photolithographique des réseaux de Bragg avec un différent nombre de murs pour observer expérimentalement l'influence de ce paramètre ainsi que des réseaux avec différents ordres. Pour les F-P, on teste des réseaux fixes de différents ordres et avec différents nombres de murs pour les miroirs. De plus, on inclut des réseaux accordables avec des miroirs de trois murs de silicium et à différents ordres (voir annexe III).

CHAPITRE 3

FABRICATION

Dans le présent chapitre, nous allons décrire les étapes de fabrication des dispositifs. Ensuite, nous verrons les résultats de la fabrication et différentes caractérisations du dispositif comme la qualité de surface et la verticalité des murs créés.

3.1 Méthodologie de fabrication

Tout le dispositif est fabriqué en silicium monocristallin d'orientation (100) et dopé n. De plus, nous utilisons une plaque de SOI qui consiste en :

- une couche de silicium d'une épaisseur d'environ $300\ \mu\text{m}$ qui sert de support,
- une couche d'oxyde de silicium d'une épaisseur de $2\ \mu\text{m}$ qui sert de couche sacrificielle,
- une couche de silicium d'une épaisseur de $70\ \mu\text{m}$ dans laquelle est fabriqué le dispositif.

Une série de procédés de microfabrication est appliquée sur des échantillons SOI pour obtenir le dispositif. En se référant à la figure 3.1, ces étapes sont :

- préparation de la gaufre SOI (figure 3.1 a),
- photolithographie (figure 3.1 b),
- gravure sèche (figure 3.1 c),
- enlèvement de la résine et de la couche de passivation,
- libération (figure 3.1 d),
- séchage supercritique.

Nous allons maintenant décrire en détails chacune de ces étapes.

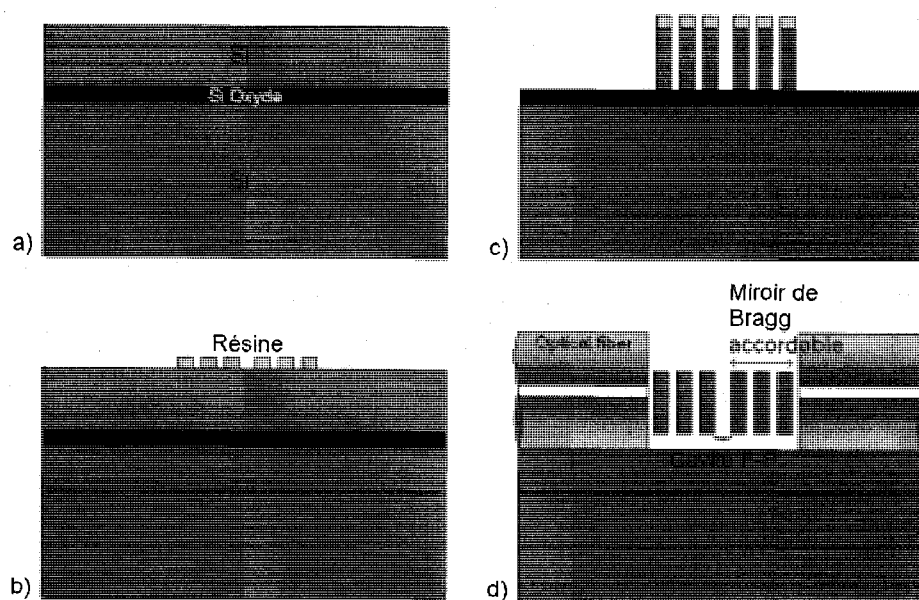


FIG. 3.1 Étapes de fabrication du dispositif. a) Préparation de la plaque de SOI, b) photolithographie, c) gravure sèche verticale et d) libération de la couche d'oxyde et séchage supercritique.

3.1.1 Préparation de la gaufre SOI

Il s'agit de préparer la plaque pour la photolithographie. Les plaques SOI sont livrées dans un environnement propre et avec très peu de poussières. Il n'est pas nécessaire de les laver puisque considérant nos installations, nous les détériorerons au lieu de les améliorer. Nous procédons d'abord à une déshydratation sur une plaque chauffante à 150°C pendant 30 minutes. Ensuite, avec une pointe diamant, la plaque est coupée en deux, puis en plusieurs petits morceaux d'environ 2 cm par 2 cm.

3.1.2 Photolithographie

La photolithographie est une étape cruciale puisqu'elle est responsable du transfert des motifs du masque de chrome vers la plaque de silicium. Le procédé est le suivant :

- appliquer un promoteur d'adhésion AP150 sur l'échantillon de SOI,
- étendre par tournage le promoteur d'adhésion sur l'échantillon avec la tournette à 3500 RPM pendant 30 secondes,
- appliquer la résine Shipley SPR220 3.0 sur les trois quarts de l'échantillon,
- étendre par tournage la résine sur l'échantillon avec la tournette à 1500 RPM pendant 40 secondes,
- recuire la résine sur une plaque chauffante avec une rampe de température de 30°C à 115°C. Une fois 115°C atteint, attendre 90 secondes de plus,
- exposer pendant 6 secondes l'échantillon par la lumière UV au travers du masque de chrome qui contient les motifs des dispositifs,
- pause de 15 minutes pour laisser l'humidité migrer dans la résine pour compléter la polymérisation,
- recuire après exposition sur une plaque chauffante avec une rampe de température de 90°C à 110°C. Une fois 110°C atteint, attendre 90 secondes de plus,
- développer la résine exposée dans le développeur Shipley MF-319 par agitation pen-

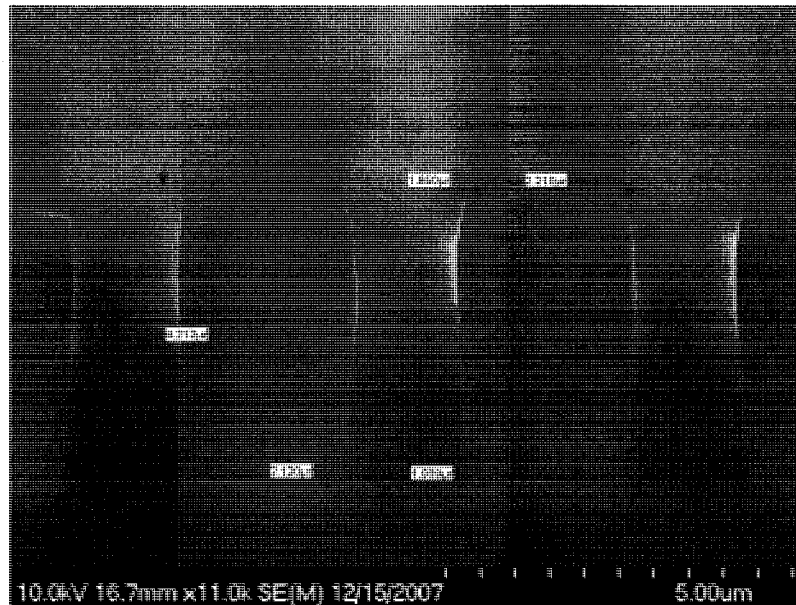


FIG. 3.2 Image prise au microscope électronique à balayage (MEB) d'une coupe de lignes de résine de $2\text{ }\mu\text{m}$ de large et espacées de $2\text{ }\mu\text{m}$ sur un substrat de silicium.

dant environ 2 minutes 10 secondes.

L'étape critique est le contact entre la résine et le masque lors de l'exposition de la résine. Comme ce procédé donne une résine épaisse de $4,2\text{ }\mu\text{m}$, si le contact est mauvais, il y a de la diffraction et une mauvaise résolution des motifs à fabriquer. La figure 3.2 montre le résultat de la lithographie de lignes de $2\text{ }\mu\text{m}$ espacée de $2\text{ }\mu\text{m}$.

3.1.3 Gravure sèche

Pour cette étape, on utilise un appareil qui se nomme <<deep reactive ion etching>> (DRIE). Le DRIE utilise une méthode de gravure sèche par plasma. Le but d'utiliser cette méthode de gravure est d'obtenir des murs verticaux dans le silicium pour former l'alternance de couches de silicium et d'air voulu pour la partie optique. Le procédé de gravure utilisé est nommé Bosch et consiste à deux étapes. La première est le dépôt

isotrope par plasma d'une couche mince d'un polymère protecteur à base de C_4F_8 (la passivation). Le polymère recouvre donc le masque de résine et les parties de silicium exposées lors de la photolithographie. La deuxième étape est la formation d'un plasma à base de SF_6 qui est décomposé en ions SF_5^+ et en radicaux de fluor. Les ions sont accélérés verticalement par rapport au substrat à l'aide d'un potentiel. Ils ne bombardent que les surfaces horizontales du substrat laissant les parois verticales protégées par le polymère. Les ions gravent physiquement la couche de polymère ce qui expose le silicium à graver. Ensuite, ce silicium exposé est gravé isotropiquement et chimiquement par les radicaux de fluor. Ces derniers réagissent avec les liens pendants du silicium à sa surface pour former du SF_2 et du SiF_4 . Le secret des tranchées verticales réside donc dans le fait que la couche de passivation n'est enlevée par les ions que dans le fond des tranchées. Ceci permet la gravure du fond de tranchée par les radicaux tout en laissant les parois des tranchées protégées par le polymère. Le cycle est répété plusieurs fois jusqu'à ce que la profondeur désirée soit atteinte. L'appareil utilisé pour la gravure sèche est un Oxford Instruments Plasmalab System 100 DRIE ICP. Le tableau 3.1 montre les paramètres de gravure. La gravure se passe à $20^\circ C$ et à une pression de 15 mTorr. On utilise une graisse

TAB. 3.1 Paramètres de gravure sèche au DRIE.

Étape	Puissance ICP (W)	Puissance RF (W)	C_4F_8 (sccm)	SF_6 (sccm)	O_2 (sccm)	Temps (s)
Déposition	450	10	65	1	0	4
Pause	0	0	0	0	0	2
Gravure	450	25	1	65	5	4

thermique pour assurer un bon contact thermique entre l'échantillon SOI à graver et la plaque de silicium qui sert de support. En effet, la machine n'accepte que des plaques de 4 pouces, on doit donc utiliser une plaque de silicium de 4 pouces couverte d'une résine épaisse sur laquelle nos échantillons sont collés. Il faut répéter le cycle gravure/dépôt 700 fois pour atteindre l'oxyde du SOI. La figure 3.3 montre des lignes test de $2\ \mu m$

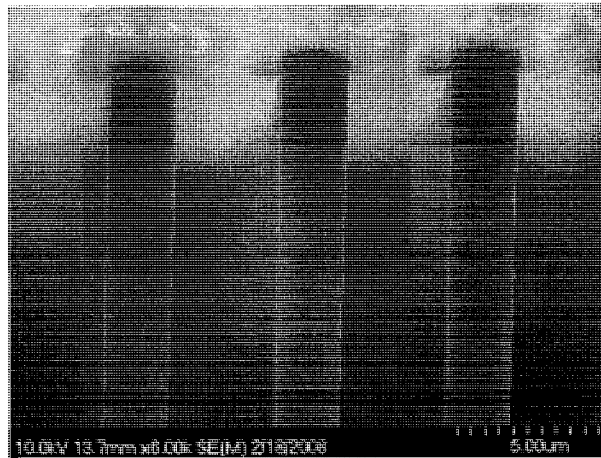


FIG. 3.3 Image MEB d'une coupe de lignes de silicium gravées par DRIE de $2\ \mu\text{m}$ de large et espacées de $2\ \mu\text{m}$. On peut aussi voir la résine restante sur le dessus des lignes.

gravées par DRIE utilisant ce procédé.

3.1.4 Enlèvement de la résine et de la couche de passivation

Le nettoyage du masque de gravure est important pour faire un bon contact électrique et pour éviter que des particules du masque se détachent et viennent salir le réseau optique ou encore obstruer le peigne interdigité. La couche de passivation doit quant à elle être enlevée pour ne pas affecter le comportement optique du réseau. Pour ce faire, on utilise un plasma d'oxygène produit par la DRIE. On utilise une puissance ICP de 2000 W, une puissance RF de 25 W, 100 sccm d'oxygène, une température de 40°C , une pression de 20 mTorr et pendant 20 minutes. La figure 3.4 montre le résultat avant et après le nettoyage. On peut voir qualitativement que la qualité de surface est meilleure après le nettoyage et que le masque de gravure a été enlevé.

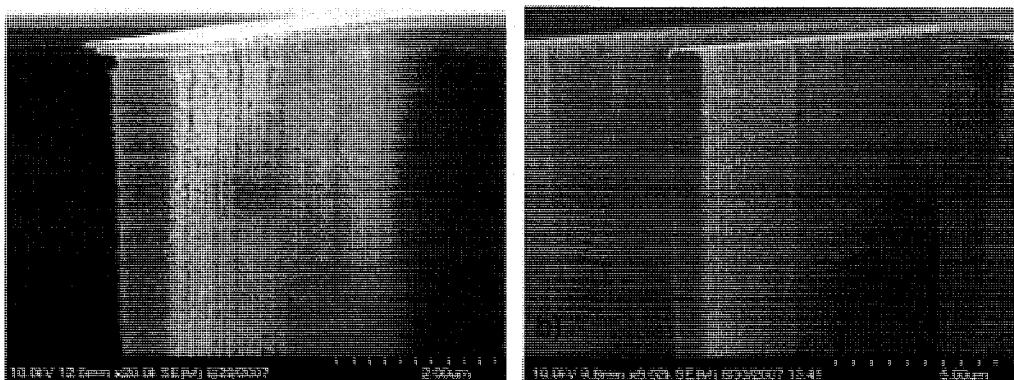


FIG. 3.4 Image MEB d'un mur de silicium après gravure au DRIE en a) et après nettoyage au plasma d'oxygène en b).

3.1.5 Libération et séchage

La libération consiste à graver la couche sacrificielle d'oxyde de silicium pour que la partie mobile du peigne interdigité devienne libre de bouger. On s'assure que la partie fixe reste fixe seulement par le fait qu'elle a une surface plus grande que la partie mobile. En effet, le peigne fixe et les ancrages sont assez grands pour que la couche sacrificielle ne soit que partiellement enlevée sous eux. On enlève cette couche d'oxyde par gravure humide à l'acide fluorhydrique (HF) concentrée à 49%. On trempe complètement l'échantillon pendant 3 minutes. Puis on rince à fond avec de l'eau déionisée. On doit s'assurer qu'à partir du moment où l'échantillon est libéré dans le HF, qu'il reste mouillé jusqu'à la fin du séchage supercritique. En effet, on doit éviter que la partie suspendue s'effondre sur le substrat par collage si le liquide contenu entre le substrat et la partie suspendue sèche. Il y aurait alors une force attractive causée par la tension de surface du liquide contenue sous la partie suspendue qui ferait écraser sur le substrat cette partie suspendue la rendant par le fait même inutilisable. Pour cette raison, on utilise le séchage supercritique par CO_2 liquide. Cette technique utilise la possibilité de passer de l'état liquide à l'état de vapeur sans passer par la transition de phase. En faisant varier la

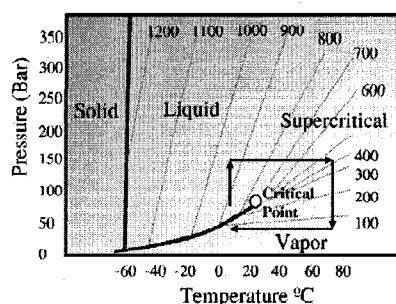


FIG. 3.5 Diagramme de phase du CO₂. Les flèches indiquent la température et la pression à suivre pour contourner le point supercritique.

pression et la température dans les bonnes conditions (figure 3.5 [33]), le liquide devient supercritique et ne possède plus aucune tension de surface. Les phases liquide et gazeuse sont complètement miscibles au dessus du point supercritique.

Pour ce faire, une fois l'échantillon rincé dans l'eau, on doit tremper pendant cinq minutes l'échantillon dans l'alcool isopropylique. Le but est de diluer l'eau dans l'alcool. On répète cette opération encore deux fois dans deux nouveaux bains d'alcool pour s'assurer d'éliminer toutes traces d'eau. Évidemment, entre chaque bain, on doit exposer l'échantillon à l'air le moins longtemps possible pour éviter l'assèchement. Ensuite, on place l'échantillon dans la chambre du séchoir à point critique de marque Tousimis. Le reste du procédé est automatique. L'alcool est graduellement remplacée par le CO₂ liquide. Pour ce faire la température est diminuée et la pression augmentée. Une fois la chambre remplie de CO₂, la température et la pression sont augmentées jusqu'à ce que le point critique soit dépassé. Le séchage a lieu et c'est le retour de la chambre aux conditions atmosphériques. Les échantillons sont alors prêts et libérés. La figure 3.6 montre le résultat final du dispositif fabriqué.

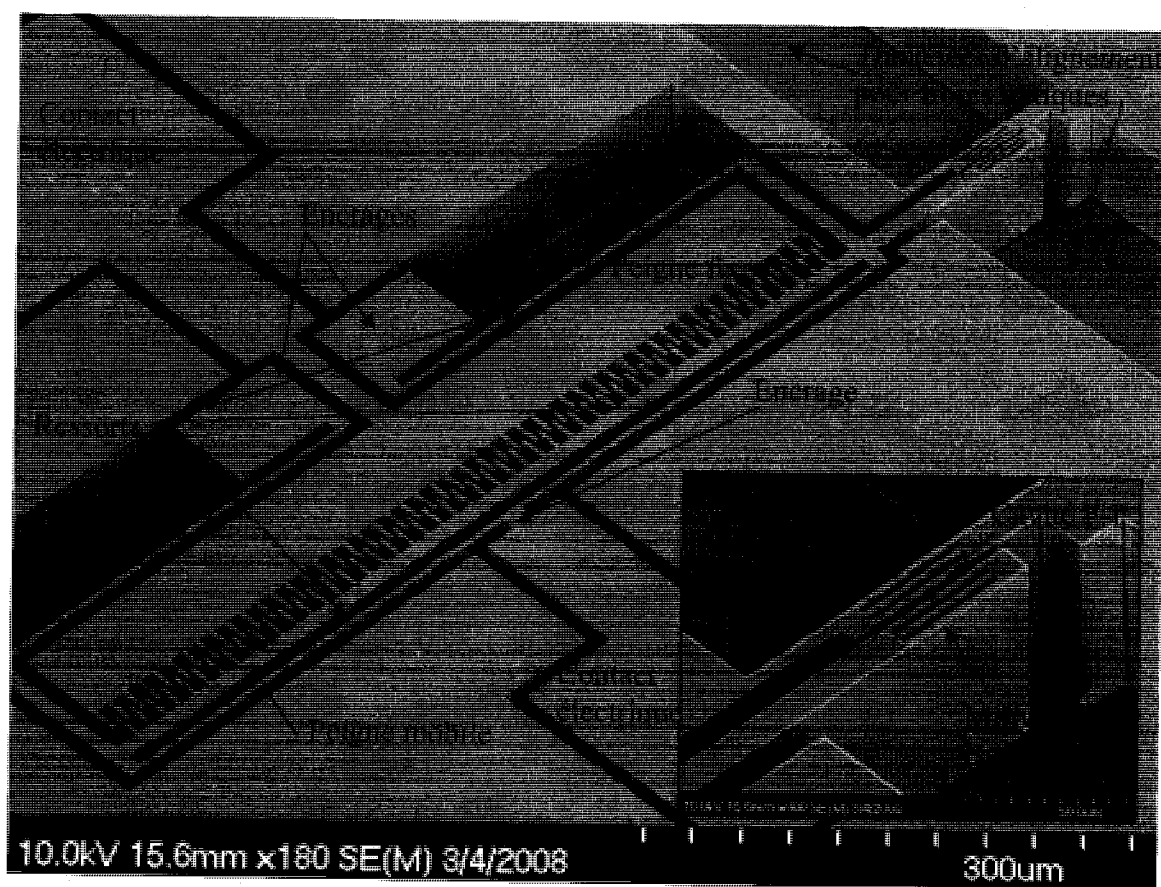


FIG. 3.6 Image MEB d'un Fabry-Pérot accordable fait d'un miroir de Bragg fixe et d'un miroir mobile actionné par un peigne interdigité. L'image agrandie montre les détails de la partie optique où l'on peut voir les miroirs de Bragg et la cavité Fabry-Pérot.

3.2 Résultats de fabrication

Comme tout procédé de fabrication, la microfabrication induit des erreurs par rapport au modèle souhaité. L'objectif est de toujours minimiser ces erreurs et de les caractériser. Les sources d'erreur rencontrées dans la fabrication qui font dévier du modèle théorique présenté au chapitre 1 sont les suivantes :

- précision des dimensions des murs,
- rugosité de surface et
- verticalité des couches gravées.

Dans le cadre de ce travail, on se contente d'expliquer ces sources d'erreur, leurs provenances et expliquer leurs effets qualitativement. Quelques solutions sont proposées pour les contrôler, mais des travaux subséquents devraient être réalisés pour les caractériser et les maîtriser en profondeur.

3.2.1 Précision des dimensions des murs

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les conditions de Bragg correspondent à des épaisseurs précises sur les couches minces d'air et de silicium. Toutes déviations de ces dimensions changent le spectre de la lumière transmise et réfléchie. En effet, une variation sur les dimensions fait diminuer la réflectivité des miroirs de Bragg et par conséquent la finesse et la transmission d'un F-P constitué des ces miroirs. La différence d'épaisseur d'une couche de silicium entre deux ordres (par exemple entre l'ordre 9 et 10 du silicium) est de seulement 112 nm. Ce qui veut dire que seulement 56 nm de silicium en plus ou en moins de chaque côté d'une couche de silicium quart d'onde suffit pour que l'ordre soit pair au lieu d'être impair. La tolérance est donc très faible sur les dimensions. La variation sur ces dimensions peut venir du masque de photolithographie, de la photolithographie et de la gravure sèche.

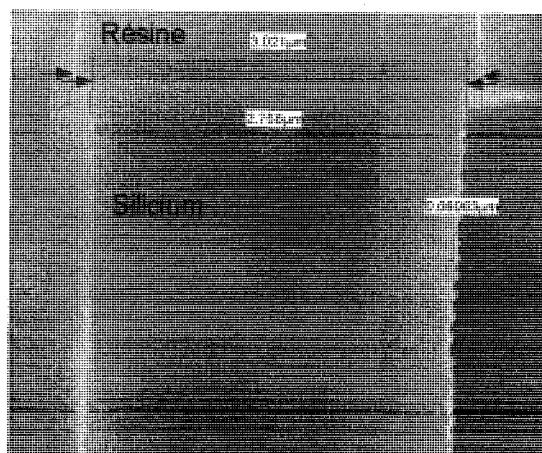


FIG. 3.7 Image MEB d'un mur de silicium et de son masque de résine qui a été gravé par DRIE ICP. On peut remarquer la différence d'épaisseur entre la résine et le silicium.

La figure 3.2 montre le résultat d'une photolithographie pour des lignes de tests de $2\ \mu\text{m}$. On voit que la dimension de la ligne est de $1,939\ \mu\text{m}$ à la base. Cependant, il est très difficile d'évaluer avec précision les dimensions puisque la prise de la mesure est manuelle avec un logiciel de traitement d'image. Il est difficile d'évaluer à plus ou moins $50\ \text{nm}$. Néanmoins, la précision de la lithographie est acceptable comparativement à l'épaisseur de la résine utilisée. De plus, cette source d'erreur est petite comparativement à celle induite par la gravure sèche. En effet, bien que la gravure DRIE grave verticalement, il existe une surgravure sous le masque de résine ce qui fait que l'épaisseur finale est plus petite que l'épaisseur prévue sur le masque de photolithographie et le masque de gravure de résine. La figure 3.7 montre cet effet sur un mur de silicium de $3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. On peut voir que le masque de résine fait bien $3,02\ \mu\text{m}$, mais que tout juste sous la résine, le silicium fait $2,76\ \mu\text{m}$ d'épaisseur accusant une surgravure de $260\ \text{nm}$ ce qui correspond à plus de deux ordres de Bragg. Cette surgravure est due au fait que les radicaux de fluor qui participent à la gravure du silicium sont neutres et n'ont pas de direction préférentielle ce qui fait en sorte qu'ils gravent aussi bien verticalement que latéralement. Donc, la paroi est quand même attaquée et gravée, toutefois à une vitesse

beaucoup plus lente que dans la direction verticale où il y a une contribution physique des ions dans la gravure. La surgravure dépend aussi de la profondeur de gravure désirée, par conséquent elle dépend du temps de gravure. Plus le mur vertical est exposé longtemps aux radicaux, plus il sera gravé. C'est donc un paramètre très difficile à contrôler qui change au gré des conditions du réacteur (propreté du réacteur, quantité de silicium exposée, forme des échantillons, etc.), de l'emplacement du réseau sur l'échantillon, de l'ouverture des tranchées (largeur des couches d'air) et évidemment du temps de gravure qui varie aussi selon ces mêmes paramètres.

Pour essayer de compenser l'effet de la surgravure, des réseaux où les murs de silicium ont de 300 à 400 nm de plus d'épaisseur sont inclus sur le masque.

3.2.2 Rugosité de surface

La rugosité de surface vient de la gravure anisotrope du silicium par les radicaux de fluor. Avec l'alternance d'étape de gravure et de passivation, il se crée alors des vagues de silicium comme on peut le voir à la figure 3.8. On peut aussi remarquer que ces vagues sont plus prononcées en haut qu'en bas de l'image. Ceci est dû au fait que les radicaux de fluor, étant neutres, ne sont pas directionnels et sont donc en majorités absorbés en haut de la tranchée. Les autres éléments qui participent à la gravure sont les ions SF_5^+ qui eux se déplacent verticalement parce qu'ils sont dirigés par le champ électrique. Ces ions vont participer à la gravure du silicium seulement dans la direction verticale et par le fait même vont faire en sorte que les vagues créées précédemment par les radicaux ne sont plus formées. Lorsque les fibres optiques sont alignées dans les tranchées prévues à cet effet, le cœur de la fibre optique de 8,2 μm de diamètre est environ positionné entre les mesures de profondeur de 4,05 et de 12,63 μm indiquées sur la figure 3.8. Ces mesures indiquent donc approximativement la position du cœur de la fibre par rapport au haut de la tranchée. On peut donc prendre avantage de ce phénomène pour injecter la

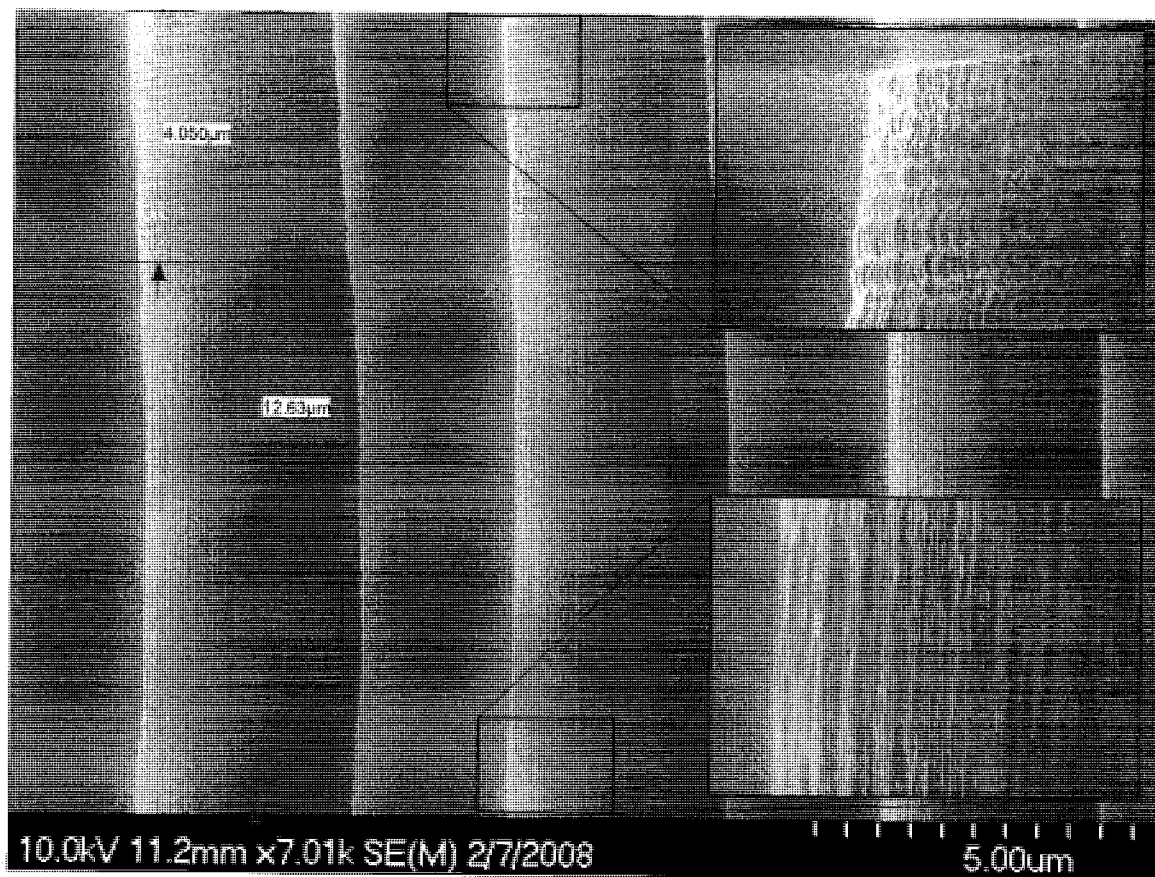


FIG. 3.8 Image MEB d'un mur de silicium gravé par DRIE. On peut y observer les vagues créées par l'alternance des étapes de dépôt et de gravure. L'agrandissement d'en haut montre les vagues dans le haut de la tranchée tandis que celui d'en bas montre les vagues en milieu de tranchée.

lumière dans un endroit où la rugosité de surface est réduite. La rugosité de surface a été analysée par microscope à force atomique (AFM). La figure 3.9 montre la topographie de surface d'un mur de silicium gravé par DRIE. La rugosité mesurée par AFM est de 26 nm RMS. Sur cette image, il est impossible d'observer la diminution des vagues avec la profondeur de gravure, car il s'agit d'une tranchée large qui présente des vagues sur toute sa surface. En effet, ce phénomène est perceptible seulement lorsque la tranchée est mince de quelques micromètres. C'est un phénomène dépendant du rapport de forme entre la largeur de la tranchée et la profondeur de celle-ci. Il est difficile de mesurer à l'intérieur d'une tranchée mince par AFM, donc l'observation a été faite sur une tranchée large. La rugosité entre deux murs de silicium à l'intérieur d'un réseau de Bragg doit être plus faible que la valeur énoncée précédemment.

Le principal effet de cette rugosité de surface est la diffusion de la lumière qui entre dans le réseau. Par conséquent, la rugosité contribue aux pertes optiques du réseau. De plus, comme la lumière effectue plusieurs réflexions sur les murs, les pertes s'additionnent à chaque passage. Les murs extérieurs, qui font face à la tranchée pour les fibres optiques sont les plus rugueux dû au fait qu'il sont exposés à tous les radicaux tout au long de la gravure. De plus, comme ils sont exposés, ils sont aussi plus gravés ce qui brise la périodicité du réseau. Pour remédier à cette situation, on peut tirer avantage du fait que la rugosité de surface diminue entre deux murs près l'un de l'autre. On peut placer un mur sacrificiel dans la tranchée pour les fibres optiques et qui est enlevé lors de la libération au HF. La figure 3.10 montre un réseau avec des murs sacrificiels. La figure 3.11 montre la comparaison entre un mur extérieur fabriqué sans et avec mur sacrificiel. On peut clairement voir que la rugosité est diminuée et devient presque invisible avec le mur sacrificiel. La figure 3.12 montre quand à elle un mur extérieur fabriqué avec un mur sacrificiel où l'on peut voir l'emplacement du mur sacrificiel par la rugosité moins apparente à cet endroit.

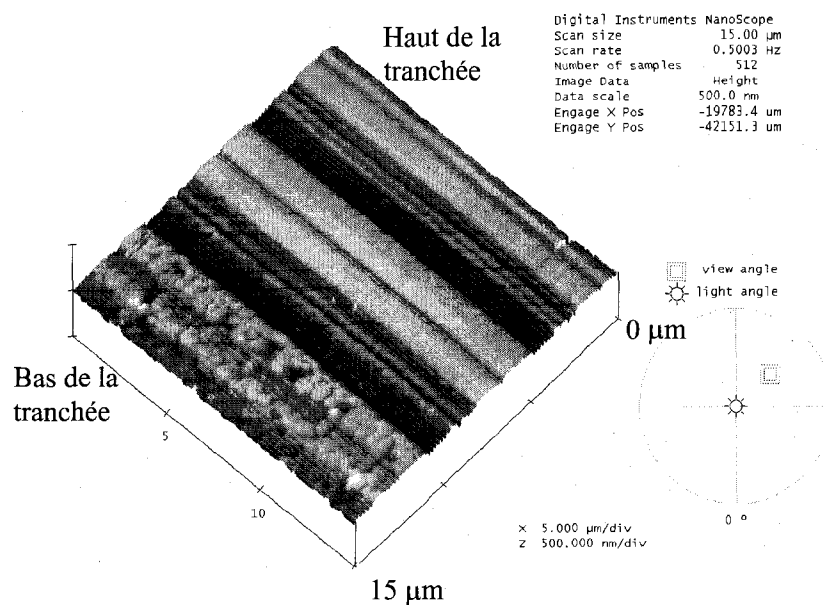


FIG. 3.9 Image prise à l'AFM de la topographie de surface d'un mur de silicium gravé par DRIE.

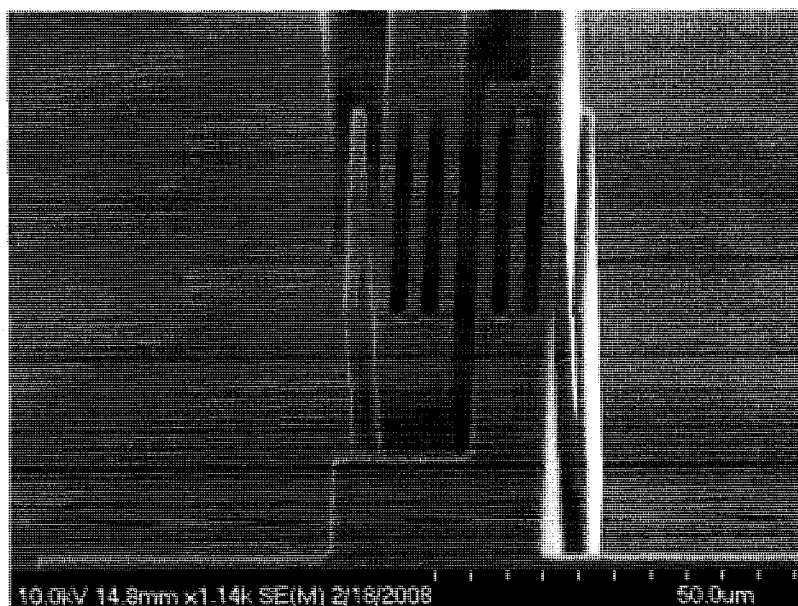


FIG. 3.10 Image MEB d'un F-P fabriqué en utilisant des murs sacrificiels pour diminuer la rugosité de surface.

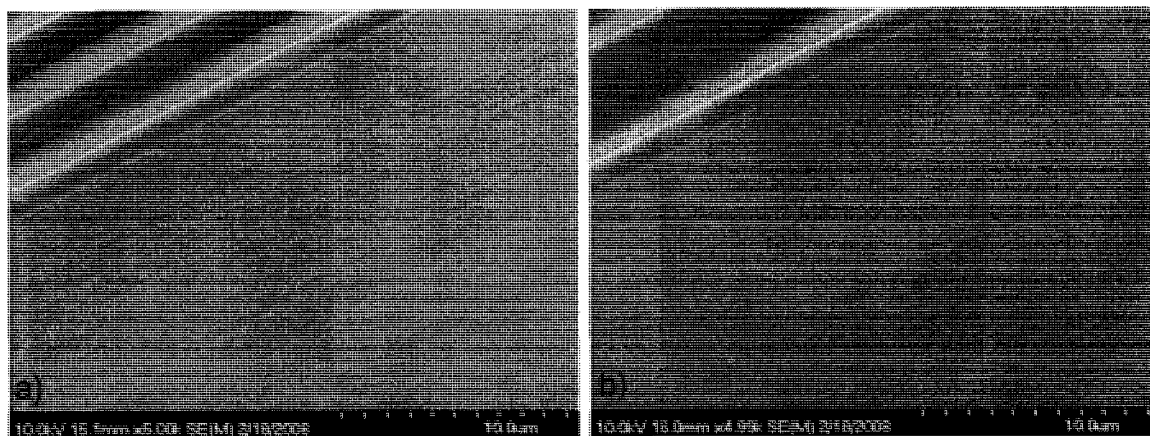


FIG. 3.11 Image MEB d'un mur extérieur d'un F-P faisant face à la tranchée pour fibre optique. En a) le F-P a été fabriqué sans mur sacrificiel et en b) avec mur sacrificiel.

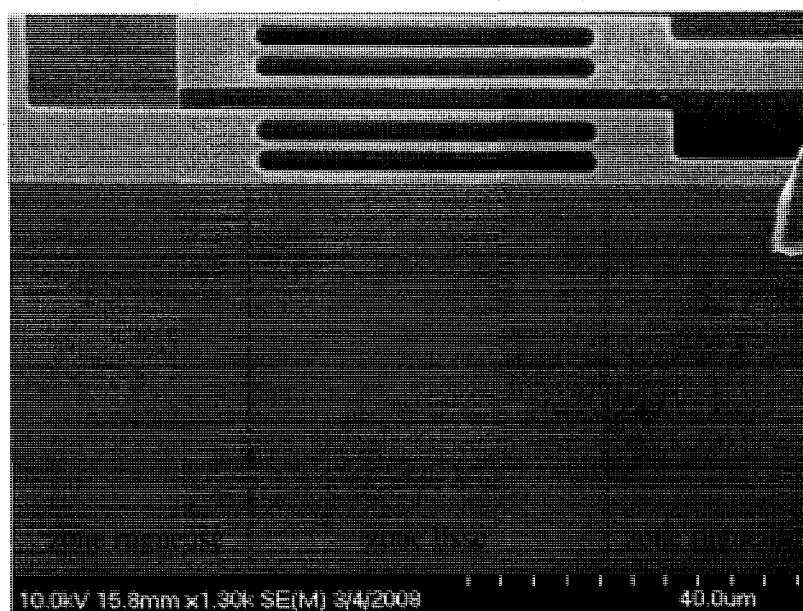


FIG. 3.12 Image MEB d'un mur extérieur d'un F-P faisant face à la tranchée pour fibre optique fabriqué avec un mur sacrificiel (qui est enlevé). On peut voir la rugosité diminuée dans la zone centrale, l'endroit où était situé le mur sacrificiel.

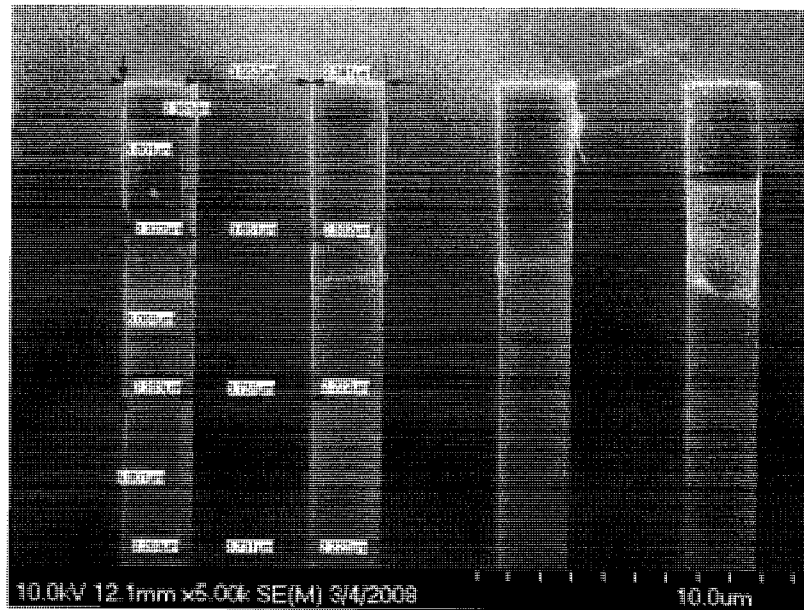


FIG. 3.13 Image MEB d'une coupe de murs de silicium gravés par DRIE pour mesurer la verticalité des murs.

3.2.3 Verticalité des couches

Dans le modèle théorique du chapitre 1, on ne considère pas l'angle entre les murs. Lors de la fabrication, le silicium n'est pas gravé parfaitement à 90° . C'est un des paramètres difficiles à contrôler et qui dépend fortement des performances de l'appareil de gravure utilisé. Dans notre cas, selon le fabricant, le rapport d'aspect maximum réalisable avec l'équipement est de 1 :30 avec une verticalité de $90^\circ \pm 0,5^\circ$. C'est approximativement le rapport d'aspect et la verticalité qui sont atteints expérimentalement. Nous opérons donc aux limites de l'appareil. La figure 3.13 montre une coupe des couches de silicium et d'air. En prenant les mesures des épaisseurs des murs entre 5 et $15 \mu\text{m}$ de profondeur (où la lumière est injectée), on peut approximer la verticalité. On trouve la verticalité de nos murs avec les données prises sur l'image comme étant $\tan^{-1}((2.322 - 2.203)/2/10.002) = 0.34^\circ$. La verticalité affecte la largeur à mi-hauteur des pics de transmission ainsi que la puissance qui peut être transmise. L'angle entre les

différents murs vont faire en sorte que la lumière sera plus diffusée que dans le cas où on aurait des murs parfaitement verticaux. Ceci diminue donc l'efficacité du couplage entre la fibre d'entrée et de sortie, ainsi que l'effet d'interférence, ce qui diminue les performances globales du filtre.

3.2.4 Actionnement

Pour actionner le filtre, on doit brancher les deux électrodes à une source de tension DC. L'actionneur se comporte sensiblement comme il avait été prévu par les simulations. La fréquence de résonance du peigne interdigité a été mesurée par interférométrie à lumière blanche. On branche cette fois-ci le peigne à une source de tension alternative d'amplitude de 30 V. Ensuite, on varie la fréquence de la tension. La figure 3.14 montre l'amplitude du mouvement du peigne en fonction de la fréquence. On voit clairement un pic d'amplitude du mouvement du peigne à 14,4 kHz. Il s'agit du premier mode de résonance et ce mode est dans la direction prévue par les simulations (section 2.1).

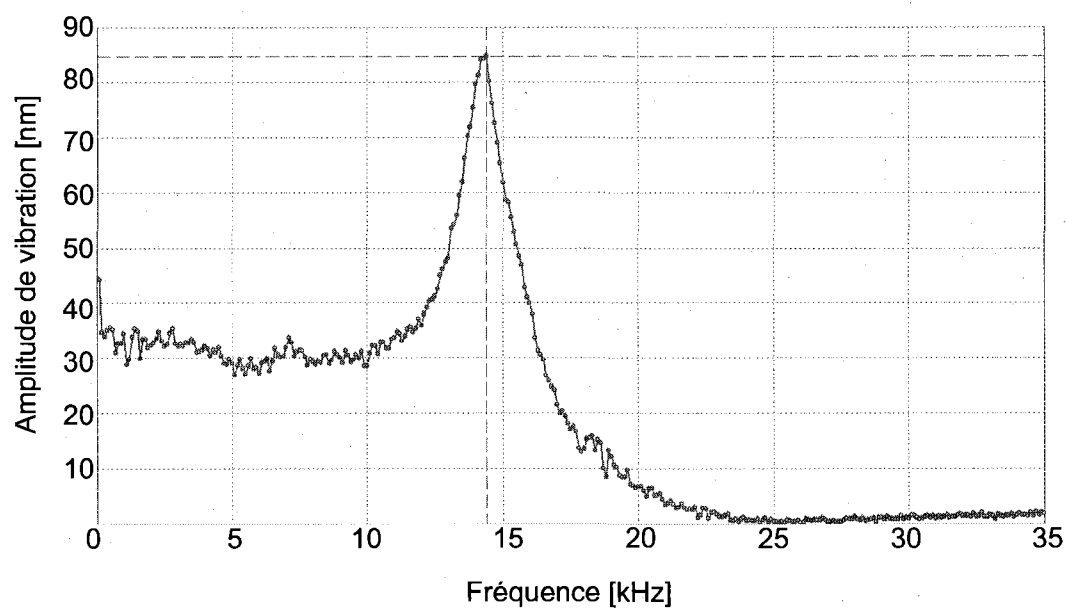


FIG. 3.14 Amplitude du mouvement du peigne en fonction de la fréquence de la tension appliquée aux bornes du peigne.

CHAPITRE 4

CARACTÉRISATION OPTIQUE

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur la caractérisation optique des réseaux qui sont fabriqués par microfabrication tel que décrit dans le chapitre précédent. Ce chapitre est divisé en deux sections. La première traite de la caractérisation des réseaux de Bragg et la deuxième de la caractérisation des F-P. Nous décrivons le montage expérimental pour faire les mesures optiques et nous ferons le lien entre les résultats expérimentaux et les effets théoriques décrits au chapitre 1.

4.1 Caractérisation optique des réseaux de Bragg

4.1.1 Montage expérimental

Les réseaux de Bragg sont caractérisés en réflexion. Le montage de caractérisation consiste en une source laser large bande Newport BBS-430, d'un coupleur 50:50 et d'un analyseur de spectre optique (OSA) Agilent 86142A (figure 4.1). De plus, on utilise un aligneur de fibre à 5 axes Newport pour aligner la fibre optique dans la tranchée vis-à-vis le réseau de Bragg. Pour obtenir uniquement le spectre du réseau de Bragg, on doit d'abord caractériser le montage. Pour ce faire, la source est mesurée par l'OSA via une fibre optique et le spectre de la source est sauvegardé. Ensuite, la source est injectée dans la branche du coupleur qui sert à envoyer la lumière dans le réseau de Bragg et on connecte la sortie à l'OSA pour sauvegarder ce spectre. On fait de même avec l'autre branche du coupleur qui sert au retour de la lumière du réseau de Bragg vers l'OSA. En supprimant le spectre de la source des spectres du coupleur, on obtient uniquement

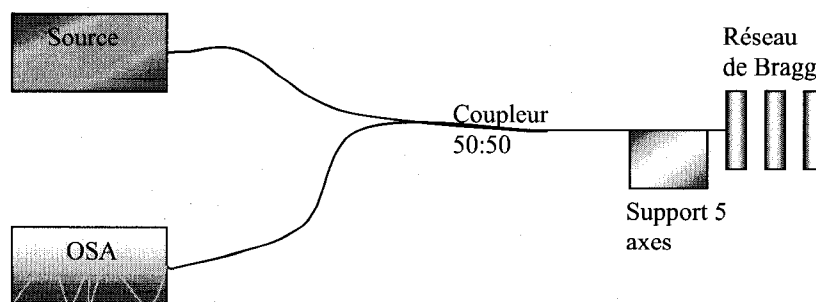


FIG. 4.1 Schéma du montage pour la caractérisation des réseaux de Bragg en réflexion.

les réponses optiques du coupleur. Finalement, on peut connecter le montage de mesure de la figure 4.1. On doit ensuite retrancher du signal obtenu, la source et les réponses optiques des deux branches du coupleur utilisées. On peut retrouver en annexe IV le spectre de la source qui a servi à faire les mesures qui sont présentées dans les sections suivantes.

4.1.2 Influence de l'ordre du silicium

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'ordre influence la largeur de bande des pics de réflexion des réseaux de Bragg. La figure 4.2 montre trois spectres superposés de trois réseaux de Bragg composés de trois couches de silicium et deux couches d'air, mais d'ordre différent. Pour identifier les réseaux de Bragg, on utilise la nomenclature suivante : $[M_{Si} M_{air} Nb_{mursSi}]$, où M_{Si} est l'ordre des couches de silicium, M_{air} est l'ordre des couches d'air et Nb_{mursSi} est le nombre de couches de silicium. Le nombre de couches de silicium est toujours supérieur d'une couche de celui du nombre de couches d'air puisque les réseaux commencent et finissent par une couche de silicium (figure 1.3). Les réseaux de la figure 4.2 sont d'ordre $[21\ 5\ 3]$, $[41\ 11\ 3]$ et $[101\ 11\ 3]$. On peut voir directement que la largeur de bande de réflexion diminue plus l'ordre augmente. On peut aussi extraire de ce graphique la largeur à mi-hauteur des pics de réflexion. Il

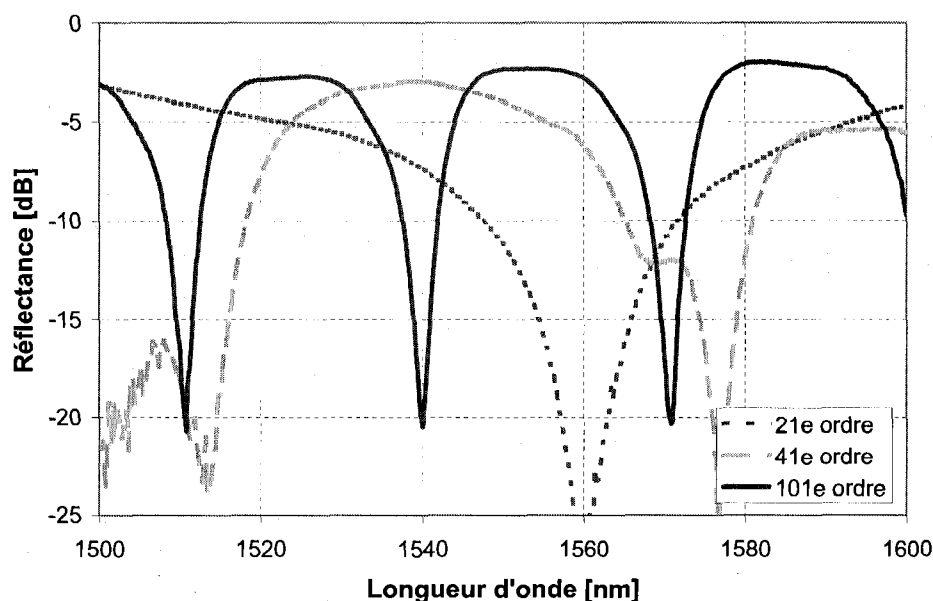


FIG. 4.2 Spectres expérimentaux en réflexion de trois réseaux de Bragg d'ordre différent.

est impossible de la trouver pour l'ordre 21 étant donné que le pic de réflexion est large et décalé. Mais pour l'ordre 41 et 101, on trouve une largeur de bande d'environ 40 et 20 nm respectivement ce qui correspond aux simulations numériques de la figure 1.4. L'écart sur la longueur d'onde centrale de réflexion est attribuable à la surgravure.

4.1.3 Influence du nombre de couches de silicium et d'air

Dans cette section, on compare l'effet du nombre de couches de silicium et d'air sur la réflectivité. La figure 4.3 montre la comparaison pour les spectres de réflexion de 4 différents réseaux de Bragg ayant de 2 à 5 couches de silicium d'ordre 21 et des couches d'air d'ordre 5. On remarque que plus le nombre de murs augmente plus la réflectivité augmente. La différence est de 2,5 dB de plus de réflexion entre un réseau à 5 murs et un réseau à 2 murs. Cependant, selon la simulation on ne devrait avoir que 0,28 dB de différence entre un réseau à 5 et 2 murs de silicium. C'est presque la moitié moins que

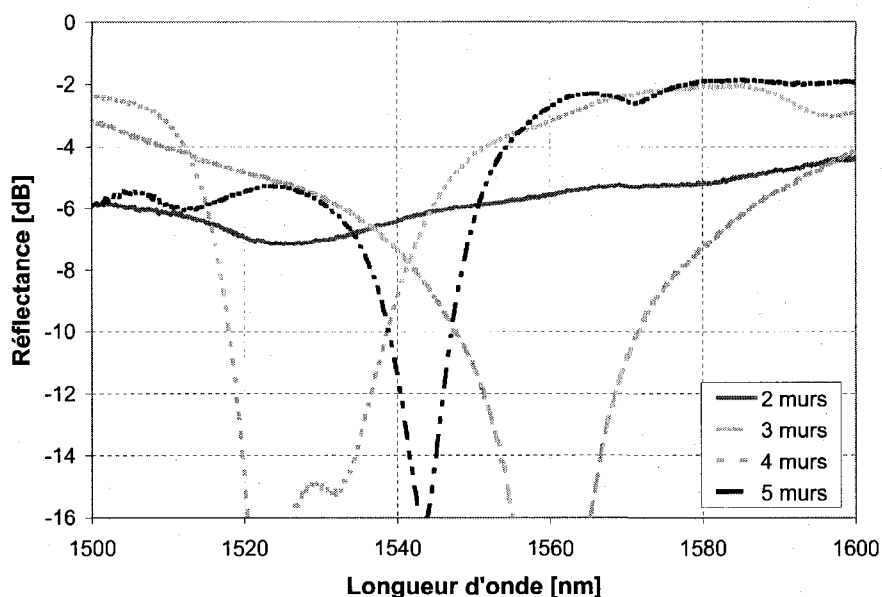


FIG. 4.3 Spectres expérimentaux en réflexion de réseaux de Bragg comportant de 2 à 5 murs de silicium.

la valeur obtenue expérimentalement. De plus, la meilleure réflectivité obtenue avec ces réseaux est de -1,9 dB (65 %) ce qui est loin de la valeur annoncée par les simulations. Cette différence peut être expliquée par toutes les sources d'erreur accumulées qui sont décrites au chapitre 3.

4.2 Caractérisation optique des Fabry-Pérot

4.2.1 Montage expérimental

Les F-P sont caractérisés en transmission. Le montage consiste en une source laser large bande Newport BBS-430, un OSA Agilent 86142A, un support à échantillon, deux supports à fibre avec 5 degrés de liberté de Newport. Pour faire l'analyse des F-P accordables, on utilise des micropointes électriques qui possèdent trois degrés de liberté pour

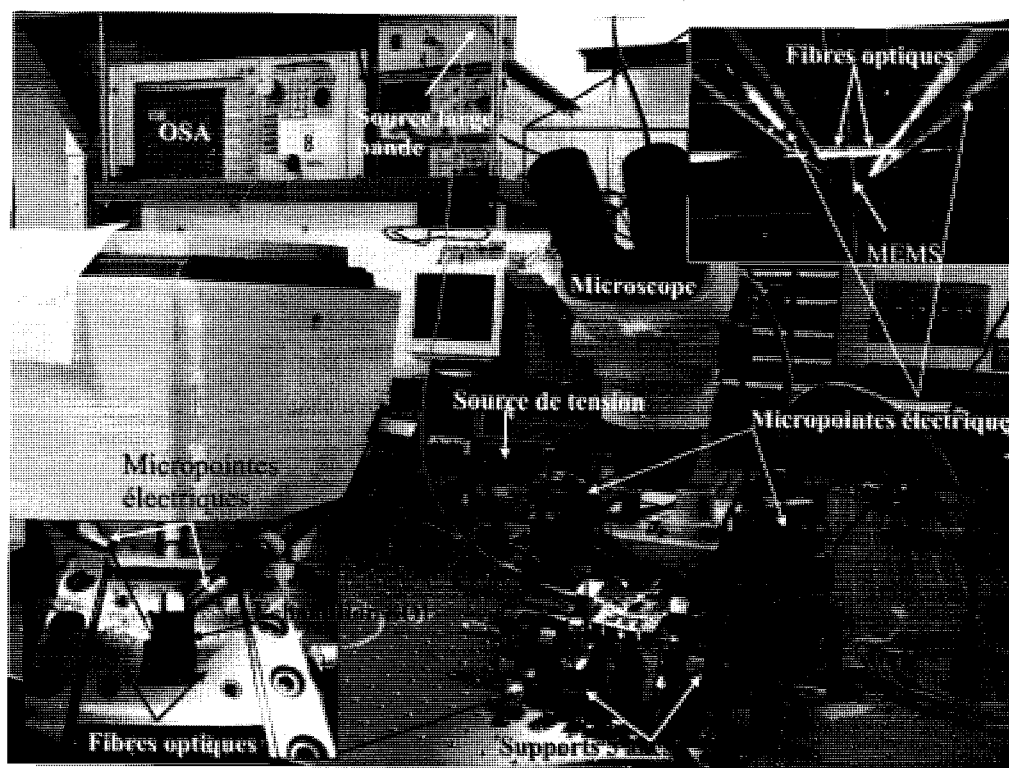


FIG. 4.4 Montage expérimental pour la caractérisation des F-P. L'encadré en bas à gauche montre un agrandissement du support à échantillon avec les fibres optiques et les micropointes électriques. L'encadré en haut à droite montre ce que l'on peut voir par le microscope pour l'alignement, soient le MEMS, les fibres et les micropointes électriques.

faire le contact électrique avec le peigne interdigité. On utilise une source de tension continue qui peut fournir une tension maximale de 110 V. La figure 4.4 montre le montage dans le laboratoire. On utilise un microscope pour faire l'alignement des fibres optiques dans les tranchées. Tout le montage repose sur une table optique. La source large bande est injectée par une fibre optique SMF-28 dans le F-P. La lumière est récoltée de l'autre côté avec une autre fibre optique qui est connecté dans l'OSA. On soustrait du signal mesuré la source pour ne garder que le spectre normalisé du F-P.

4.2.2 Influence de l'ordre des couches d'air et de silicium des miroirs de Bragg

Pour identifier les F-P, on utilise la nomenclature suivante : $[M_{Si} M_{air} N_{F-P} Nb_{mursSi}]$, où N_{F-P} est l'ordre de la cavité F-P. Les autres symboles sont les mêmes que ceux utilisés pour identifier les réseaux de Bragg puisqu'ils identifient aussi dans ce cas la configuration de chaque miroir de Bragg composant le F-P. L'ordre des couches des miroirs influence la largeur de bande de réflexion des miroirs de Bragg. Cet effet est notable sur la figure 4.5. On peut y voir la comparaison de spectres en transmission de F-P qui ont des miroirs de différents ordres. On remarque que plus l'ordre est grand, plus la bande d'arrêt est petite. On trouve avec un réseau [21 5 3 3] une bande d'arrêt de 114 nm, avec un réseau de [23 7 3 3], 96 nm et un réseau [41 11 8 3] une bande d'arrêt de 49 nm. Le comportement correspond à celui prévu par les simulations de la figure 4.6. Avec les simulations et pour un réseau d'ordre [21 5 3 3], on trouve une largeur de bande d'arrêt de 101 nm, pour un réseau [23 7 3 3] une largeur de 89,6 nm et pour le [41 11 8 3] une largeur de bande de 50,8 nm. Les données expérimentales correspondent bien avec les valeurs données par les simulations. La différence de largeur de bande entre la théorie et l'expérience est de 13 nm pour le [21 5 3 3], 7 nm pour le [23 7 3 3] et moins de 2 nm pour le [41 11 8 3]. On voit clairement que l'ordre des couches des miroirs de Bragg influence la largeur de la bande d'arrêt. C'est un paramètre important pour choisir le bon filtre dans le but de l'utiliser pour un laser accordable. Par exemple, en ayant une large bande d'arrêt, il est possible de bouger le pic de transmission du F-P dans toute cette fenêtre ce qui permet d'accorder le filtre au maximum.

La dernière caractéristique que l'on peut remarquer est le fait que le pic de transmission est plus fin avec l'augmentation de l'ordre des couches d'air et de silicium. Plus l'ordre est grand, plus la finesse est grande telle que décrit à la section 1.4. Avec les mesures de la figure 4.5, on obtient finalement une largeur à mi-hauteur de 4,81 nm pour le [21 5 3 3], 3,38 nm pour le [23 7 3 3] et 3,12 nm pour le [41 11 8 3]. On ne doit pas aussi oublier

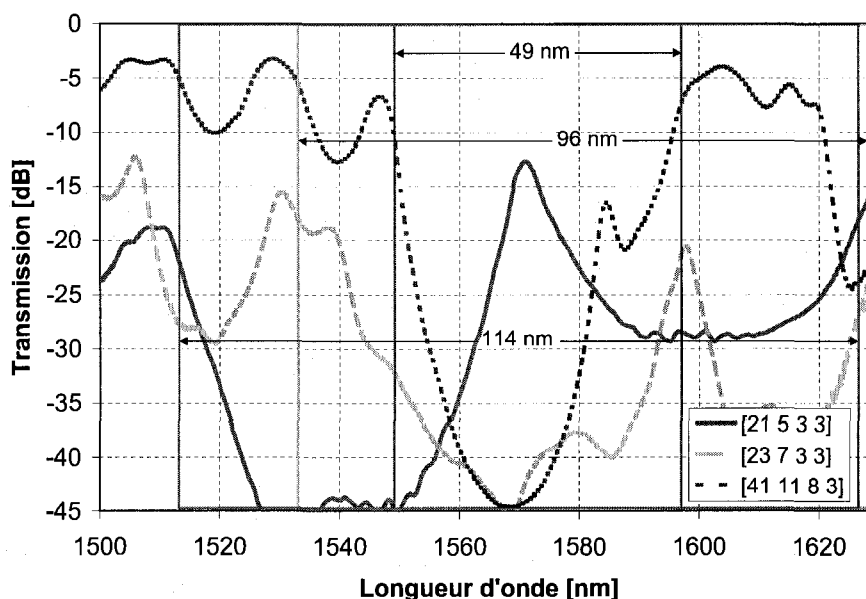


FIG. 4.5 Spectres expérimentaux en transmission de F-P d'ordres différents. Plus l'ordre des couches d'air et de silicium augmente, plus la largeur de la bande d'arrêt diminue.

la contribution de l'ordre de la cavité F-P aussi expliqué au paragraphe 1.4.

4.2.3 Influence du nombre de couches

Comme on l'a dit au paragraphe 1.3, le nombre de couches influence la réflectivité d'un réseau de Bragg. Plus il y a de couches, plus la réflectivité est élevée. Pour un Fabry-Pérot, cela signifie que la finesse du filtre augmente avec le nombre de couches. Mais aussi, plus la lumière voit beaucoup de couches, plus elle est diffusée par la rugosité des murs et par l'angle des murs. De plus, un réseau qui comporte plus de couches est plus long qu'un réseau à 1 mur, ce qui oblige un espacement plus grand entre la fibre d'entrée et de sortie. Comme la lumière est divergente à la sortie de la fibre, plus le réseau est long, moins il y a de lumière qui peut être couplée dans la fibre de sortie. Ces paramètres modifient l'allure attendue du spectre de transmission par rapport aux

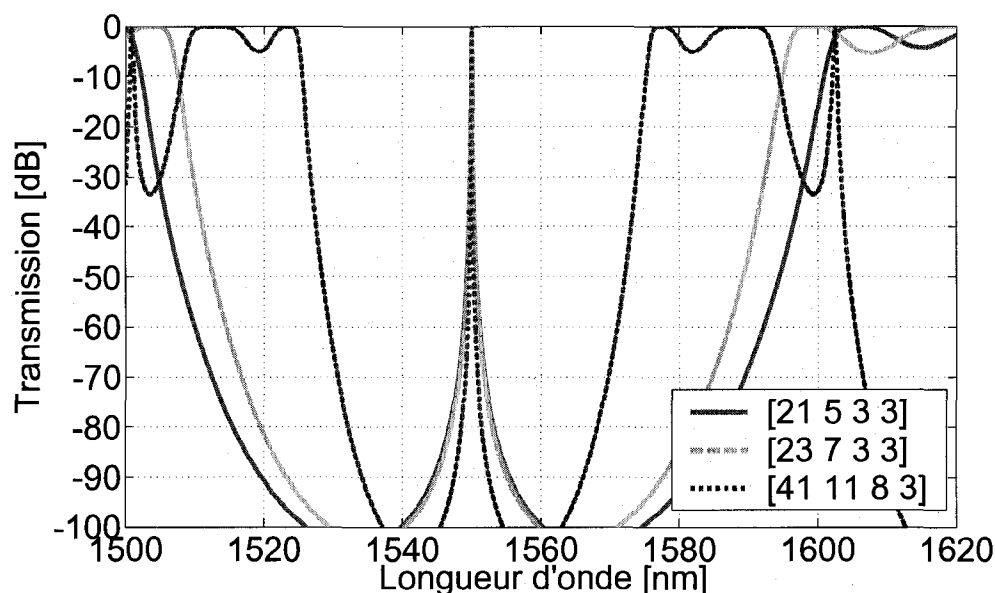


FIG. 4.6 Spectres simulés en transmission de F-P d'ordres différents.

simulations. Néanmoins, il est possible de voir quelques caractéristiques importantes qui sont influencées par le nombre de couches. Par exemple, sur la figure 4.7 on peut facilement voir que la finesse du pic de transmission F-P augmente avec le nombre de murs de silicium. Avec un seul mur de silicium par miroir de Bragg, on ne peut pas apercevoir de pic de transmission. Puis avec deux, trois et quatre murs de silicium, la largeur à mi-hauteur du pic passe de 7,02 nm à 5,71 nm et à 2,37 nm respectivement. Cependant, on peut aussi voir que la transmission du pic diminue avec le nombre de mur ce qui confirme qu'il y a plus de pertes dues à l'augmentation du nombre de murs. On remarque aussi un décalage sur la position des pics. Le réseau est conçu pour transmettre à 1550 nm alors que les pics sont ici autour de 1615 nm. C'est 65 nm de plus que la valeur prévue et c'est attribuable à la surgravure discutée au paragraphe 3.2.1.

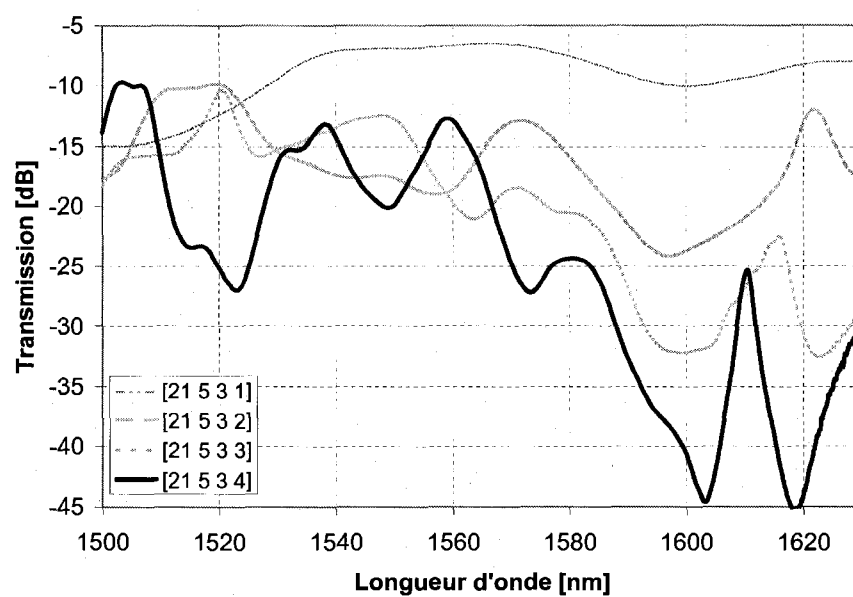


FIG. 4.7 Spectres en transmission de quatre filtres F-P d'ordre 21 pour le silicium, 5 pour l'air et 3 pour la cavité et dont les miroirs de Bragg possèdent de une à quatre couches de silicium.

4.2.4 Accordabilité

Pour caractériser les réseaux accordables, on doit utiliser une source de tension reliée au peigne interdigité afin de faire varier la longueur de la cavité. En appliquant la tension, la longueur de la cavité diminue faisant ainsi déplacer le pic de transmission vers de plus petites longueurs d'onde. Dans certains cas, en augmentant suffisamment la tension, on peut voir défilé le pic de transmission sur plusieurs ordres. La figure 4.8 montre un exemple d'un spectre superposé d'un F-P accordé. D'autres spectres sont présentés en annexe IV. La plus grande plage accordable réalisée est de plus de 90 nm pour une tension maximale de 40,7 V. Le pic de transmission F-P est initialement à 1621 nm. Lorsque l'on augmente la tension, le pic se déplace vers les plus petites longueurs d'onde. À une tension de 40,7 V, le pic se trouve à 1531 nm. Si l'on continue d'augmenter la tension, le pic continue à se déplacer vers les plus petites longueurs d'onde jusqu'à 1520 nm avec 48,5 V. Cependant, on voit aussi apparaître un autre pic à 1624 nm. Il s'agit d'un autre ordre de résonance de la cavité F-P. En mesurant la distance en nanomètres entre les deux pics, on peut connaître la largeur spectrale libre du filtre. Ici, on mesure 104 nm. Si l'on continuait d'augmenter la tension, ce pic se déplacerait encore vers les plus petites longueurs d'onde pour reproduire approximativement le même graphique que la figure 4.8. La transmission du filtre varie entre -9,46 dB et -24 dB et la largeur à mi-hauteur varie entre 4,4 nm et 7,6 nm. Ceci correspond à une finesse variant de $F = FSR/\delta\lambda = 104/4,4 = 23,6$ à $F = 104/7,6 = 13,7$. La finesse est reliée à la réflectivité des miroirs par l'équation 1.32 et on trouve que la réflectivité maximale est de 87,55 % à 1550 nm. La largeur de la bande d'arrêt s'étend de 1515 nm à 1630 nm environ. Il n'est pas possible de mesurer plus loin que 1630 nm à cause de la largeur de bande limitée de la source qui sert à la caractérisation. Néanmoins, on peut voir que le spectre a un comportement de bande d'arrêt autour de 1630 nm. En effet, la transmission ne change presque pas autour de 1630 nm indépendamment de la position du pic F-P. Donc, la bande d'arrêt mesure environ 115 nm, ce qui est 14 nm plus large qu'il devrait

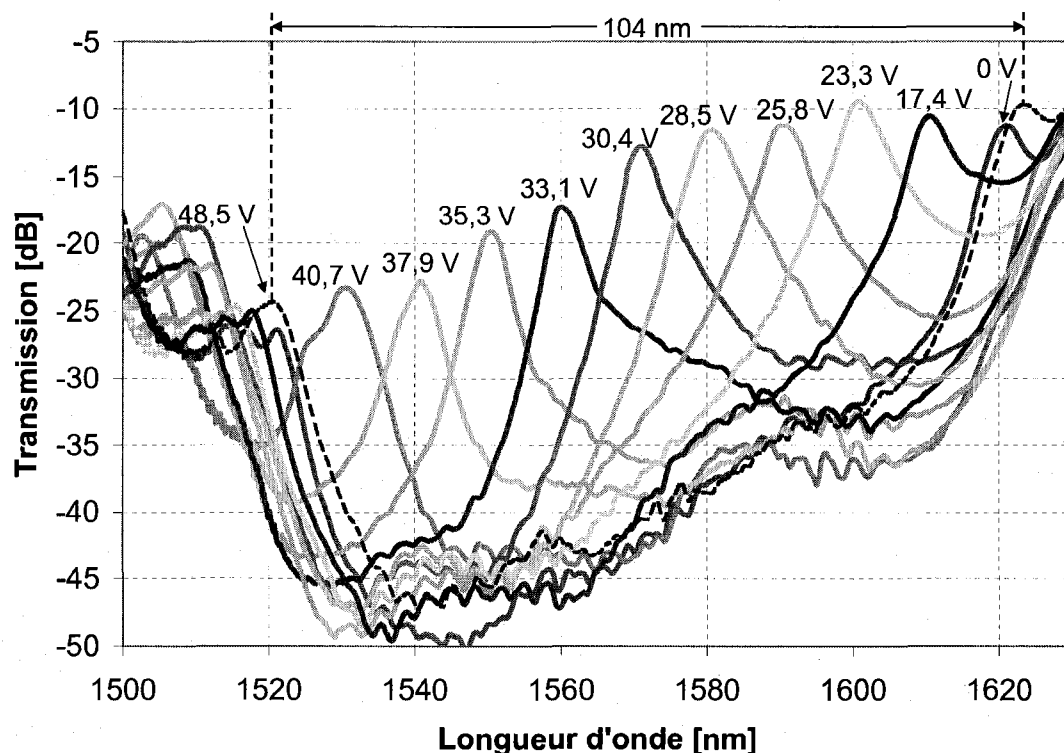


FIG. 4.8 Spectres superposés en transmission d'un filtre F-P d'ordre [21 5 3 3] accordé sur plus de 90 nm de 1621 nm à 1520 nm. La tension est variée de 0 à 48,5 V. On peut aussi noter la largeur spectrale libre du filtre de 104 nm par la distance entre les deux pics de transmission de la courbe à 48,5 V.

être théoriquement avec un réseau [21 5 3 3] (voir section 4.2.2).

En simulant, on peut essayer de superposer les simulations avec les données expérimentales. Évidemment, le spectre simulé du filtre [21 5 3 3] ne concorde pas directement avec les données expérimentales. Plusieurs causes d'erreurs en sont responsables. Premièrement, les dimensions du réseau sur le masque photolithographique sont différentes des dimensions quart d'onde données par l'équation 1.29. En effet, la précision de fabrication du masque est de 100 nm, il faut donc arrondir les dimensions. Sur le masque, les murs de silicium mesurent donc $2,4 \mu\text{m}$ au lieu de $2,359 \mu\text{m}$, l'air mesure $2 \mu\text{m}$ au lieu de $1,938 \mu\text{m}$ et la cavité mesure $2,8 \mu\text{m}$. Ensuite, il y a l'erreur due à la

surgravure. En utilisant les épaisseurs connues des couches diélectriques, on peut faire une correction dans le programme en diminuant les épaisseurs des couches pour simuler l'effet de la surgravure jusqu'à atteindre une similitude avec les résultats expérimentaux. De cette manière on peut évaluer la surgravure. La figure 4.9 montre le résultat d'une simulation du F-P de la figure 4.8 qui est composé de 3 couches de silicium et deux couches d'air par miroir de Bragg. On a enlevé 690 nm à chaque couche de silicium et ajouté 690 nm à chaque couche d'air. De plus, on a accordé le réseau sur la même plage que les données expérimentales. De cette manière, on peut aussi savoir de quelle distance la cavité F-P est réduite. Les dimensions finales des couches simulées avec la surgravure sont de $1,71\ \mu\text{m}$ pour le silicium, et $2,69\ \mu\text{m}$ pour les couches d'air. Ces dimensions concordent avec la figure 4.10 qui est une vue en coupe d'un réseau de lignes initialement d'épaisseur de $3\ \mu\text{m}$ de silicium et de $3\ \mu\text{m}$ d'air. Ces lignes sont sur le même échantillon que le filtre présenté et sont donc fabriquées dans les mêmes conditions. À une profondeur d'environ 5 à $15\ \mu\text{m}$, où la lumière est injectée, l'épaisseur de la couche d'air varie entre 3,65 et $3,81\ \mu\text{m}$ (surgravure de 650 à 810 nm). La surgravure pour une couche de $2\ \mu\text{m}$ d'air doit être légèrement inférieure à une couche de $3\ \mu\text{m}$ à cause de la plus petite ouverture de celle-ci. La figure 4.11 est une image MEB du F-P vue de dessus. On peut y voir les mesures de chaque couche d'air et de silicium. Ces dimensions ne peuvent nous informer sur les dimensions réelles des couches traversées par la lumière à cause de cette surgravure. Néanmoins, ces dimensions sont en accord avec la valeur de surgravure trouvée. En effet, en considérant les épaisseurs des couches de silicium initiales (sur le masque) moins la surgravure trouvée par la simulation, on trouve une valeur inférieure aux dimensions données à la figure 4.11. De plus, la surgravure trouvée par le programme est du même ordre de grandeur que celle que l'on peut voir à la figure 4.10.

Bien que les mesures de la figure 4.11 sont approximatives, on peut déduire qu'il existe une inégalité d'épaisseur d'une couche à l'autre. En effet, il est possible qu'une couche

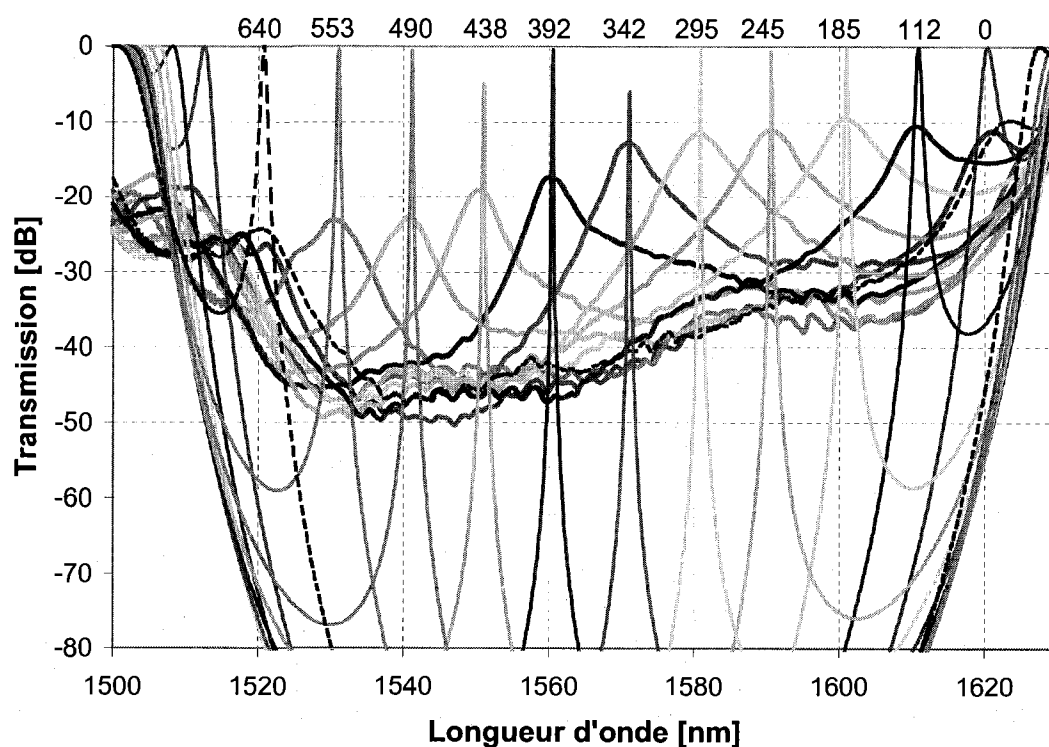


FIG. 4.9 Spectres simulés par méthode de matrice de transfert superposés à la figure 4.8. La surgravure de 690 nm est prise en compte dans la simulation. Les dimensions en haut du graphique sont en nanomètre et indiquent le déplacement du miroir de Bragg nécessaire pour accorder le filtre.

ne soit pas de la même épaisseur que les autres à cause d'une erreur sur le masque ou lors de la lithographie ou de la gravure. On peut aussi simuler l'effet de ce genre d'erreur et voir si le spectre qui en résulte est plus conforme aux résultats expérimentaux. Prenons par exemple, une couche de silicium à une extrémité qui est 100 nm plus grande que les autres. La figure 4.12 montre le spectre résultant de cette erreur. On peut voir que la bande d'arrêt a plus de perte et que les pics de transmission ont une valeur plus faible comme ceux qui ont été mesurés.

La figure 4.13 montre pour ce même filtre accordable la longueur d'onde sélectionnée en fonction de la tension appliquée. On voit clairement deux régimes : un régime linéaire

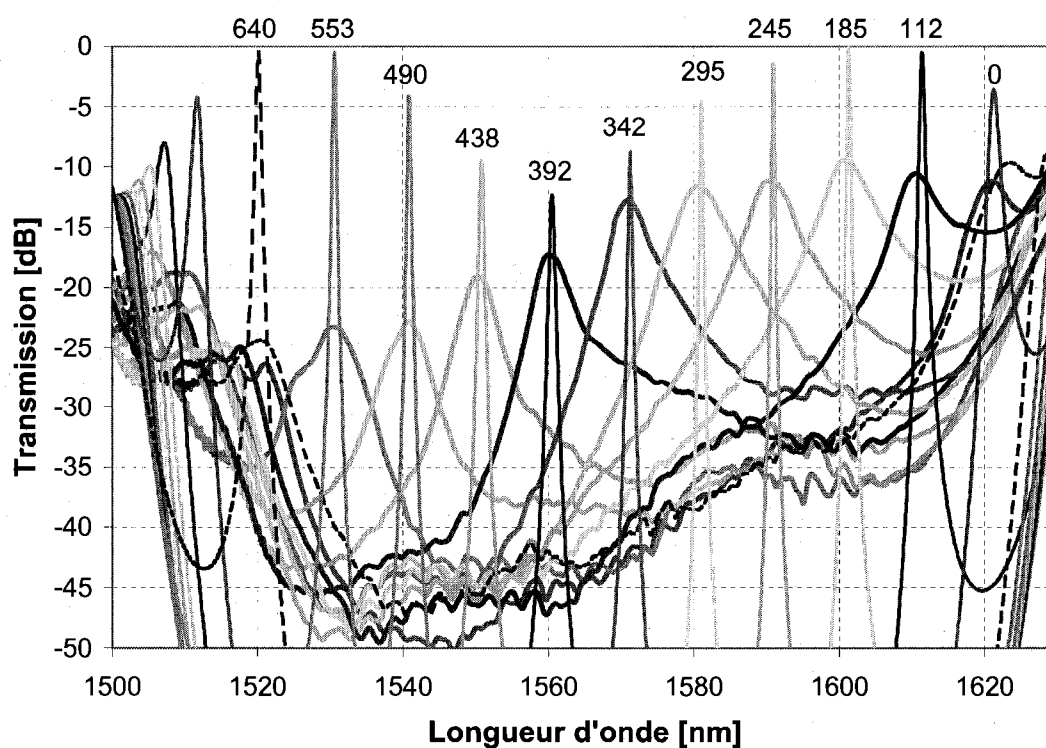


FIG. 4.12 Spectres simulés par méthode de matrice de transfert superposés à la figure 4.8. La surgravure de 690 nm est prise en compte dans la simulation en plus d'une erreur systématique de 100 nm sur une couche de silicium. Les dimensions en haut du graphique sont en nanomètre et indiquent le déplacement du miroir de Bragg nécessaire pour accorder le filtre.

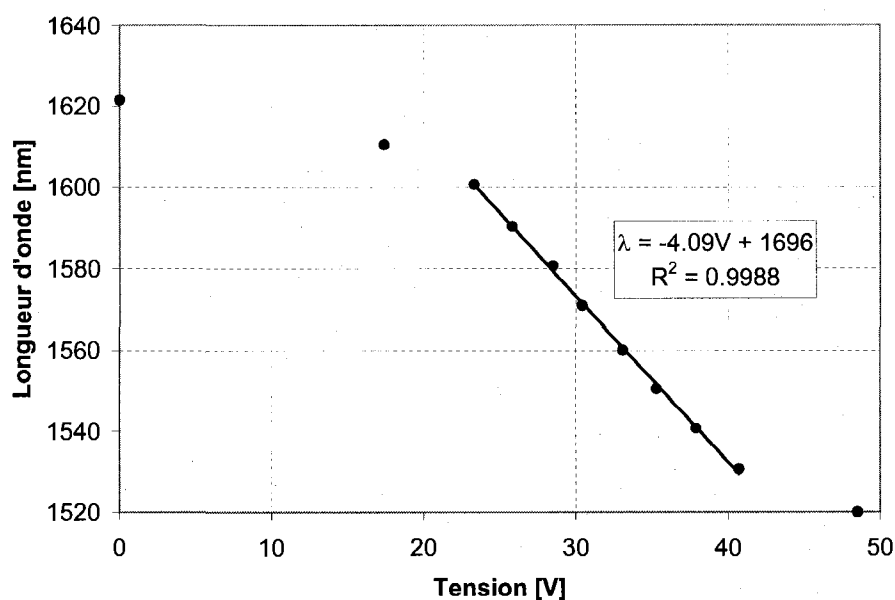


FIG. 4.13 Graphique de la longueur d'onde transmise en fonction de la tension appliquée au peigne interdigité du F-P de la figure 4.8.

centré autour de 1570 nm et un régime non linéaire aux extrémités de la bande accordable. Pour la partie linéaire qui est la plus sensible au mouvement d'un miroir, la sensibilité est de 4,09 nm/V. La précision à laquelle on peut régler la longueur d'onde sélectionnée par le filtre dépend de la précision avec laquelle on contrôle la source de tension. Si par exemple on peut contrôler la tension au millivolt près, on peut sélectionner la longueur d'onde à 0,00409 nm près. Dans la section non linéaire, la sensibilité du filtre est diminuée, facilitant encore plus la précision sur la longueur d'onde voulue. La partie linéaire s'étant de 1530 nm à 1600 nm. Cette partie linéaire serait très importante dans le cas où l'on voudrait installer un système de contrôle automatisé sur le filtre pour faire la sélection de la longueur d'onde. Si elle est bien centrée, cette partie linéaire est assez large pour couvrir complètement la bande C des télécommunications.

4.2.5 Atténuation par le déplacement d'un mur du réseau

Comme le montre la figure 1.11 du chapitre 1, il est possible d'atténuer la transmission d'un filtre F-P en bougeant un des murs du miroir de Bragg. Pour ce faire, on doit utiliser deux actionneurs. Le premier est utilisé comme dans la section 4.2.4, c'est-à-dire pour bouger un miroir de Bragg pour accorder le filtre. Le deuxième sert à bouger le mur de silicium central du miroir de Bragg fixe. La figure 4.14 montre le modèle retenu. Le peigne interdigité qui sert à actionner le mur de silicium de l'atténuateur est le même que celui utilisé pour actionner le miroir de Bragg. Un seul dispositif a été testé avec succès. La figure 4.15 montre l'atténuation de 3 dB d'un pic F-P par le déplacement d'un mur d'un miroir de Bragg. Il est difficile d'obtenir des bonnes performances avec ce dispositif. En effet, l'espace entre le mur qui doit être déplacé et ses deux murs voisins est petite et mesure $2\ \mu\text{m}$. La vitesse de gravure est donc réduite à cet endroit. Il est donc nécessaire de graver plus longtemps pour libérer ce mur ce qui a pour effet d'augmenter la surgravure et de changer la verticalité des couches de silicium. Les performances générales du filtre en sont dégradées. De plus, même si le mur est libéré et que la gravure atteint le bas de la tranchée, il est difficile d'obtenir une ouverture aussi large en bas qu'en haut ce qui limite considérablement l'amplitude de mouvement de ce mur et de ce fait limite l'atténuation.

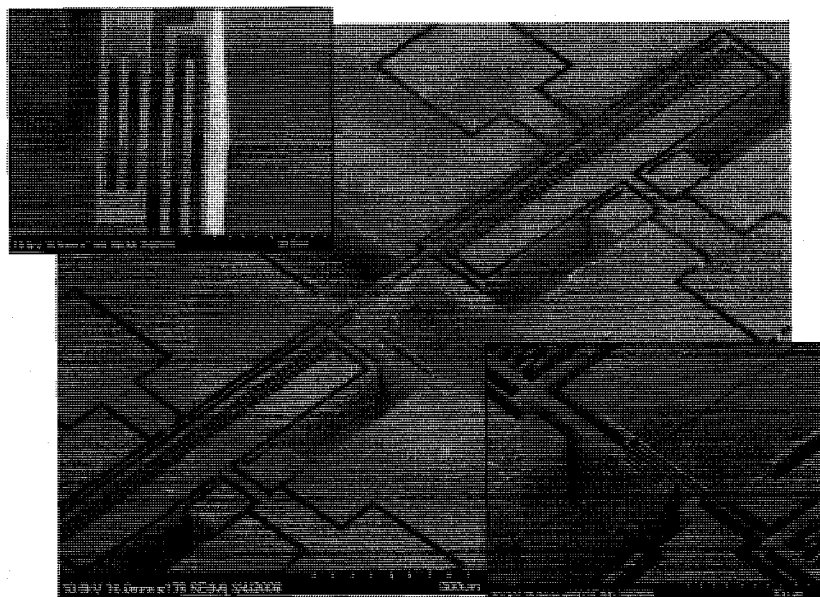


FIG. 4.14 Image MEB d'un filtre optique F-P avec atténuateur. On peut observer que le mur de silicium central du miroir de Bragg fixe est relié à un actionneur pour le déplacer afin d'obtenir l'atténuation.

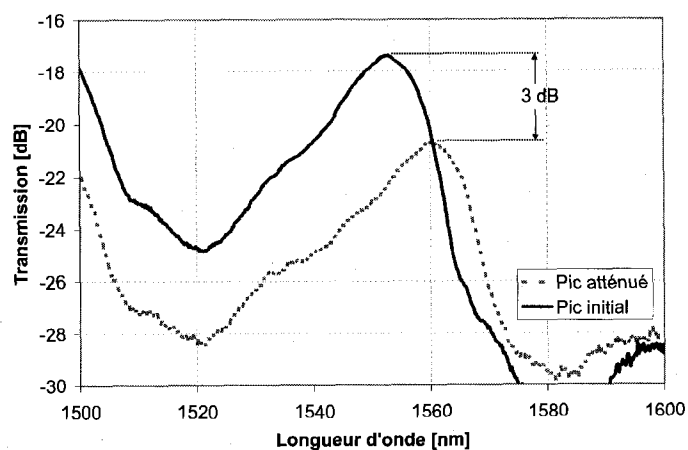


FIG. 4.15 Graphique de la transmission d'un filtre F-P avec atténuateur. On peut voir les courbes avant et après le déplacement du mur central d'un miroir de Bragg pour obtenir 3 dB d'atténuation.

CHAPITRE 5

LASER

Dans ce chapitre nous allons décrire la principale application du filtre F-P présentée précédemment, c'est-à-dire un laser à fibre accordable en longueur d'onde. En incluant ce filtre dans la cavité laser, il est possible de sélectionner la longueur d'onde d'émission laser. Nous allons tout d'abord décrire le montage expérimental du laser et ensuite nous montrons les résultats expérimentaux et la caractérisation du laser.

5.1 Montage expérimental du laser et fonctionnement

Le laser est fabriqué dans une configuration en anneau. L'avantage de cette configuration est la simplicité du montage avec des fibres optiques. En effet, pour former la cavité laser, aucun miroir n'est nécessaire. Il suffit de refermer la cavité sur elle même en fusionnant la fibre. On prend donc avantage du fait que la lumière est guidée par la fibre. La figure 5.1 montre schématiquement la configuration utilisée. Le milieu amplificateur du laser est une fibre optique dopée à l'erbium de 6 mètres de longueur. Ce milieu amplificateur est excité par un laser de pompe, une diode laser à 1480 nm. Choisir une fibre dopée à l'erbium comme milieu amplificateur comporte plusieurs avantages. Tout d'abord, l'émission spontanée de l'erbium dans la silice est large bande et s'étend de 1520 à 1630 nm environ. Il s'agit de longueurs d'onde correspondant à celles notamment utilisées en télécommunication. De plus, le gain de l'erbium est très élevé. Il peut être facilement de plus de 20 dB. Les lasers à fibre sont couramment utilisés comme laser à haute puissance. Dans notre cas, le gain élevé de la fibre dopée nous permet de pouvoir utiliser notre filtre qui, comme on l'a vu précédemment, induit beaucoup de

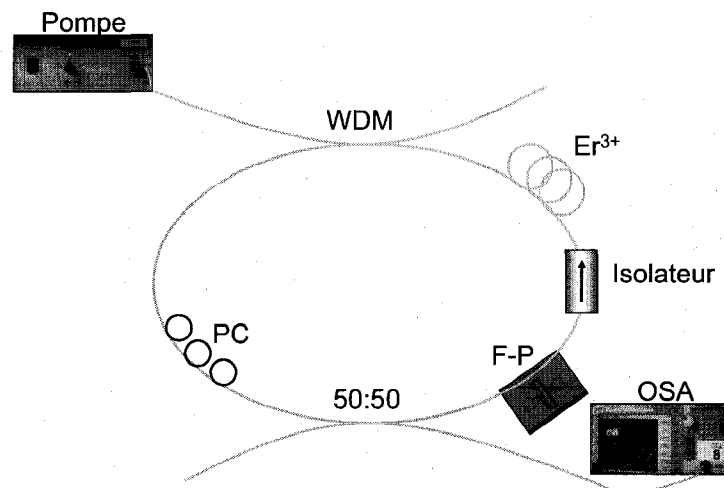


FIG. 5.1 Schéma du montage du laser à fibre accordable.

pertes optiques. Il est donc nécessaire d'avoir beaucoup de gain dans la cavité laser pour compenser les pertes induites par le filtre. Le laser de pompe, une diode laser Fitel à 1480 nm, est injectée dans un coupleur multiplexeur en longueur d'onde (WDM). Ce coupleur combine à partir de deux fibres, deux signaux de longueurs d'onde différentes, dont un à 1480 nm provenant de la pompe et l'autre autour de 1550 nm provenant de la cavité laser. La pompe est ensuite absorbée par la fibre dopée qui réémet selon le spectre d'émission spontanée de l'erbium. Cette émission se fait dans les deux directions de propagation de la fibre. La partie de l'émission qui se dirige en direction de l'isolateur est perdue. L'autre partie se dirige vers le contrôleur de polarisation (PC). Ce contrôleur sert à éliminer la dépendance en polarisation de certains éléments du montage et aide à la stabilité. Par la suite, la lumière passe dans un coupleur 50:50. Encore une fois, la moitié de la lumière sort de la cavité laser vers l'OSA. L'autre partie passe finalement par le filtre accordable. Pour que la lumière passe dans le filtre, on doit ouvrir la cavité en coupant la fibre pour obtenir une fibre d'entrée et de sortie comme dans la configuration

de caractérisation des F-P. De cette manière, le filtre est complètement intégré dans la cavité. Ici, le spectre de l'émission spontanée est filtré par le F-P puis passe dans l'isolateur. Ensuite, c'est le retour dans la fibre dopée où la longueur d'onde qui possède le maximum de gain est amplifiée. L'émission stimulée prend place dans la fibre dans la direction de propagation lorsque le gain est supérieurs aux pertes à une certaine longueur d'onde dans la cavité laser. La sortie du laser est branchée à l'OSA pour les mesures.

L'isolateur est un des éléments les plus importants du laser. Sa première fonction est d'assurer une seule direction de propagation de la lumière dans le laser. Deux ondes contrapropagatives pourraient causer des problèmes d'interférence dans la cavité. Sa deuxième fonction est d'empêcher les réflexions du F-P d'agir comme élément sélectif sur les longueurs d'onde. En effet, les réflexions du F-P sont beaucoup plus intenses que sa transmission, typiquement de l'ordre de -2 ou -3 dB comparativement à -10 dB en transmission. L'émission spontanée de la fibre dopée qui se dirige directement sur le filtre serait réfléchi sur celui-ci avec la forme inverse du spectre du F-P en transmission. La sélectivité en réflexion est très limitée et la plage accordable est presque nulle.

La longueur d'onde qui lase dans la cavité dépend des pertes optiques totales à chaque longueur d'onde ainsi que de la forme du gain de l'erbium. En effet, chaque élément comme les coupleurs, le filtre F-P et l'isolateur induisent des pertes dépendamment des longueurs d'onde. De plus, le gain de l'erbium possède une certaine forme spectrale (figure 5.7). C'est la contribution totale de tous ces éléments qui détermine la forme de la courbe de gain totale, donc qui détermine la longueur d'onde qui a le plus de gain et par conséquent celle à laquelle le laser émet. De plus, l'émission laser possède une certaine largeur spectrale qui dépend de la sélectivité du filtre ainsi que de la longueur de la cavité. Dans notre cas, la longueur de la cavité est évaluée à environ 8 mètres. On peut calculer l'espacement entre les modes longitudinaux de la cavité. Après un tour complet dans la cavité, la lumière doit avoir la même amplitude au même endroit et la même phase. Pour un mode d'ordre q la fréquence du mode longitudinal

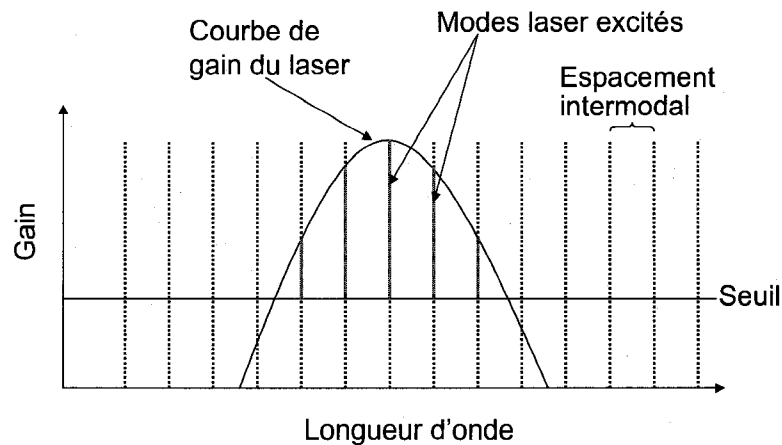


FIG. 5.2 Schéma de la courbe de gain du laser superposée sur les modes longitudinaux de la cavité laser.

est donnée par $\nu_q = qc/(n_{cavite}L_{cavite})$. L'espacement entre deux modes consécutifs est $\nu = c/(n_{cavite}L_{cavite})$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et L_{cavite} est la longueur de la cavité laser. Pour le laser, à une longueur d'onde d'émission centrale $\lambda_0 = 1550$ nm avec l'indice du coeur de la cavité $n_{cavite} = 1.47$, on trouve un espacement intermodal d'environ 25 MHz. Plusieurs ou un seul modes longitudinaux peuvent osciller en même temps dans la cavité contribuant à la largeur spectrale du laser. Le nombre de mode qui oscille dépend principalement de la sélectivité du filtre puisque c'est un des éléments de la cavité qui sculpte le plus la courbe de gain. La figure 5.2 schématise la superposition de la courbe de gain avec les modes longitudinaux de la cavité. Tous les modes où le gain est au dessus du seuil laser oscillent. Pour obtenir un laser monomode, la sélectivité du filtre doit être très étroite pour sélectionner qu'un mode de la cavité laser. Lorsque le filtre est accordé, la courbe de gain change de place et donc ce sont d'autres modes qui oscillent. L'espacement intermodal est si petit, qu'il est impossible de voir le saut entre les modes sur l'OSA et le laser semble s'accorder en continu.

Pour caractériser le laser en puissance, on doit brancher la sortie du laser dans un détecteur optique. L'OSA donne seulement une mesure de puissance par nanomètre (dépendamment de la résolution utilisée) et non la puissance totale. Le détecteur utilisé est un Newport 818-IS-1 accompagné d'un puissance mètre optique Newport Model 840. Pour tracer la courbe caractéristique de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe absorbée, on doit d'abord caractériser la pompe. Ensuite, on doit mesurer la puissance de pompe non absorbée à la sortie de la fibre dopée en utilisant un coupleur WDM pour séparer le signal de la pompe du signal de la fibre dopée. Finalement, on peut mesurer la puissance laser directement à la sortie de celui-ci. Les données relatives à cette mesure sont disponibles en annexe IV et ont été tirées en partie de [34].

5.2 Caractérisation du laser

Un filtre ayant une large plage accordable est choisi et placé dans la cavité laser. La figure 5.3 montre les spectres superposés du filtre utilisé pour accorder le laser. La figure 5.4 montre quant à elle le résultat du laser accordé avec ce filtre. La meilleure plage accordable réalisée pour le laser est de 35 nm. La longueur d'onde initiale d'émission se situe à 1574 nm avec 23,9 V appliqué au peigne interdigité. En augmentant la tension appliquée au peigne interdigité, la longueur d'onde d'émission du laser se déplace vers les plus petites longueurs d'onde pour atteindre finalement 1539 nm à 36,9 V. Si l'on continue d'augmenter la tension, l'émission laser cesse ou recommence autour de 1560 nm, où le gain de l'erbium est maximum. La largeur à mi-hauteur du pic d'émission laser est de 0,03 nm. La mesure est limitée par la résolution de l'OSA. Le seuil du laser est à 32,6 mW de puissance pompe absorbée par la fibre dopée à l'erbium et l'efficacité du laser est de 2,14 % (figure 5.5). La puissance maximum atteinte est de 1,8 mW, mais elle pourrait être plus grande en augmentant la puissance de pompe. Normalement, le seuil d'émission d'un laser à fibre peut être bien plus bas et l'efficacité peut atteindre plus de

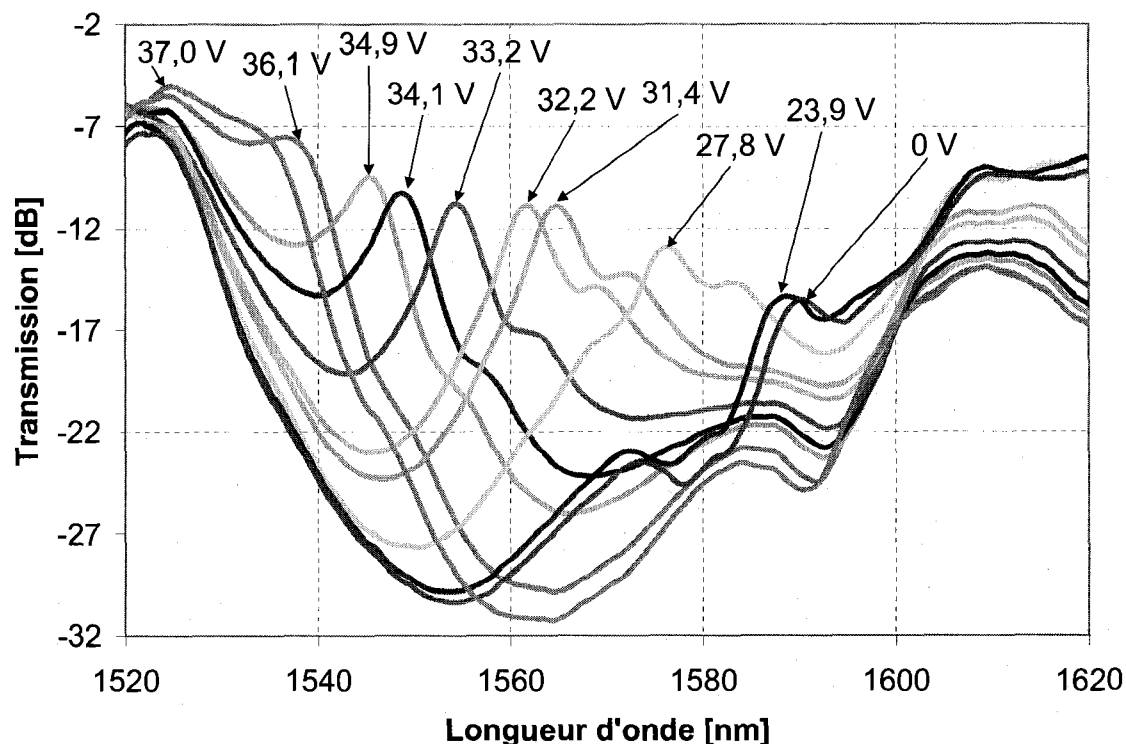


FIG. 5.3 Spectres superposés du filtre F-P correspondant à différentes tensions appliquées au peigne interdigité. Ce filtre est utilisé pour accorder le laser de la figure 5.4.

40 % [1]. Dans notre cas, à cause des pertes élevées du filtre (environ -11 dB) l'efficacité est grandement réduite, mais l'effet laser est possible grâce au gain élevé de l'erbium. Le coupleur 50:50 (-3 dB), l'isolateur (-1 dB) et le coupleur WDM (-1 dB) contribuent aussi aux pertes dans la cavité pour atteindre des pertes totales dans la cavité d'environ -16 dB à 1550 nm. Cette valeur signifie que 2,5 % de la lumière émise par l'erbium réussit à accomplir un tour complet de l'anneau et que 2,5 % sort de la cavité par le coupleur de sortie. Cette valeur est proche de l'efficacité calculée. La différence peut être explicable par d'autres pertes que nous n'avons pas tenu compte dans le calcul comme les pertes des fusions de fibres, de l'absorption de la lumière par la fibre et la fibre dopée.

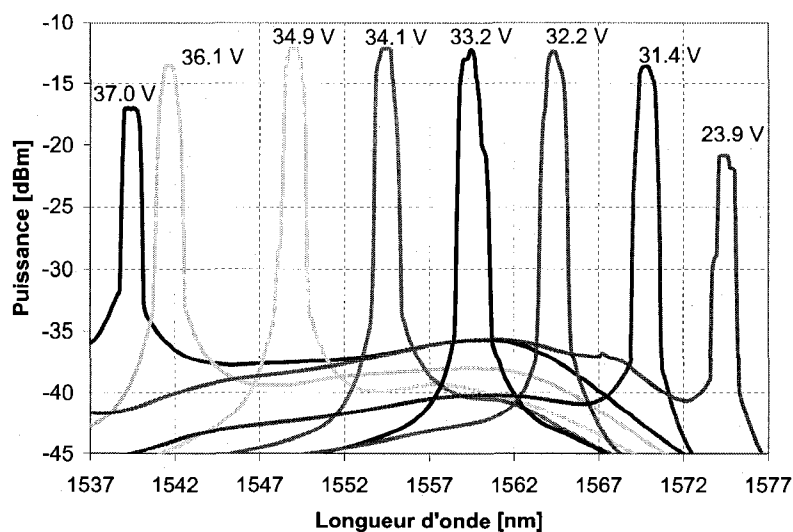


FIG. 5.4 Spectres superposés de l'émission laser pour différentes longueurs d'onde correspondant à différentes tensions appliquées au peigne interdigité du filtre de la figure 5.3.

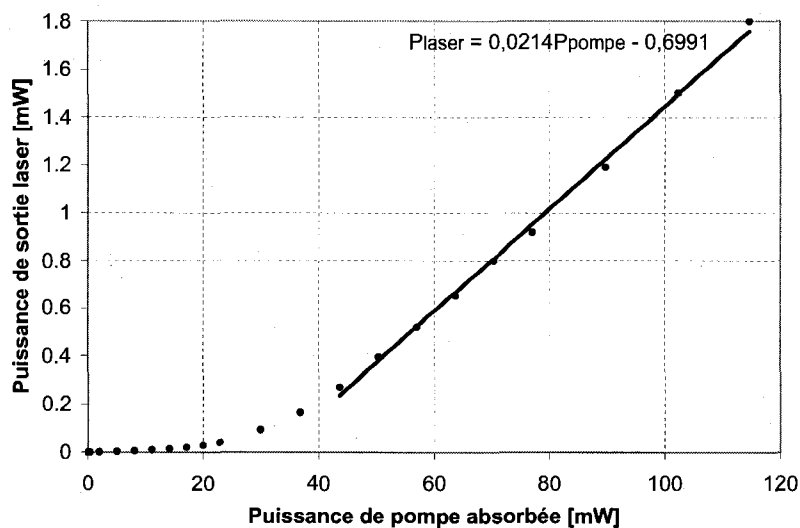


FIG. 5.5 Graphique de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe absorbée par la fibre à erbium. Le seuil du laser est à 32,6 mW de pompe absorbée et l'efficacité du laser est de 2,14 %.

5.2.1 Limite de la plage accordable

Le filtre utilisé pour le laser de la figure 5.4 est de type [21 5 3 3]. La large bande d'arrêt permet d'accorder le filtre sur plus de 53 nm. Bien que ce filtre s'accorde sur une plage moins grande que le filtre présenté au chapitre 4 (figure 4.8), le laser s'accorde sur une plus grande plage que celui fabriqué avec le filtre de la figure 4.8. La figure 5.6 montre le laser accordé avec le filtre de la figure 4.8. La comparaison entre ces deux filtres et les deux lasers résultant met en évidence une caractéristique importante de l'erbium. Comme on l'a dit précédemment, le gain de l'erbium varie selon les longueurs d'onde. La figure 5.7 est le spectre d'émission spontanée de la fibre dopée à l'erbium utilisée dans le laser. Le spectre comporte deux valeurs de gain maximum, une autour de 1530 nm et l'autre autour de 1560 nm. Aux longueurs d'onde plus grandes que 1560 nm, l'émission décroît rapidement. On peut en tirer deux conclusions. La première est qu'il est très difficile de rencontrer les conditions pour obtenir l'oscillation laser au-delà de 1560 nm puisque l'émission de l'erbium est très faible. Pour rencontrer les conditions et augmenter la plage accordable du laser, on doit avoir un filtre très sélectif pour augmenter les pertes autour de 1560 nm et favoriser les plus grande longueurs d'onde. Par exemple, à 1580 nm, l'émission de l'erbium est 20 dB plus faible qu'à 1560 nm. Le filtre devrait alors avoir au minimum 20 dB d'isolation entre 1580 et 1560 nm. La deuxième conclusion est semblable à la précédente. Pour les longueurs d'onde plus petites que 1560 nm et plus grandes 1530 nm, l'émission de l'erbium décroît aussi. À 1539 nm, l'émission de l'erbium est 4 dB plus faible qu'à 1560 nm. C'est pour cette raison que le filtre de la figure 4.8 ne peut accorder le laser sur une aussi grande plage que le filtre de la figure 5.3. Pour ce dernier, on remarque que les pertes du filtre varient entre -9,5 et -13 dB. Les pertes les plus faibles sont entre 1530 et 1560 nm permettant ainsi d'avoir assez de gain à ces longueurs d'onde pour laser. Cependant, l'autre filtre de la figure 4.8 possède des pertes de -17 à -23 dB dans cette même région limitant ainsi sa plage accordable.

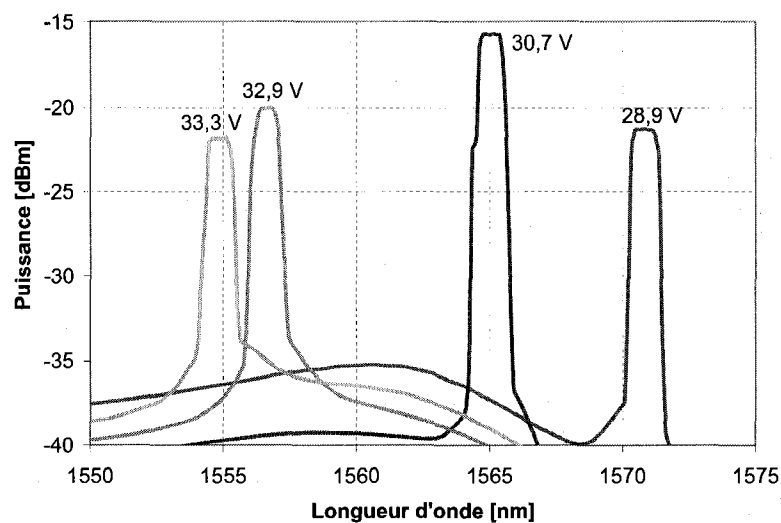


FIG. 5.6 Spectres superposés de l'émission laser pour différentes longueurs d'onde correspondant à différentes tensions appliquées au peigne interdigité du filtre de la figure 4.8.

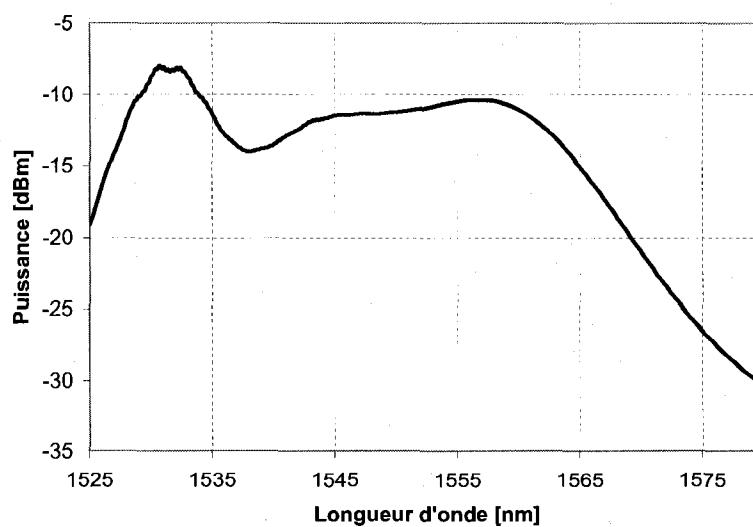


FIG. 5.7 Spectre d'émission de la fibre dopée à l'erbium utilisée dans le montage laser et pompée à 144 mW.

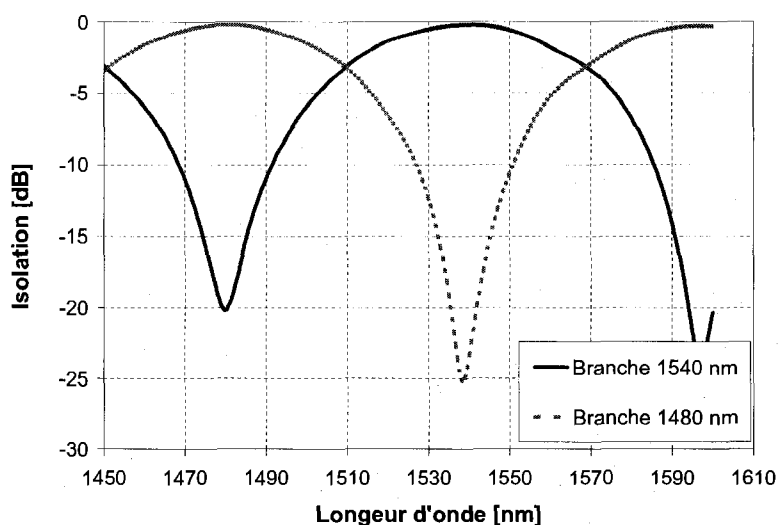


FIG. 5.8 Transmission du coupleur WDM pour les branches à 1480 nm et à 1540 nm.

Un autre facteur important limitant la plage accordable du laser est l'usage de composants optiques dépendant des longueurs d'onde. Tout d'abord on utilise un coupleur WDM pour injecter la pompe dans la cavité du laser. Ce genre de coupleur possède une bande passante limitée pour chacune de ses branches. La figure 5.8 montre la transmission du coupleur pour les branches à 1480 nm et à 1540 nm. On voit que la transmission s'épuise de part et d'autre de 1540 nm. Ces pertes contribuent grandement à la limite de la plage accordable du laser. Le signal transmis par le coupleur WDM est de 3,5 dB plus faible à 1570 nm et 5 dB plus faible à 1576 nm qu'à 1540 nm. L'autre élément optique dépendant des longueurs d'onde est l'isolateur optique. Cet isolateur a une transmission maximale à 1550 nm avec une bande passante de ± 20 nm. Donc à 1530 nm, la transmission est aussi coupée de moitié par rapport à 1550 nm. À eux seuls, ces deux éléments induisent beaucoup de pertes de part et d'autre de 1550 nm. C'est pour cette raison qu'il est impossible d'accorder le laser sous les 1539 nm et aussi qu'il est difficile de le faire autour de 1580 nm malgré les bonnes performances du filtre de la figure 4.8 dans cette région. D'autres exemples de lasers accordables réalisés sont montrés en annexe IV avec

leur filtre F-P accordable correspondant.

5.2.2 Largeur spectrale et stabilité

La largeur spectrale des lasers, étant souvent très fine, doit être mesurée par des techniques plus avancées que par l'OSA qui est limité en résolution. Si le laser est multimode, la largeur spectrale peut être mesurée en calculant le nombre de modes qui oscillent dans la cavité. On sait que deux ondes ayant des longueurs d'onde très près l'une de l'autre battent entre elles avec une fréquence plus petite que leur fréquence respective. Comme ces fréquences de battement sont mesurables, on peut déterminer combien de modes oscillent. En connaissant l'espacement intermodal, on peut estimer la largeur spectrale du laser. Le nombre de modes qui oscillent est donné par la somme de toutes les combinaisons possibles de fréquence de battement. Pour faire cette mesure, on doit brancher la sortie du laser dans un convertisseur optique à électrique et puis brancher ce signal dans un analyseur de spectre électronique. L'analyseur donne toutes les fréquences de battement du laser. Cependant, si la courbe de gain du laser se déplace par rapport aux modes de la cavité, plusieurs modes de la cavité oscillent de manière aléatoire rendant impossible la mesure des battements. Dans notre cas, le laser est instable ce qui rend impossible la prise de cette mesure.

Deux hypothèses sont envisagées pour expliquer l'instabilité du laser. La première est que le fait d'ouvrir la cavité laser pour insérer le F-P fait en sorte que des fluctuations dans l'air induisent un changement de longueur de la cavité laser. La deuxième hypothèse est que la présence du F-P dans la cavité crée des réflexions parasites qui déstabilisent le laser. En effet, si l'on construit un laser sans filtre (laser tout fibre), aucune fluctuation importante pour la longueur d'onde d'émission n'est observée. La figure 5.9 montre la raie d'émission laser prise avec l'OSA lorsque la cavité est fermée et qu'il n'y a pas de filtre. La longueur d'onde d'émission est stable à $\pm 0,005$ nm près, mais large de 0,3 nm.

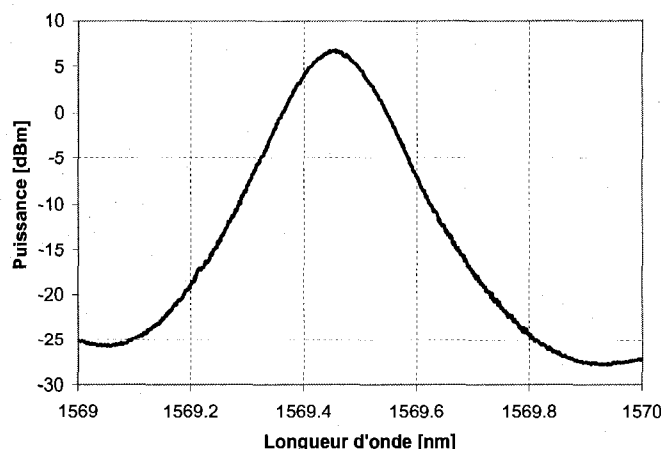


FIG. 5.9 Raie vue à l'OSA d'un laser sans filtre F-P.

Si l'on couple deux fibres face à face dans des tranchées pour fibre optique (les mêmes que pour le filtre F-P), mais sans filtre F-P, la longueur d'émission change de $\pm 0,05$ nm et plusieurs raies lasers apparaissent et disparaissent autour d'une longueur d'émission centrale (figure 5.10). Cependant, si l'on utilise un deuxième isolateur devant le filtre F-P pour éliminer les réflexions de celui-ci dans la direction inverse de l'effet laser, la raie laser présente la même instabilité qu'à la figure 5.10. Donc, les réflexions dues à la présence du F-P ne gênent pas le fonctionnement du laser. La seule configuration stable est lorsque la cavité laser est complètement fermée confirmant la première hypothèse. Pour résoudre ce problème, il faudrait encapsuler le filtre F-P sous vide pour limiter tout mouvement de l'air susceptible de faire varier la longueur de la cavité laser. De plus, les bruits acoustiques et les vibrations peuvent induire des instabilités dans le laser qui peuvent être communiquées par l'air.

On remarque aussi que la largeur spectrale du laser avec filtre ou sans filtre est différente. La largeur spectrale sans filtre est d'environ 0,3 nm et est mesurable avec l'OSA. Cependant, lors de brèves périodes de stabilité du laser en utilisant un filtre F-P, on peut noter que la largeur spectrale du laser entre dans l'incertitude de la résolution de l'OSA

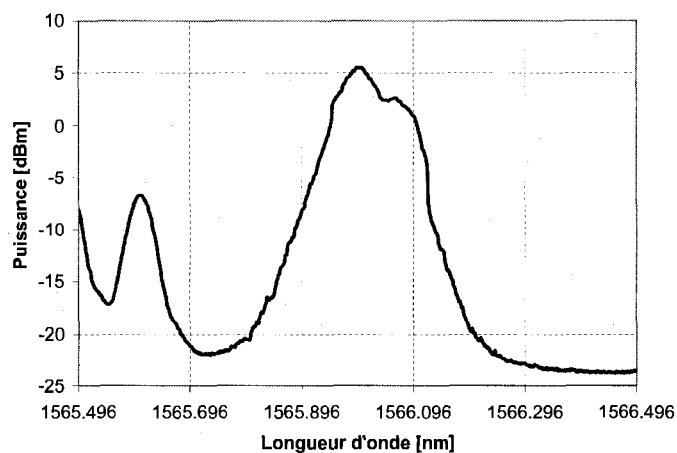


FIG. 5.10 Raie vue à l'OSA d'un laser sans filtre F-P à cavité ouverte où deux fibres sont alignées bout à bout dans une tranchée pour fibre optique.

(0,03 nm). Pour cette raison, nous devrions pratiquer une mesure de largeur spectrale par fréquence de battement des modes longitudinaux oscillant du laser. La plus petite largeur spectrale mesurée est donc de 0,03 nm. Des travaux d'encapsulation du MEMS pour sceller la cavité devraient être fait pour vérifier cette hypothèse.

CONCLUSION

Ce travail a permis de développer et de concevoir une technologie pour le filtrage optique accordable. Ces résultats de recherche ouvrent la porte à de nombreuses applications. Dans le cadre de ce travail, nous avons décidé de faire la preuve de concept d'un laser à fibre accordable par un filtre accordable microfabriqué en silicium. Ainsi, le filtre peut s'accorder sur une plage de 90 nm de 1531 nm à 1621 nm en appliquant 40,7 V. La largeur à mi-hauteur varie entre 4,4 et 7,6 nm. De plus, le filtre peut s'accorder rapidement grâce à une fréquence de résonance de 14,4 kHz. Enfin, nous avons montré qu'il est possible d'atténuer le signal de 3 dB en faisant bouger un seul mur d'un miroir de Bragg. Ceci ouvre la voie à des applications pour les lasers, pour contrôler le gain du laser tout en l'accordant ou encore pour les ROADM (reconfigurable optical add drop multiplexer) afin de filtrer, d'atténuer ou couper le signal à volonté. Beaucoup d'avenues existent pour améliorer les performances du filtre. Tout d'abord, il est possible d'améliorer le procédé de microfabrication. Les méthodes de lissage du silicium exposées au chapitre 3 devraient être poursuivies. Outre l'utilisation de murs sacrificiels, le lissage par faisceau d'ions focalisés (FIB) devraient absolument être envisagés. Il a été démontré qu'il est possible de diminuer grandement la rugosité d'un mur vertical gravé par le procédé Bosch par lissage au FIB [35]. Des essais ont été faits dans le cadre de ce projet, mais sans amélioration des résultats optiques. Il est possible de diminuer la rugosité par ce procédé, mais la verticalité du polissage est très difficile à contrôler (figure 5.11). De plus, l'oxydation des murs pour réduire la rugosité devrait aussi être testée. Il s'agit de chauffer le silicium afin de transformer une mince couche de sa surface en oxyde de silicium pour ensuite la graver dans le HF. La rugosité de surface s'en trouve ainsi diminuée. Le procédé de gravure cryogénique donne aussi une meilleure qualité de surface que le procédé Bosch.

Ensuite, il est possible d'améliorer la configuration optique. L'utilisation de cavités F-P

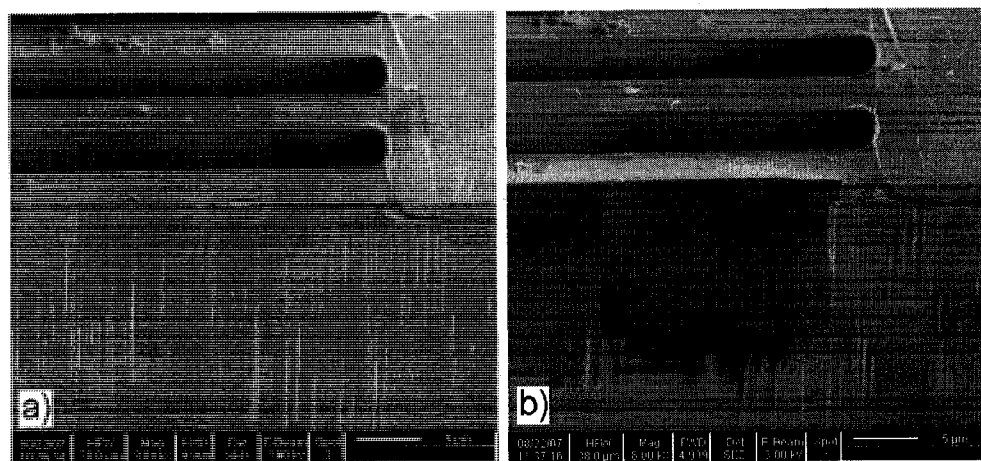


FIG. 5.11 Image MEB d'un mur d'un F-P, a) avant et b) après lissage au FIB .

couplées permettrait une meilleure finesse [6]. L'utilisation de lentilles au bout des fibres optiques augmenterait le diamètre du faisceau gaussien et diminuerait les pertes par divergence de la lumière. L'utilisation de lentilles en silicium microfabriquées directement sur le substrat pourrait aussi être une solution. De plus, l'utilisation de cavités F-P confocales ferait en sorte que moins de lumière s'échappe de la cavité et diminuerait les pertes optiques.

Le principe de fonctionnement d'un laser à fibre accordable a été démontré. Il s'agit à notre connaissance du premier laser à fibre accordable en utilisant la technologie MEMS. Ce filtre permettrait de remplacer les filtres F-P conventionnels et volumineux, difficiles à aligner, pour permettre une meilleure intégration des lasers accordables. Nous avons obtenu une plage accordable de 35 nm de 1539 à 1574 nm avec une puissance maximale de sortie de 1,8 mW. La largeur à mi-hauteur de la raie laser se situe sous les 0,03 nm. Cependant, le laser est encore loin d'être optimisé avec une efficacité de 2,14 %. Avec les pertes élevées du filtre, l'efficacité du laser diminue beaucoup. Il reste beaucoup de travail avant d'arriver à un laser qui est utilisable soit pour les télécommunications ou comme source de caractérisation. La stabilité du laser doit être résolue ainsi qu'une mesure de

largeur à mi-hauteur doit être réalisée. L'encapsulation du MEMS permettrait d'obtenir une cavité plus stable et moins susceptible aux variations de l'environnement comme les vibrations causées par le bruit ou les variations de température. Aussi, l'utilisation d'un filtre saturable absorbant (saturable absorber) pourrait stabiliser le laser [36]. Il s'agit d'ajouter à la branche inutilisée du coupleur de sortie une portion de fibre dopée, mais non pompée, et un miroir à son extrémité. En tirant profit du brûlage du trou (spatial hole burning), il se crée un filtre spatial dans la partie de la fibre dopée à la même longueur d'onde que l'émission laser ce qui le stabilise. Des améliorations sur la sélectivité du filtre réduiraient la compétition de modes dans la cavité et stabiliseraient aussi le laser. De plus, la plage accordable pourrait être améliorée pour utiliser toute la plage offerte par les filtres F-P. Pour ce faire, une attention particulière devrait être apportée au coupleur WDM et au gain de la fibre pour obtenir le plus large gain possible. Par exemple, il est possible d'augmenter le gain de la fibre dopée dans la bande L des télécommunications en utilisant une plus grande longueur de fibre dopée [19].

Ce travail a aussi jeté les bases pour d'autres applications comme un micro accéléromètre optique et un senseur d'indice de réfraction. Pour cette dernière application, les premiers dispositifs incluant des réservoirs pour la microfluidique ont été fabriqués et testés durant ce travail de maîtrise. La figure 5.12 montre le premier prototype fabriqué en utilisant le même procédé de microfabrication que pour le F-P dont il est ici sujet. Le principe de fonctionnement est le même, mais au lieu de varier la longueur de la cavité, on change l'indice de réfraction de la cavité ce qui modifie la longueur du chemin optique et donc la longueur d'onde transmise. Des mesures ont été faites avec succès en utilisant de l'eau et de l'alcool isopropylique. Ce projet est maintenant poursuivi par un autre étudiant à la maîtrise [37].

Nous pouvons comparer notre travail à celui d'autres auteurs qui fabriquent aussi des cavités F-P dans le silicium et qui couplent la lumière à l'aide de fibres optiques. Le tableau 5.1 regroupe les différents auteurs et les principaux résultats obtenus. Nos résultats

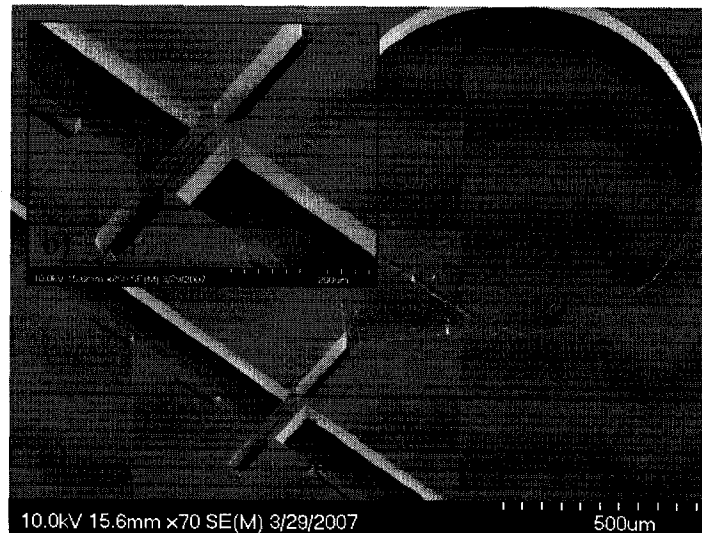


FIG. 5.12 Image MEB, a) d'un réfractomètre avec les réservoirs pour y injecter le liquide à mesurer et b) d'un agrandissement de la partie optique et du canal central pour y faire couler le liquide.

donnent la plus grande plage accordable ainsi que la plus haute fréquence de résonance. La plupart des pertes de notre filtre se situent autour de -10 dB comme Lipson et al. et Saadany et al. bien que nos pertes sont plus élevées à certains endroits du spectre. Quant à Yun et al., ils ne disposent pas de mesures en transmission. Le filtre fonctionne en réflexion et les spectres sont peu intéressants. La largeur spectrale des pics est supérieure à 7,6 nm sur environ 50 nm de la plage accordable. De plus, aucune donnée se rapporte aux performances du filtre en transmission où de bonnes performances sont plus difficiles à atteindre. Saadany et al. ne disposent pas de mesure de la plage accordable, donc ni ne mesure de fréquence de résonance. Lipson et al. montrent une plage accordable limitée à 8 nm et sans mesure de fréquence de résonance. Ils accordent le F-P en utilisant un actionneur à plaques parallèles. Ceci induit un déplacement angulaire du miroir de Bragg mobile et ainsi limite la plage accordable. Tous les efforts mis à lisser les murs verticaux de silicium selon les plans cristallins sont détruits. En effet, Lipson et al. utilisent une gravure DRIE avec un substrat de silicium cristallin orienté (111). Le masque

TAB. 5.1 Comparaison entre des filtres F-P microfabriqués dans le silicium proposés par différents auteurs.

Auteurs	Largeur spectrale (nm)	Plage accordable (nm)	Pertes en transmission (dB)	Vitesse d'actionnement (kHz)
A. Lipson et al. [7]	3	8	-11	-
B. Saadany et al. [6]	1,2	-	-10	-
S. Yun et al. [5]	2,1 à 16	80	-	1,2
J. Masson	4,4 à 7,6	90	-9 à -24	14,4

doit être aligné sur les plans cristallins du silicium puisqu'ils effectuent ensuite une gravure liquide anisotrope au KOH pour lisser les murs verticaux selon les plans cristallins du silicium. Dans notre travail, la largeur spectrale des pics de transmission F-P est plus grande que ceux de Lipson et al. et Saadany et al. Cependant, notre avantage réside dans la simplicité de notre procédé. Saadany et al. procèdent par une gravure cryogénique suivie d'une gravure Bosch pour obtenir ces résultats. Lipson et al. utilisent un procédé complexe demandant beaucoup d'alignement. Nous utilisons qu'une seule étape de gravure Bosch pour définir l'ensemble des structures. Finalement, à l'aide d'un procédé plus simple, nous nous situons en bonne position avec la plus grande plage accordable, la fréquence de résonance la plus élevée, des pertes comparables et une meilleure largeur à mi-hauteur en moyenne que Yun et al., mais un peu plus élevé que les deux autres auteurs. De plus, nous sommes les seuls à proposer et à valider des applications pour ce type de filtre accordable.

Pour terminer, ce projet donne une excellente base pour le développement de plusieurs technologies utilisant le filtrage accordable. Il a permis notamment l'obtention d'un brevet et d'autres publications (annexe I). Ce prototype peut s'appliquer à plusieurs idées et nous espérons que la recherche sur ce sujet va se poursuivre pour faire progresser la technologie des OMEMS.

RÉFÉRENCES

- [1] M. J. F. Digonnet, *Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, 2nd ed. FL : CRC Press, 2001.
- [2] J. A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers*, 2nd ed. New York : Wiley, 2004.
- [3] T. Hausken, "Incumbent sources resist fibre laser proliferation," *Optics and Laser Europe*, vol. 157, pp. 31–34, 2008.
- [4] S.-S. Yun and J.-H. Lee, "A micromachined in-plane tunable optical filter using the thermo-optic effect of crystalline silicon," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 13, no. 5, pp. 721–725, 2003.
- [5] S.-S. Yun, K.-W. Jo, and J.-H. Lee, "Crystalline si-based in-plane tunable fabry-perot filter with wide tunable range," *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS*, pp. 77–78, Aug. 2003.
- [6] B. Saadany, M. Malak, M. Kubota, F. M. Marty, Y. Mita, D. Khalil, and T. Bourouina, "Free-space tunable and drop optical filters using vertical bragg mirrors on silicon," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, no. 6, pp. 1480–1488, Nov.-dec. 2006.
- [7] A. Lipson and E. Yeatman, "A 1-d photonic band gap tunable optical filter in (110) silicon," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 16, no. 3, pp. 521–527, June 2007.
- [8] M. W. Pruessner, T. H. Stievater, and W. S. Rabinovich, "In-plane microelectromechanical resonator with integrated Fabry-Pérot cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 8, p. 081101, feb 2008.
- [9] M. W. Pruessner, T. H. Stievater, and W. S. Rabinovich, "Integrated waveguide fabry-perot microcavities with silicon/air bragg mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 5, pp. 533–535, 2007.

- [10] X. Lu, P. Han, Y. Quan, Q. Ran, L. Gao, F. Zeng, C. Zhao, and J. Yu, "Optical response of high-level bandgap in one-dimensional photonic crystal applying in-plane integration," *Optical Engineering*, vol. 46, no. 12, p. 124602, 2007.
- [11] M. Gheith, A. Hussein, K. Madkour, B. Saadany, and D. Khalil, "A mems-based coupled-cavity tunable optical filter," *Proceedings of the 46th IEEE International Midwest Symposium on Circuits and Systems*, vol. 2, pp. 1026–1029 Vol. 2, Dec. 2003.
- [12] A. Iocco, H. G. Limberger, R. P. Salathe, L. A. Everall, K. E. Chisholm, J. A. R. Williams, and I. Bennion, "Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 7, p. 1217, 1999.
- [13] N.-K. Chen, D.-Y. Hsu, and S. Chi, "Widely tunable asymmetric long-period fiber grating with high sensitivity using optical polymer on laser-ablated cladding," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 15, pp. 2082–2084, 2007.
- [14] Y. T. Chieng and R. Minasian, "Tunable erbium-doped fiber laser with a reflection mach-zehnder interferometer," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 2, pp. 153–156, Feb 1994.
- [15] P. Humphrey and J. Bowers, "Fiber-birefringence tuning technique for an erbium-doped fiber ring laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 1, pp. 32–34, Jan 1993.
- [16] C. Poulsen and M. Sejka, "Highly optimized tunable Er^{3+} -doped single longitudinal mode fiber ring laser, experiment and model," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 6, pp. 646–648, Jun 1993.
- [17] S.-K. Liaw, K.-L. Hung, Y.-T. Lin, C.-C. Chiang, and C.-S. Shin, "C-band continuously tunable lasers using tunable fiber Bragg gratings," *Optics Laser Technology*, vol. 39, pp. 1214–1217, Sep. 2007.

- [18] S.-K. Liaw and G.-S. Jhong, "Tunable fiber laser using a broad-band fiber mirror and a tunable fbg as laser-cavity ends," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, no. 6, pp. 520–527, June 2008.
- [19] S. Yamashita and M. Nishihara, "Widely tunable erbium-doped fiber ring laser covering both c-band and l-band," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 1, pp. 41–43, Jan/Feb 2001.
- [20] H. Y. Ryu, W.-K. Lee, H. S. Moon, and H. S. Suh, "Tunable erbium-doped fiber ring laser for applications of infrared absorption spectroscopy," *Optics Communications*, vol. 275, no. 2, pp. 379–384, July 2007.
- [21] J. S. Wey, J. Goldhar, and G. Burdge, "Active harmonic modelocking of an erbium fiber laser with intracavity fabry-perot filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 7, pp. 1171–1180, Jul 1997.
- [22] C. H. Yeh, F. Y. Shih, C. N. Lee, C. T. Chen, and S. Chi, "Wavelength-tunable erbium fiber ring laser in single-frequency operation utilizing Fabry Perot laser with Sagnac cavity," *Optics Communications*, vol. 281, pp. 2454–2458, May 2008.
- [23] J. D. Grade, K. Y. Yasumura, and H. Jerman, "Advanced, vibration-resistant, comb-drive actuators for use in a tunable laser source," *Sensors and Actuators A*, vol. 114, no. 2-3, pp. 413–422, September 2004.
- [24] A. Q. Liu, H. Cai, X. M. Zhang, and J. Tamil, "A review of different types of photonic MEMS tunable lasers," in *MEMS/MOEMS Technologies and Applications III. Proceedings of the SPIE*, ser. the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, vol. 6836, mar 2007, p. 683602.
- [25] M. C. Y. Huang, K. B. Cheng, Y. Zhou, A. P. Pisano, and C. J. Chang-Hasnain, "Monolithic integrated piezoelectric mems-tunable vcsel," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, no. 2, pp. 374–380, March-april 2007.
- [26] M. Born and E. Wolf, *Principle of Optics*, 7th ed. Cambridge : University Press, 2002, ch. 1, p. 54.

- [27] S. Larouche, "Nanoingénierie des couches minces," École Polytechnique de Montréal, Note de cours, Automne 2007, chapitre 4, Optique des couches minces.
- [28] Wikipedia, "Fabry-pérot interferometer," Wikimedia Foundation, Inc, 2008, consulté le 20 juin 2008, tiré de http://en.wikipedia.org/wiki/Fabry-P%C3%A9rot_interferometer.
- [29] —, "Interféromètre de fabry-pérot," Wikimedia Foundation, Inc, 2008, consulté le 20 juin 2008, tiré de http://fr.wikipedia.org/wiki/Interf%C3%A9rom%C3%A8tre_de_Fabry-P%C3%A9rot.
- [30] Y.-A. Peter, "Microsystèmes," École Polytechnique de Montréal, Note de cours, Janvier 2006, chapitre 4, Microsystèmes mécaniques.
- [31] C. Chen and C. Lee, "Design and modeling for comb drive actuator with enlarged static displacement," *Sensors and Actuators A*, vol. 115, no. 2–3, pp. 530–539, September 2004.
- [32] Z. F. Wang, W. Cao, and Z. Lu, "Moems : packaging and testing," *Microsystem Technologies*, vol. 12, no. 1–2, pp. 52–58, Décembre 2005.
- [33] G. L. Weibel and C. K. Ober, "An overview of supercritical CO_2 applications in microelectronics processing," *Microelectron. Eng.*, vol. 65, no. 1–2, pp. 145–152, 2003.
- [34] S. Bergeron, "Caractérisation de réseaux de bragg verticaux en silicium," École Polytechnique de Montréal, PHS4999 : Rapport de projet de fin d'études, Avril 2007.
- [35] I.-H. Song, Y.-A. Peter, and M. Meunier, "Smoothing dry-etched microstructure sidewalls using focused ion beam milling for optical applications," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 17, no. 8, pp. 1593–1597, 2007.

- [36] Y. Cheng, J. T. Kringlebotn, W. H. Loh, R. I. Laming, and D. N. Payne, "Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter," *Optics Letters*, vol. 20, pp. 875–877, apr 1995.
- [37] R. St-Gelais, J. Masson, and Y.-A. Peter, "High resolution integrated microfluidic fabry-perot refractometer in silicon," in *Optical MEMS and Nanophotonics*. Freiburg, Germany : IEEE/LEOS, 2008.
- [38] J. Masson, F. B. Koné, and Y.-A. Peter, "MEMS tunable silicon Fabry-Perot cavity," in *Optomechatronic Micro/Nano Devices and Components III.*, ser. Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, vol. 6717, oct 2007.
- [39] J. Masson, S. Bergeron, A. Poulin, N. Godbout, and Y.-A. Peter, "Tunable erbium doped fiber laser using a silicon micro-electro-mechanical fabry-perot cavity," *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, pp. 171–172, August 2007.
- [40] Y.-A. Peter, F. B. Koné, J. Masson, and N. Godbout, "Tunable micro-electromechanical grating in silicon," in *Optomechatronic Micro/Nano Devices and Components II.*, ser. Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, vol. 6376, nov 2006.

ANNEXE I

PUBLICATIONS DÉCOULANT DE CE TRAVAIL

- [37] R. St-Gelais, J. Masson, and Y.-A. Peter, "High resolution integrated microfluidic fabry-perot refractometer in silicon," in Optical MEMS and Nanophotonics, Freiburg, Germany, IEEE/LEOS, 2008.
- [38] J. Masson, F. B. Koné, and Y.-A. Peter, "MEMS tunable silicon Fabry-Perot cavity," in Optomechatronic Micro/Nano Devices and Components III. Proceedings of the SPIE, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Lausanne, Switzerland, vol. 6717, pp. 671705, Oct. 2007.
- [39] J. Masson, S. Bergeron, A. Poulin, N. Godbout, and Y.-A. Peter, "Tunable erbium doped fiber laser using a silicon micro-electro-mechanical fabry-perot cavity," International Conference on OpticalMEMS and Nanophotonics, Hualien, Taiwan, IEEE/LEOS, pp. 171172, August 2007.
- [40] Y.-A. Peter, F. B. Koné, J. Masson, and N. Godbout, "Tunable microelectromechanical grating in silicon," in Optomechatronic Micro/Nano Devices and Components II. Proceedings of the SPIE, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, vol. 6376, Nov. 2006.

3 articles de journaux sont à venir. Un article portant sur le laser, un autre sur le filtre optique et un dernier sur la microfabrication.

Un brevet complet est déposé aux États-Unis.

ANNEXE II

PROGRAMMES MATLAB UTILISÉS POUR LES SIMULATIONS DES SPECTRES DES RÉSEAUX DE BRAGG ET F-P

II.1 Calcul de la matrice de transfert totale

```
%*****
% Fichier : transmission_plot.m appelé par spectre.m
% Ce programme calcule le spectre de transmission d'un empilement de couches
% de différentes épaisseurs et de différents indices de réfraction par la
% méthode de matrice de transfert
%
% lambda est un vecteur contenant les longueurs d'onde auxquelles la transmission
% est calculée
% d est un vecteur contenant les épaisseurs de chaque couche
% n est un vecteur contenant les indices de réfraction de chaque couche
%
% Auteur : Jonathan Masson, été 2006
%*****

function [T]=transmission_plot(lambda, d, n)

ns=1 ; %indice du substrat
no=1 ; %indice du milieu incident

%conditions initiales
```

```

m11=1;
m12=0;
m21=0;
m22=1;
M = zeros(2,2*length(lambda));

```

```

% Cette boucle calcule la matrice de transfert M de tout le système de couche
% par la multiplication de chaque matrice m pour chaque couche : M=m3*m2*m1 ....
% Une boucle calcule une matrice m pour une couche mais à chaque lambda
for j=1 :length(n)

```

```

%déphasage
g=2*pi*n(j)*d(j)./lambda*103;

```

```

m11a=m11;
m12a=m12;
m21a=m21;
m22a=m22;

```

```

%matrice de transfert
M=[cos(g) i*sin(g)/n(j); i*n(j)*sin(g) cos(g)];

```

```

% multiplication des matrices M=m3*m2*m1...
m11=m11a.*M(1,1:length(lambda))+m21a.*M(1,length(lambda)+1:2*length(lambda));
m12=m12a.*M(1,1:length(lambda))+m22a.*M(1,length(lambda)+1:2*length(lambda));
m21=m11a.*M(2,1:length(lambda))+m21a.*M(2,length(lambda)+1:2*length(lambda));
m22=m12a.*M(2,1:length(lambda))+m22a.*M(2,length(lambda)+1:2*length(lambda));

```

end

%transmission en amplitude

$\tau = 2 \cdot n_o / ((m_{11} + m_{12} \cdot n_s) \cdot n_o + (m_{21} + m_{22} \cdot n_s))$;

$\tau_c = \text{conj}(\tau)$;

%transmission en intensité

$T = \tau \cdot \tau_c \cdot n_s / n_o$;

$T_{\log} = 10 \cdot \log(T)$;

%graphique

%plot(λ , T, 'k')

plot(λ , $T_{\log}$, 'k')

xlabel('Wavelength (nm)')

ylabel('Normalized transmittance')

title('Transmittance of a silicon Fabry-Perot filter')

II.2 Paramètres des couches à calculer

%*****

% Fichier : spectre.m

% Ce programme calcule le spectre de transmission d'un empilement de couches

% de différentes épaisseurs et de différents indices de réfraction par la

% méthode de matrice de transfert en appelant la fonction transmission_plot

%

% lamdba est un vecteur contenant les longueurs d'onde auxquelles la transmission

% est calculée

```

% d est un vecteur contenant les épaisseurs de chaque couche
% n est un vecteur contenant les indices de réfraction de chaque couche
%
% Auteur : Jonathan Masson, été 2006
%*****

% défini le vecteur lambda et sa résolution r
l1=1500;
l2=1600;
r=0.01;
lambda=l1 :r :l2;

% épaisseur des couches d'air
a1=1.55/4*5;
% épaisseur des couches de silicium
s1=a1/(3.45*5)*41;
% épaisseur de la cavité F-P s'il y a lieu
gap=3*1.55/2;

%vecteur d'indice de réfraction
n=[3.45 1 3.45 1 3.45 1 3.45 1 3.45];
%vecteur de l'empilement de couches
reseau=[s1 a1 s1 a1 s1 gap s1 a1 s1 a1 s1];
%trace les graphiques
hold on
%appelle la fonction transmission_plot qui fait le calcul des matrice de transfert
transmission_plot(lambda,reseau,n);
axis([l1 l2 -100 0])

```

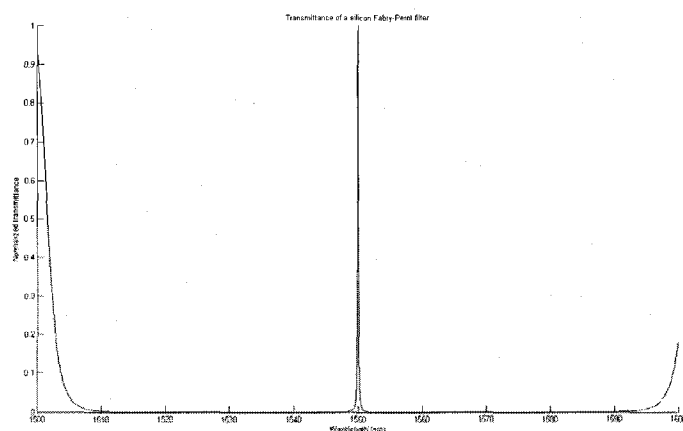



FIG. III.4 Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 5 2 3]. Les miroirs de Bragg sont composés de 3 couches de silicium d'ordre 21 et de 2 couches d'air d'ordre 5.

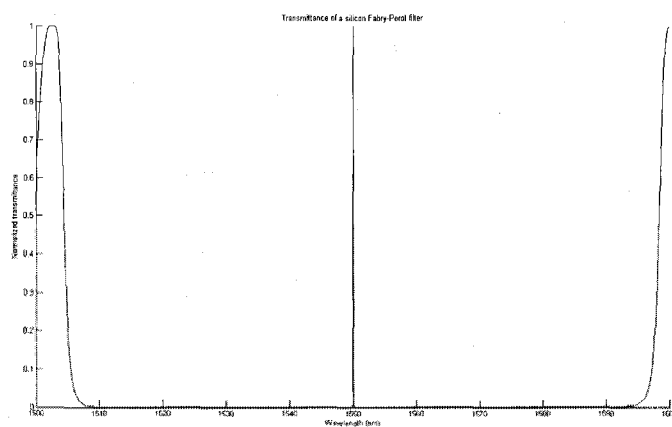


FIG. III.5 Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 5 2 4]. Les miroirs de Bragg sont composés de 4 couches de silicium d'ordre 21 et de 3 couches d'air d'ordre 5.

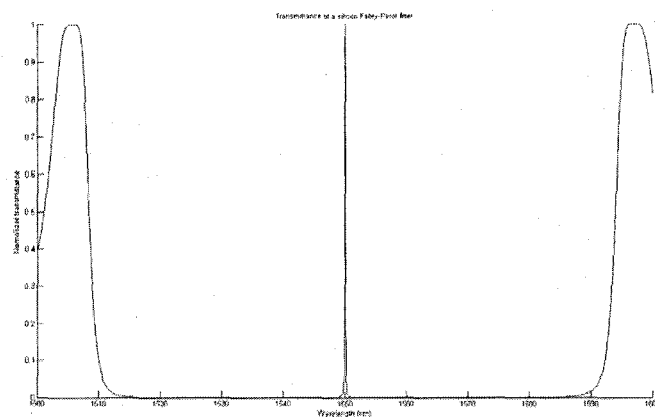


FIG. III.6 Transmission simulée d'un F-P d'ordre [21 11 8 3]. Les miroirs de Bragg sont composés de 3 couches de silicium d'ordre 21 mesurant $2,3587 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de 2 couches d'air d'ordre 11 mesurant $4,2625 \mu\text{m}$. La cavité F-P est d'ordre 8 et mesure $6,2000 \mu\text{m}$ de longueur.

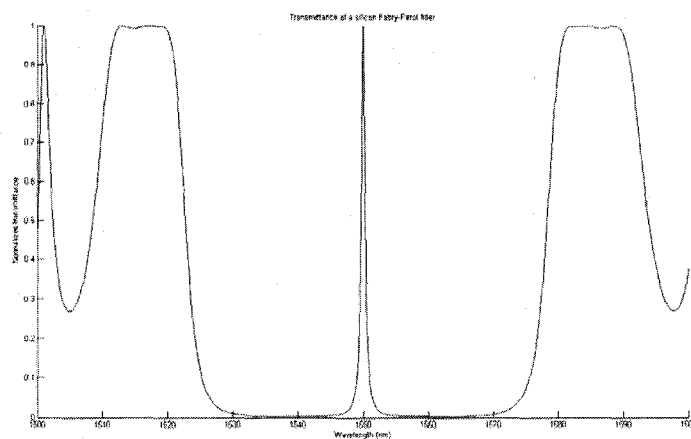


FIG. III.7 Transmission simulée d'un F-P d'ordre [41 11 8 2]. Les miroirs de Bragg sont composés de 2 couches de silicium d'ordre 41 mesurant $4,6051 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une couche d'air d'ordre 11 mesurant $4,2625 \mu\text{m}$.

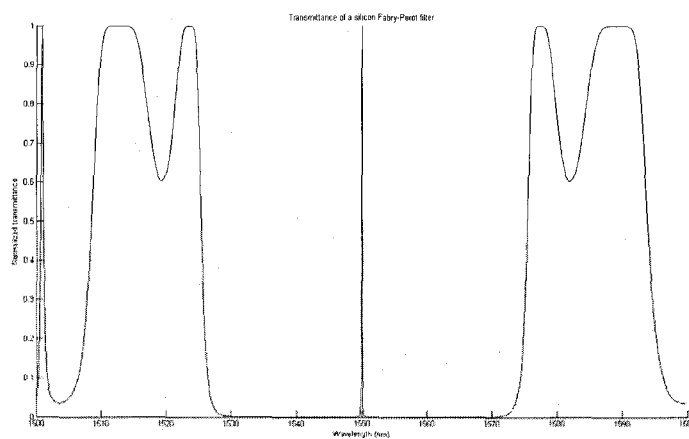


FIG. III.8 Transmission simulée d'un F-P d'ordre [41 11 8 3]. Les miroirs de Bragg sont composés de 3 couches de silicium d'ordre 41 et de 2 couches d'air d'ordre 11.

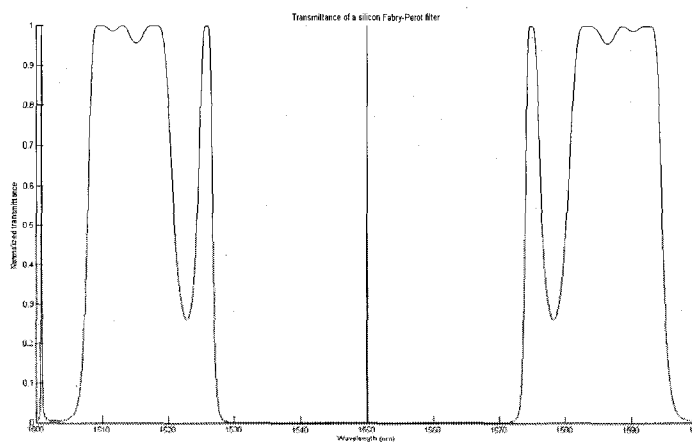


FIG. III.9 Transmission simulée d'un F-P d'ordre [41 11 8 4]. Les miroirs de Bragg sont composés de 4 couches de silicium d'ordre 41 et de 3 couches d'air d'ordre 11.

ANNEXE IV

AUTRES RÉSULTATS

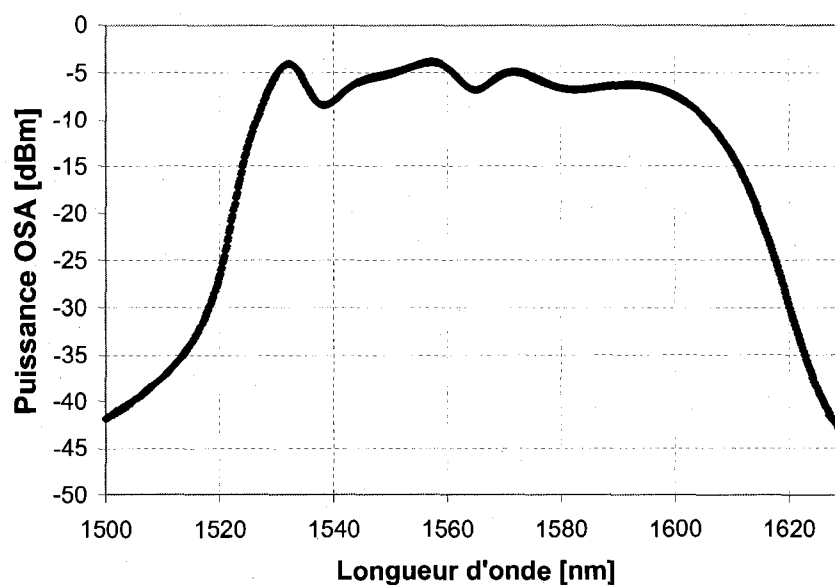


FIG. IV.1 Spectre de la source laser large bande Newport BBS-430 utilisé pour caractériser les dispositifs.

Le tableau IV.1 rassemble les données relatives à la caractérisation du laser. Il faut tout d'abord caractériser la puissance de la diode laser (à 1480 nm) en fonction du courant d'injection dans la diode. Ensuite, on injecte la pompe dans la fibre dopée du laser et on mesure la puissance à 1480 nm qui en sort. C'est la puissance non absorbée. On fait la différence entre la pompe injectée et la puissance non absorbée pour déduire la puissance absorbée par la fibre. Puis on mesure la puissance de sortie du laser à fibre.

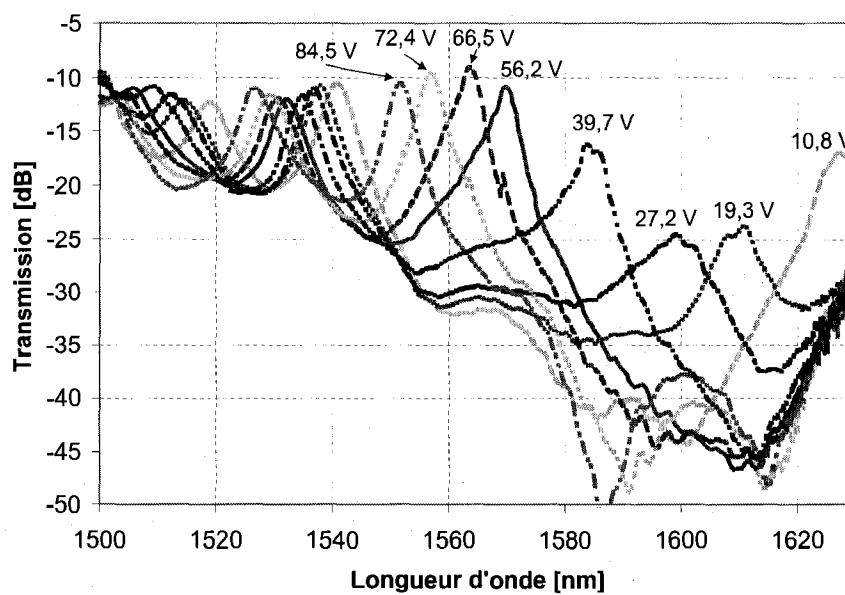


FIG. IV.2 Spectre d'un F-P de type [21 5 3 3] accordé.

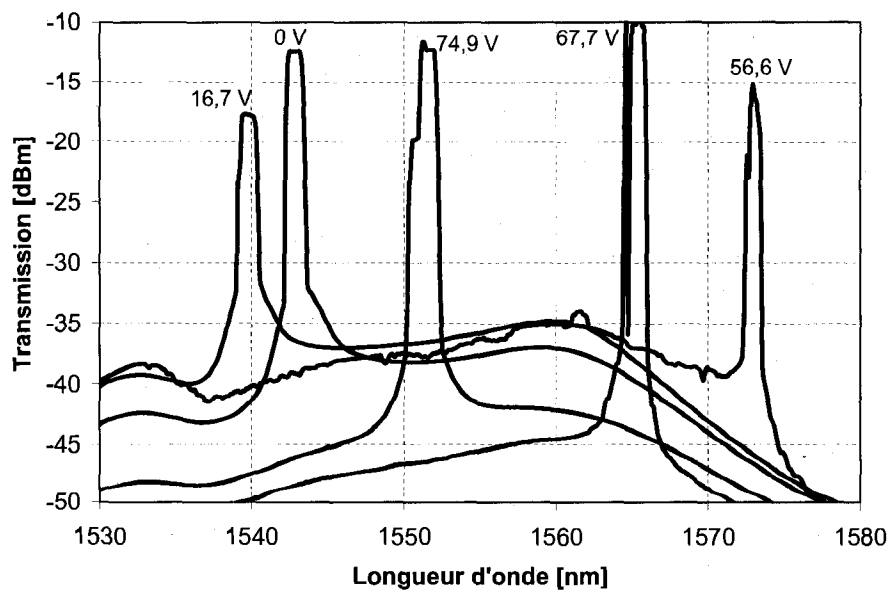


FIG. IV.3 Spectre d'émission du laser accordé par le filtre de la figure IV.2.

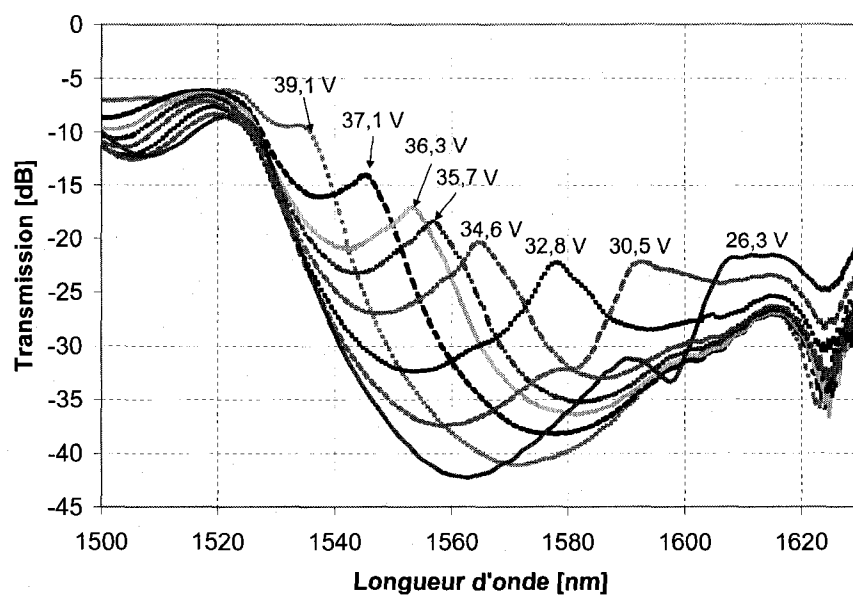


FIG. IV.4 Spectre d'un F-P de type [21 5 3 3] accordé et qui a été fabriqué avec des murs sacrificiels.

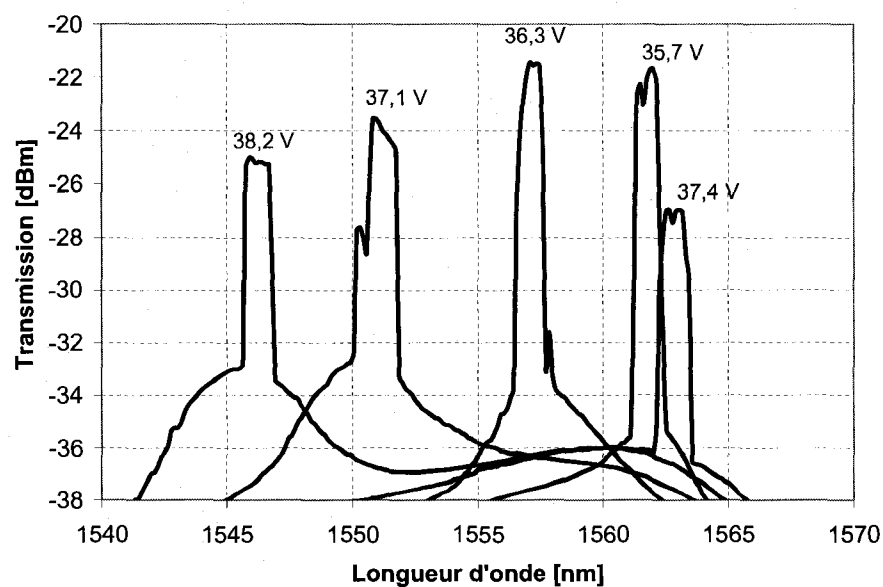


FIG. IV.5 Spectre d'émission du laser accordé par le filtre de la figure IV.4.

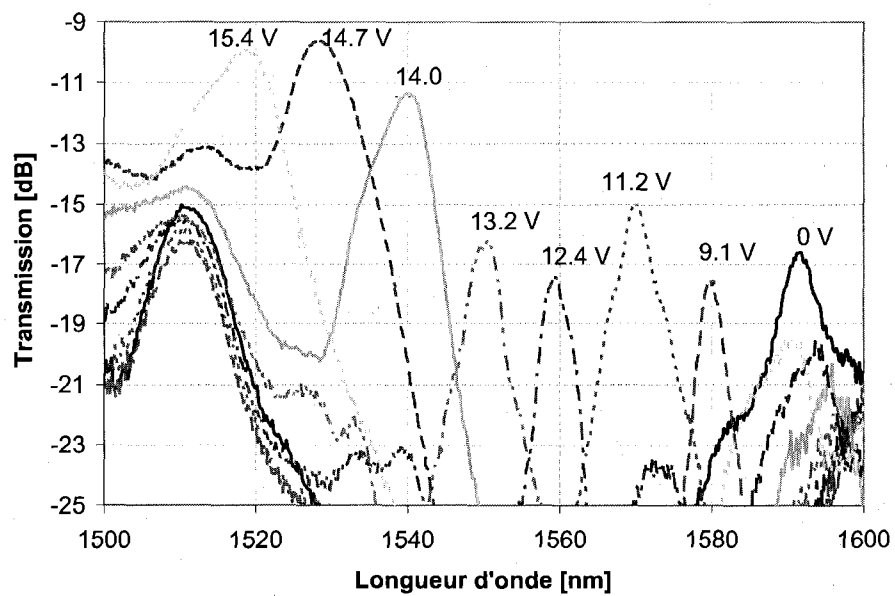


FIG. IV.6 Spectre d'un F-P de type [21 5 3 3] accordé.

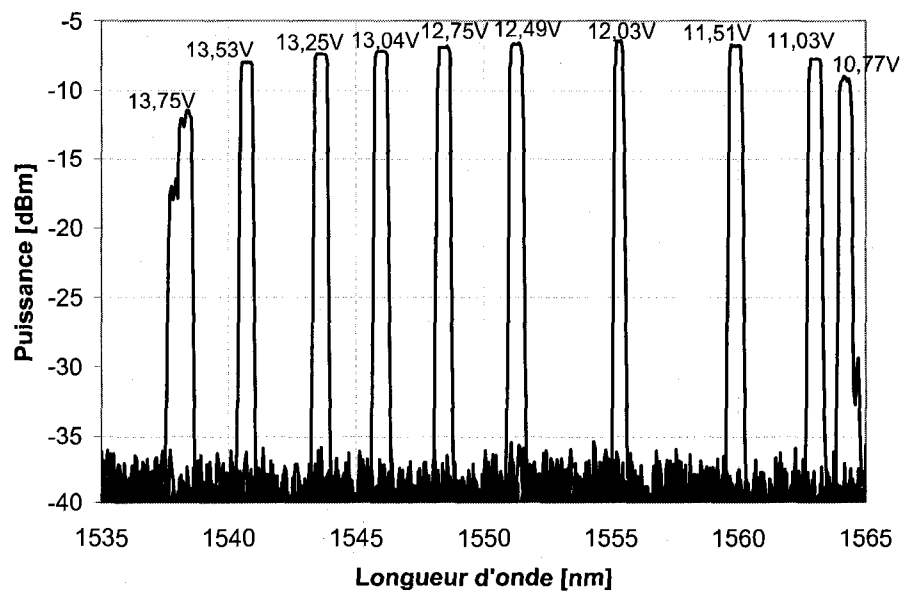


FIG. IV.7 Spectre d'émission du laser accordé par le filtre de la figure IV.6.

TAB. IV.1 Données relatives à la caractérisation du laser.

Courant d'injection dans la pompe (mA)	Puissance diode (mW)	Puissance pompe non absorbée (mW)	Puissance absorbée (mW)	Puissance laser (mW)
0	0	0	0	0
5	0.000699	0.000049	0.00065	0
10	0.002032	0.000061	0.001971	0
15	0.005196	0.000079	0.005117	0
20	0.0167	0.000103	0.016597	0.000016
25	0.327	0.00018	0.32682	0.000076
30	1.938	0.000387	1.937613	0.001342
40	5.013	0.001073	5.011927	0.003973
50	8.046	0.002948	8.043052	0.007029
60	11.07	0.0088	11.0612	0.01058
70	14.11	0.02674	14.08326	0.01503
80	17.18	0.0744	17.1056	0.02094
90	20.16	0.1667	19.9933	0.02933
100	23.21	0.3109	22.8991	0.04152
125	30.66	0.7577	29.9023	0.09167
150	38.00	1.223	36.777	0.1645
175	45.33	1.732	43.598	0.270
200	52.62	2.220	50.4	0.395
225	59.70	2.711	56.989	0.52
250	66.85	3.148	63.702	0.65
275	73.79	3.511	70.279	0.80
300	80.88	3.85	77.03	0.92
350	94.34	4.62	89.72	1.19
400	107.8	5.42	102.38	1.50
450	120.8	6.10	114.70	1.80