

Titre: Réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium pour le
Title: développement de microsystèmes optiques appliqués

Auteur: Alexandre Poulin
Author:

Date: 2012

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Poulin, A. (2012). Réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium pour le
Citation: développement de microsystèmes optiques appliqués [Mémoire de maîtrise,
École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/986/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/986/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Yves-Alain Peter, & Caroline Boudoux
Advisors:

Programme: Génie physique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

RÉSEAUX DE BRAGG VERTICAUX ACCORDABLES EN SILICIUM POUR
LE DÉVELOPPEMENT DE MICROSYSTÈMES OPTIQUES APPLIQUÉS

ALEXANDRE POULIN

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

(GÉNIE PHYSIQUE)

SEPTEMBRE 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

RÉSEAUX DE BRAGG VERTICAUX ACCORDABLES EN SILICIUM POUR LE
DÉVELOPPEMENT DE MICROSYSTÈMES OPTIQUES APPLIQUÉS

présenté par : POULIN Alexandre

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

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

M. MOUTANABBIR Oussama, Ph. D., président

M. PETER Yves-Alain, Dr. Sc., membre et directeur de recherche

Mme BOUDOUX Caroline, Ph. D., membre et codirectrice de recherche

M. IZQUIERDO Ricardo, Ph. D., membre

... Laissez dire les sots ; le savoir a son prix.

Jean de La Fontaine

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche Yves-Alain Peter de m'avoir permis de m'impliquer en recherche dès ma première année universitaire, pour m'avoir donné l'opportunité de découvrir et d'approfondir l'univers de la micro-fabrication, pour son support et son encadrement constant ainsi que pour les nombreuses opportunités qui m'ont été offertes afin de m'impliquer et de participer à différents événements scientifiques internationaux.

Je tiens également remercier ma co-directrice de recherche Caroline Boudoux pour m'avoir permis de découvrir le domaine de l'imagerie biomédicale ainsi que pour son support et son encadrement dans le développement de la source laser accordable.

Je voudrais également remercier tous les membres passés et présents du Laboratoire de Microphotonique avec qui j'ai eu la chance de travailler. Un merci particulier à Raphaël St-Gelais de m'avoir permis d'utiliser le modèle optique développé dans le cadre de son doctorat ainsi que pour ses précieux conseils. Merci à Didier Nadeau pour l'étude des effets de la lumière sur nos microsystèmes. De plus, merci à Nadir Goulamhousen du Laboratoire d'Optique Diagnostique pour l'amplificateur à semi-conducteur et les différentes pièces empruntés pour le montage du laser accordable. Merci également à toute l'équipe du Laboratoire de Micro-Fabrication, tout particulièrement à Philippe Vasseur et Christophe Clément pour leur support toujours très pédagogique. Merci à Guchuan Zhu du département de Génie Électrique pour son temps et ses précieux conseils sur la conception et le contrôle de micro-actionneurs. Merci à Ali Laurent Eichenberger de l'Office Fédérale de Métrologie pour l'accueil et pour l'encadrement. Merci à Philippe Fluckiger et toute l'équipe du CMi de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne pour l'accueil et le support en salle blanche. Merci à Luc Thévenaz de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne pour avoir gracieusement mis à ma disposition ses installations de recherche.

Finalement, merci à ma famille et mes amis pour leur support inconditionnel.

RÉSUMÉ

Ce mémoire porte sur la conception de réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium pour le développement de microsystèmes optiques. Les travaux de recherche présentés ont été effectués dans le cadre de deux projets menés par le Laboratoire de Microphotonique en collaboration respectivement avec l'Office Fédérale de Métrologie (METAS) suisse et le Laboratoire d'Optique Diagnostique et d'Imagerie (LODI). L'objectif de ces collaborations est de concevoir des microsystèmes optiques appliqués, c'est-à-dire répondant à des besoins et des problématiques précises, à partir de l'expertise du Laboratoire de Microphotonique dans le domaine des réseaux de Bragg verticaux en silicium.

La collaboration avec le METAS a pour objectif d'étudier le potentiel des réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium dans le développement de microbalances de haute précision. Plus précisément, des masses situées entre 10 mg et 10 g sont ciblées. La dimension d'un tel échantillon peut facilement atteindre l'ordre du cm^3 ce qui s'avère généralement problématique pour les microsystèmes. La microbalance optique proposée est basée sur une cavité Fabry-Pérot accordable. Lorsqu'une force externe est appliquée sur le dispositif, la longueur de la cavité est modifiée et il en résulte un décalage spectral au niveau de sa résonance optique. La force appliquée peut être déterminée à partir de l'amplitude du décalage spectral observé. La microbalance a été fabriquée et caractérisée avec succès. Des sensibilités expérimentales allant de 0.51 nm/mN à 67.69 nm/mN et des résolutions absolues allant de 0.15 μN à 19.61 μN sont rapportées. La résolution relative maximale du senseur est inférieure à 100 ppm.

La microbalance optique présentée est basée sur un design dans le plan. Ce type de design simplifie le procédé de fabrication et facilite l'alignement optique. L'épaisseur du substrat limite cependant la taille de la zone de charge. Afin de s'affranchir de cette limitation, un système permettant de transférer dans le plan une force ou un déplacement hors-plan a été développé. Ce système de translation est basé sur un condensateur formée par deux peignes inter-digités possédant chacun un seul degré de liberté, l'un hors-plan et l'autre dans le plan. Tout déplacement vertical au niveau du premier peigne induit un déplacement horizontal proportionnel au niveau du second peigne. Comme preuve de concept, le système de translation a été implémenté dans le design d'une seconde génération de microbalances. Des dispositifs possédant une zone de charge de 1 mm^2 ont été fabriqués et caractérisés avec succès. Les résultats

expérimentaux présentés démontrent le fonctionnement du système de translation. Un déplacement vertical de $1.7 \mu\text{m}$ a été transféré en un déplacement horizontal de $0.26 \mu\text{m}$.

La collaboration avec le LODI a pour objectif de développer une source laser accordable pour la tomographie optique cohérente. Les sources MEMS actuellement disponibles ont l'avantages d'être de petites tailles et peu dispendieuses. Cependant, contrairement aux technologies alternatives, elles présentent une évolution spectrale non-linéaire. La source développée dans le cadre de ce travail réunit les avantages des différentes technologies actuellement disponibles. Un filtre Fabry-Pérot accordable, formé d'un actionneur électrostatique et de miroirs de Bragg verticaux en silicium, est fabriqué et caractérisé. Sa résonance optique, située près de 1300 nm , est accordée sur plus de 30 nm sous une tension de 116 V . Les résultats expérimentaux démontrent que l'évolution spectrale du filtre peut suivre tout signal de forme arbitraire dont les composantes fréquentielles sont inférieures à 30 kHz . Le filtre est utilisé comme cavité externe dans la conception d'un laser accordable à semi-conducteur. Deux lasers basés sur deux filtres différents sont présentés. Le premier laser, centré à 1310 nm , est accordé sur 25 nm sous une tension de 80 V . Le second laser, centré à 1280 nm , est accordé sur 15 nm sous une tension de 50 V . La largeur à mi-hauteur de l'émission laser est inférieure à 0.06 nm .

ABSTRACT

This master thesis presents the development of applied optical microsystems based on tunable vertical silicon Bragg gratings. This work was realized within the frame of two collaborations initiated by the Microphotonics Laboratory respectively with the Federal Office of Metrology (METAS) and the Laboratory of Optical Diagnosis and Imagery (LODI). The main objective of these collaborations is to use the expertise of the Microphotonics Laboratory in tunable vertical silicon Bragg gratings in order to develop optical microsystems which address specific needs and technical issues.

The objective of the collaboration with the METAS is to study the potential of tunable vertical silicon Bragg gratings in the development of high precision microbalances for macro samples. More precisely, masses ranging from 10 mg to 10 g are targeted. The dimension of such samples can easily go up to a few cm^3 . The optical microbalance we propose is based on a tunable Fabry-Perot cavity. When an external force is applied on the device, the length of the cavity is modified which results in a spectral shift of its optical resonance. The applied force can then be determined from the amplitude of the spectral shift observed. The microbalance was successfully fabricated and characterized. Sensibilities ranging from 0.51 nm/mN to 67.69 nm/mN and absolute resolutions ranging from 0.15 μN to 19.61 μN are reported. The maximum relative resolution of the sensor is below 100 ppm.

The optical microbalance we developed is based on an in-plane design. This type of design simplifies the fabrication process and eases the optical alignment. However, the thickness of the substrate limits the area of the load patch. In order to free oneself of this limitation, a vertical to horizontal motion translation system was developed. This translation system is based on a capacitor formed by two interdigitated combs exhibiting perpendicular degrees of freedom. The out-of-plane displacement of the first comb induces a proportional in-plane displacement of the second comb. As a proof of concept, the translations system is implemented in the design of a second generation of optical microbalances. Devices exhibiting a 1 mm^2 load patch were successfully fabricated and characterized. The experimental results validate the working principle of the translation system. A vertical $1.7 \mu\text{m}$ motion was transferred into a $0.26 \mu\text{m}$ horizontal displacement.

The objective of the collaboration with the LODI is to develop a tunable laser for optical coherence tomography. The available MEMS sources are small and cheap. However, unlike alternatives technologies, their spectral evolution is not linear. The source we developed within the frame of this collaboration allows combining the advantages of available technologies. A tunable Fabry-Perot filter, formed by a comb drive actuator and vertical silicon Bragg mirrors, is fabricated and characterized. Its optical resonance, located around 1300 nm, is tuned over more than 30 nm under a 116 V potential difference. The experimental results show that the spectral evolution of the filter can follow any arbitrary signal which frequency components are below 30 kHz. The filter is used as an external cavity in the development of a tunable semi-conductor laser. Two lasers based on two different filters are presented. The first laser, centered at 1310 nm, is tuned over 25 nm under an 80 V potential difference. The second laser, centered at 1280 nm, is tuned over 15 nm under a 50 V potential difference. The full width at half maximum of the laser emission is below 0.06 nm.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT	VII
TABLE DES MATIÈRES	IX
LISTE DES TABLEAUX.....	XIII
LISTE DES FIGURES	XIV
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVIII
LISTE DES ANNEXES	XIX
INTRODUCTION.....	1
Réseaux de Bragg verticaux en silicium	2
Microbalance optique	3
Laser accordable pour la tomographie optique cohérente.....	4
Organisation générale du document	6
CHAPITRE 1 THÉORIE.....	8
1.1 Méthode des matrices de transfert.....	8
1.2 Miroir de Bragg	13
1.3 Cavités Fabry-Pérot.....	16
1.4 Actionneurs électrostatiques	19
1.4.1 Actionneurs à plaques parallèles	19
1.4.2 Actionneurs à peignes inter-digités	22
1.4.3 Configuration Push-Pull.....	23
1.5 Amplificateur à semi-conducteur	25

CHAPITRE 2	FABRICATION	29
2.1	Préparation du substrat	30
2.2	Photolithographie	31
2.2.1	Photo-résine.....	31
2.2.2	Étalement.....	31
2.2.3	Exposition.....	32
2.2.4	Développement.....	34
2.2.5	Paramètres et résultats expérimentaux	34
2.3	Gravure du silicium.....	35
2.3.1	Gravure ionique réactive profonde.....	35
2.3.2	Paramètres de gravure et résultats expérimentaux	38
2.4	Nettoyage de la résine et libération des structures	43
2.4.1	Nettoyage	43
2.4.2	Gravure HF.....	44
2.4.3	Séchage supercritique.....	45
CHAPITRE 3	MEMS TUNABLE ASYMMETRIC FABRY-PEROT CAVITY FOR HIGH PRECISION WEIGHING OF MACRO SAMPLES	47
3.1	Introduction	47
3.2	Design and fabrication	49
3.2.1	Working principle	49
3.2.2	Optical design.....	50
3.2.3	Mechanical design.....	52
3.2.4	Fabrication.....	53
3.3	Results and discussion.....	55
3.3.1	Experimental setup.....	55

3.3.2	Opto-mechanical characterisation	57
3.3.3	Resolution and stability	59
3.4	Conclusion.....	61
CHAPITRE 4 SYSTÈME DE TRANSLATION		62
4.1	Principe de fonctionnement du système de translation	62
4.2	Design de la microbalance	64
4.3	Caractérisation expérimentale de la microbalance.....	66
4.3.1	Résultats expérimentaux	66
4.3.2	Discussion	69
4.4	Conclusion.....	70
CHAPITRE 5 LASER ACCORDABLE		71
5.1	Design et optimisation paramétrique du filtre.....	71
5.1.1	Design optique.....	72
5.1.2	Design électromécanique	75
5.2	Résultats expérimentaux	82
5.2.1	Caractérisation des filtres Fabry-Pérot accordables	83
5.2.2	Caractérisation des lasers accordables	85
5.2.3	Discussion	88
5.3	Conclusion.....	90
CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE		91
6.1	Microbalance optique.....	91
6.2	Système de translation.....	91
6.3	Laser accordable.....	92
CONCLUSION		93

RÉFÉRENCES..... 95

ANNEXES 101

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Paramètres et résultats expérimentaux de l'étape de photolithographie	35
Tableau 2.2 : Paramètres et résultats expérimentaux de la gravure DRIE.	39
Tableau 2.3 : Paramètres du plasma d'oxygène.	43
Table 3.1 : Devices optical parameters	52
Table 3.2 : Devices structural variations	53
Table 3.3 : Deep Reactive Ion Etching parameters	54
Table 3.4 : Devices configurations and experimental results.....	59
Tableau 4.1 : Paramètres de design de la microbalance intégrant le système de translation.	66
Tableau 4.2 : Réponse spectrale de la microbalance et déplacements correspondants.	69
Tableau 5.1 : Limites inférieure et supérieure sur les paramètres de design optique.....	75
Tableau 5.2 : Détails des différentes configurations d'actionneurs intégrées sur le masque de fabrication.....	81

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Champ électromagnétique dans une succession arbitraire de couches minces.....	9
Figure 1.2 : Succession de couches de type quart d'onde.	14
Figure 1.3 : Réflexion des miroirs de Bragg en fonction du nombre de couches.	15
Figure 1.4 : Schéma d'une cavité de type Fabry-Pérot.	16
Figure 1.5 : Réponse spectrale typique d'une cavité Fabry-Pérot. Décalage spectral de la résonance d'ordre i	19
Figure 1.6 : a) Schéma d'un actionneur à plaques parallèles. b) Forces mécanique et électrique en fonction du déplacement. c) Condition d'équilibre des forces. (Adaptée de [27])	20
Figure 1.7 : Schéma d'un actionneur à peignes-interdigités	22
Figure 1.8 : Schéma d'un actionneur à peignes inter-digités en configuration <i>push-pull</i>	24
Figure 1.9 : a) Processus fondamentaux entre la lumière et un système à deux niveaux énergétiques. b) Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct. (Adaptée de [28]) .	25
Figure 1.10 : a) Diagramme de bandes d'énergie d'une jonction pn à l'équilibre thermique. b) Diagramme de bandes d'énergie d'un jonction pn en polarisation directe. (Adaptée de [28])	26
Figure 1.11 : a) Schéma d'un amplificateur à semi-conducteur. b) Diagramme de bandes d'énergie d'une hétéro jonction en polarisation directe. (Adaptée de [28]).....	27
Figure 2.1 : Schéma du procédé de micro-fabrication.	29
Figure 2.2 : a) Chambre ICP utilisée pour la gravure DRIE b) Procédé DRIE de type Bosch. Tirés de l'article <i>Developments in advanced silicon etching techniques by STS Systems</i> [35].....	37
Figure 2.3 : Vues en coupe au MEB tranchées d'ouvertures différentes gravées par DRIE.	40
Figure 2.4 : Vue en coupe au MEB montrant les détails du haut des parois de gravure.....	41
Figure 2.5 : a) Topographie de la paroi d'une tranchée de faible ouverture mesurée à l'aide d'un interféromètre à lumière blanche. b) Vue à 60° au MEB de la paroi d'une tranchée de grande ouverture.....	41

Figure 2.6 : Exemple de <i>Black silicon</i> pouvant être observé dans le fonds des tranchées.....	42
Figure 2.7 : Effet du bombardement ionique sur la résine lors d'une gravure DRIE.	44
Figure 2.8 : Diagramme de phase du dioxyde de carbone (Adaptée de [37]).....	45
Figure 3.1 : a) Schematic of the proposed device with b) a close-up view of the optical cavity. The parameters d_{Air} and d_{Si} respectively correspond to the width of the air and silicon layers. The parameter d_{Gap} corresponds to the length of the FP cavity.	49
Figure 3.2 : Schematic of the device after the a) photolithography, b) DRIE and c) release steps. The upper and lower images respectively present side and top views of the device through its three fabrication steps. The side views are along the dotted lines visible in the lower images.....	54
Figure 3.3 : Scanning electron microscopy image of a fabricated device. The right inset shows a close-up view of the asymmetric FP cavity. The left inset shows that the bottom of the first mirror has been etched due to a slight non verticality of the process.	55
Figure 3.4 : Schematic of the experimental setup. It is composed of three main sections, dedicated to the monitoring of the spectral response, the fine alignment of the different components and the interaction between the macroscopic samples and the microscopic sensor.	56
Figure 3.5 : Superposition of multiple spectra showing the sensor response under increasing loads. The device is based on the structural variation $S2$ and its entrance mirror is a Bragg reflector.	57
Figure 3.6 : Spectral shift of the resonance under increasing loads. The slope of the linear regression gives a sensitivity of 11.56 nm/mN. The device is based on the structural variation $S2$ and its entrance mirror is a Bragg reflector.....	58
Figure 3.7 : Evolution of the resonance central position (extracted from polynomial regressions of different degrees) over time. It appears, from the standard deviation of the results, that the position of the resonance can be determined with a precision of 0.01 nm.	60
Figure 4.1 : Vues en coupe (gauche) et de dessus (droite) montrant le système de translation a) hors-tension (non fonctionnel) et b) sous tension (fonctionnel). c) Le déplacement hors- plan induit par une force externe est d) transféré dans le plan par le système.	63

Figure 4.2 : Image MEB de la microbalance optique intégrant le système de translation.....	64
Figure 4.3 : Images MEB montrant les détails a) du système de translation et b) de la cavité FP formant la microbalance optique.....	65
Figure 4.4 : Schéma du montage expérimental utilisé pour la caractérisation des dispositifs.....	67
Figure 4.5 : Superposition de spectres qui montre le décalage spectrale de la cavité FP asymétrique en fonction du déplacement vertical de la zone de charge.	68
Figure 5.1 : Design du filtre Fabry-Pérot accordable.....	71
Figure 5.2 : Transmission d'un filtre FP de configuration 5-11-3-3.....	72
Figure 5.3 : a) Spectre de gain de l'amplificateur à semi-conducteur (BOA1017S, Thorlabs) utilisé dans le montage laser. b) Spectre de transmission corrigée du filtre FP de configuration 5-11-3-3.	73
Figure 5.4 : Transmission corrigée d'un filtre FP de configuration 5-11-3-2.....	74
Figure 5.5 : Transmission corrigée d'un filtre FP de configuration 5-11-20-2.....	74
Figure 5.6 : a) Section suspendue de l'actionneur. b) Vue en coupe de l'actionneur. c) Détail d'un des peignes inter-digités définis au niveau de la poutre centrale de l'actionneur.	76
Figure 5.7 : Fréquence naturelle de l'actionneur en fonction de la longueur des ressorts.	77
Figure 5.8 : Réponse d'un dispositif en fonction de la fréquence d'actionnement.	78
Figure 5.9 : Premier mode de résonance de l'actionneur. $f=40$ kHz.....	79
Figure 5.10 : Second mode de résonance de l'actionneur. $f=128$ kHz.....	79
Figure 5.11 : Réponse simulée d'un actionneur pour les modes conventionnel (trait plein) et <i>push-pull</i> (trait pointillé).	80
Figure 5.12 : Guide de design pour actionneurs à peignes inter-digités en configuration <i>push-pull</i>	81
Figure 5.13 : Image MEB d'un filtre Fabry-Pérot accordable.	82
Figure 5.14 : Déplacement d'un actionneur de configuration <i>M4</i> en fonction de la tension d'actionnement pour les configurations conventionnelle et <i>push-pull</i>	83

Figure 5.15 : Amplitude du déplacement d'un actionneur de configuration <i>M2</i> en fonction de la fréquence d'actionnement.	84
Figure 5.16 : Réponse d'une cavité FP de configuration 9-19-9-2 pour différentes tensions d'actionnement.	85
Figure 5.17 : Détails du montage laser.	86
Figure 5.18 : Réponse du premier laser pour différentes tensions d'actionnement (0 V à 80 V). .	86
Figure 5.19 : Réponse du deuxième laser pour différentes tensions d'actionnement (0 V à 50 V).	87
Figure 5.20 : Spectre haute résolution du deuxième laser pour une tension d'actionnement de 15 V.	88

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

BOX	Couche d'oxyde enfouie
DGB	Réseau de Bragg distribué
DI	Dé-ionisée
DRIE	Gravure ionique réactive profonde
EDFA	Amplificateur à fibre dopée à l'erbium
OCT	Tomographie optique cohérence
FP	Fabry-Pérot
FSR	Intervalle spectral libre
FWHM	Largeur à mi-hauteur
ICP	Plasma à couplage inductif
LODI	Laboratoire d'Optique Diagnostique et d'Imagerie
MEB	Microscope Électronique à Balayage
MEMS	Microsystème électromécanique
METAS	Office fédérale de métrologie
OSA	Analyseur de spectre optique
PPM	Parties par million
RIE	Gravure ionique réactive
RMS	Moyenne quadratique
RPM	Rotations par minutes
SI	Système International d'unités
SOA	Amplificateur à semi-conducteur
SOI	Silicium sur isolant
UV	Ultraviolet

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I – Liste des publications	101
---	-----

INTRODUCTION

Les microsystemes ont grandement évolué depuis leur apparition au début des années 1970. Initialement empruntés au secteur de la microélectronique, les matériaux et les procédés utilisés se sont développés et se sont multipliés afin de répondre aux nouveaux besoins du secteur des microsystemes. Les techniques de micro-fabrication permettent une production à grande échelle et à faible coût. De plus, elles permettent la miniaturisation de technologies existantes, facilitant ainsi leur intégration dans des dispositifs portables. Les avantages de la miniaturisation ne se limitent cependant pas qu'aux gains en termes de dimension et de coût de fabrication. Certains phénomènes physiques, non-observables à l'échelle macroscopique, deviennent des facteurs dominant à l'échelle microscopique. Cette réalité ouvre la porte à un grand nombre de nouvelles technologies basées sur des effets jusqu'alors difficiles ou impossibles à exploiter. Les applications des microsystemes étant très vastes, un certain nombre de sous-domaines ce sont développés. Premièrement, on trouve les microsystemes électromécaniques (MEMS). Ils comportent des sections mobiles et utilisent l'électricité comme source d'énergie afin de générer (actionneurs) ou de mesurer (senseurs) leurs déplacements. Deuxièmement, on retrouve les microsystemes optiques. Ils peuvent comporter différent éléments destinés à exploiter ou à modifier les propriétés d'un faisceau incident. Finalement, on trouve les microsystemes fluidiques. Ils intègrent des micro-canaux permettant de transporter et d'effectuer un certain nombre d'action sur un fluide. Évidemment, il s'agit de sous-domaines très vastes incluant chacun un nombre important, et sans cesse grandissant, de technologies. De plus en plus de dispositifs se situent à leurs intersections, exploitant ainsi au maximum le potentiel des micro-technologies.

Ce mémoire porte sur la conception de réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium pour le développement de microsystemes optiques appliqués. Il détaille la conception de trois dispositifs basés sur des cavités accordables de type Fabry-Pérot. Ces dispositifs ont été développés dans le cadre de deux projets respectivement menés par le Laboratoire de Microphotonique en collaboration avec l'Office Fédérale de Métrologie (METAS) suisse et le Laboratoire d'Optique Diagnostique et d'Imagerie (LODI) de l'École Polytechnique de Montréal. L'objectif de ces collaborations était de développer de nouvelles applications pour les réseaux de

Bragg verticaux en silicium et de concevoir des microsystemes optiques appliqués, c'est-à-dire répondant à des besoins et des problématiques précises.

Réseaux de Bragg verticaux en silicium

Le Laboratoire de Microphotonique possède une expertise couvrant les trois principaux sous-domaines des microsystemes. Il a entre autre développé un savoir-faire unique dans la conception de réseaux de Bragg verticaux en silicium. Les réseaux de Bragg correspondent à une succession de couches minces d'épaisseur et d'indice de réfraction différents. Ce type de structure permet de concevoir différents filtres allant du simple miroir au sélecteur de longueur d'onde. On le qualifie d'accordable si sa réponse spectrale, suite aux étapes de fabrication, peut être modifiée de façon dynamique et réversible. L'indice de réfraction des couches alterne périodiquement d'un indice élevé à un indice faible. L'épaisseur des couches est déterminée en fonction de la longueur d'onde d'intérêt et du genre filtre désiré. Les techniques de micro-fabrication permettent de réaliser ce type de structure en gravant des tranchées verticales dans un substrat de silicium, définissant ainsi une succession de couches de silicium et d'air. L'utilisation d'un réseau de Bragg peut prendre plusieurs formes. Il peut par exemple définir une cavité Fabry-Pérot (FP), formée par la combinaison de deux miroirs. Sa réponse spectrale est déterminée par l'épaisseur de la couche séparant les miroirs. Ce type de cavité présente des pics de transmission très étroits aux résonances ce qui en fait un excellent candidat pour des applications de sélecteur de longueur d'onde ou de senseur.

Les réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium font l'objet de recherche depuis maintenant près de 10 ans [1]. Ils permettent de former des cavités dont l'axe optique se trouve dans le plan du substrat. Les cavités dans le plan, par opposition aux cavités hors-plan [2], simplifient le procédé de fabrication ainsi que l'alignement optique. Une autre alternative serait l'utilisation de réseaux de Bragg fibrés [3]. Ce type de cavité, quoi que très performant d'un point de vue optique, est cependant plus complexe à accorder. Les variations entre les différents réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium rapportés dans la littérature se situent principalement à trois niveaux. Premièrement, trois différentes techniques de gravure profonde sont rapportées soit : la gravure chimique anisotrope du KOH en milieu aqueux [4] ainsi que les gravures ioniques réactives profondes (DRIE) de type cryogénique [5] et Bosch [6] [7]. Les gravures KOH et DRIE cryogénique sont plus complexes à réaliser. Elles permettent cependant

de minimiser la rugosité des parois de gravure. Ce paramètre est particulièrement important étant donné que ces parois sont utilisées comme surfaces optiques. Deuxièmement, différentes techniques ont été exploitées afin d'accorder les cavités. Une première approche exploite l'effet thermo-optique [1]. Cette technique limite la gamme dynamique et la vitesse d'actionnement. Par conséquent, la quasi-majorité des cavités sont accordées par actionnement électrostatique de l'un des miroirs. Troisièmement, certains designs utilisent des guides d'onde afin de confiner la lumière selon trois dimensions. [1] [5] Dans les configurations optiques en espace libre, la lumière n'est confinée que selon une dimension (i.e. par les miroirs plans) [4] [6] [7] ou deux dimensions (i.e. par les miroirs courbes) [8].

Microbalance optique

Le premier projet a été mené en collaboration avec le METAS dont l'une des divisions travaille sur l'expérience de la balance de Watt [9]. Cette expérience vise à redéfinir le kilogramme. Il s'agit de la seule unité de base du Système International (SI) encore défini par un étalon matériel [10]. Il a été observé que sa masse varie légèrement dans le temps. Ces variations ne sont pas totalement comprises et ne peuvent donc pas être prédites. L'instabilité de cet étalon ainsi que l'interdépendance des définitions de certaines unités de bases affectent la précision de l'ensemble du SI. C'est donc afin d'assurer la stabilité du SI que les métrologistes tentent depuis maintenant plus de 30 ans de relier le kilogramme à une ou plusieurs constantes fondamentales de la Physique. L'une des approches étudiées, l'expérience de la balance de Watt, permet de relier le kg à la constante de Planck h . Dans le cadre de cette expérience, différents senseurs de force sont utilisés afin de calibrer et de contrôler certains éléments de son montage. Certains de ces senseurs doivent répondre à des critères particuliers que les technologies actuelles ont quelques fois de la difficulté à rencontrer. L'objectif de cette collaboration est d'étudier le potentiel des réseaux de Bragg verticaux accordable en silicium dans le cadre de mesures de haute précision sur des échantillons aux dimensions macroscopiques. Plus précisément, des échantillons dont les masses sont situées entre 10 mg et 10 g sont ciblés. Les dimensions de tels échantillons peuvent facilement atteindre l'ordre du cm^3 ce qui s'avère généralement problématique dans le cas des microsystèmes dont les dimensions sont de deux à trois ordres de grandeur inférieurs.

Deux dispositifs ont été développés dans le cadre de ce projet. Le premier, une microbalance optique, sera présenté sous forme d'article. Une revue de littérature sur les senseurs de force peut

être trouvée dans la première section de cette publication. Le second dispositif permet de transférer dans le plan une force ou un déplacement appliqué perpendiculairement au substrat. Il a été développé afin de faciliter l'intégration de la microbalance optique et de maximiser les dimensions de sa zone de charge. En effet, les designs conventionnels sont généralement limités à un (design hors plan) ou deux (design dans le plan) degrés de liberté. Les configurations hors plan limitent la flexibilité du design alors que les configurations dans le plan limitent grandement les dimensions de la zone d'interaction. L'utilisation d'un système de translation permet d'intégrer une dimension supplémentaire ouvrant ainsi la porte à de nouveaux designs, plus performants et mieux adaptés à leur environnement.

Les technologies MEMS permettant de transférer un déplacement vertical en un déplacement horizontal sont très limitées. Il en existe essentiellement deux. La première, plus connue, est utilisée dans le développement de MEMS auto-assemblés. Il s'agit des actionneurs de type *scratch and drive*. [11] Cette technique, basée sur un procédé itératif et discret, permet de grands déplacements. Elle est cependant mal adaptée pour le développement de senseurs. Une deuxième technologie, moins répandue, est basée sur un concept purement mécanique [12]. Une poutre en porte à faux possédant des parois non verticales est utilisée comme zone de charge. Lorsqu'une force externe y est appliquée, la poutre se déplace vers le substrat et l'une de ses parois entre en contact avec une structure sous-jacente. Le déplacement, initialement hors-plan, est alors partiellement transféré dans le plan. Le ratio entre les composantes horizontale et verticale du déplacement résultant est déterminé par l'angle des parois de la poutre suspendue. Contrairement aux actionneurs de type *scratch and drive*, cette technique permet un déplacement continu. Elle implique cependant le contact et donc la friction entre différentes sections de silicium. De plus, la taille relative de la zone de charge est faible par rapport aux dimensions totales du système. C'est la structure permettant la translation du déplacement qui limite la taille du dispositif. Le système de translation présenté dans le cadre de ce travail se veut une alternative à ces deux technologies. Son principe de fonctionnement permet un déplacement continu et n'implique aucune friction. Il est donc particulièrement bien adapté aux applications de senseurs.

Laser accordable pour la tomographie optique cohérente

Le deuxième projet a été mené en collaboration avec le LODI. Un des axes de recherche de ce laboratoire est le développement de systèmes d'imagerie basés sur la tomographie optique

cohérente dans le domaine de Fourier (FD-OCT) [13]. Cette technique d'imagerie 3D est principalement utilisée dans le domaine médical [14]. Une des approches pour réaliser un appareil FD-OCT nécessite un laser accordable typiquement centré à 1300 nm pouvant être accordé sur au moins 100 nm. Ces paramètres maximisent la profondeur de champ du système d'imagerie et la résolution axiale, respectivement. L'imagerie en mode dynamique, comme c'est le cas en situation clinique, nécessite un taux d'acquisition élevé. La source laser doit donc pouvoir être accordée à haute fréquence. On trouve sur le marché des sources dont la fréquence de balayage se situe entre 15 kHz (Thorlabs) et 50 kHz (Axsun). Il est également préférable que l'évolution temporelle de la source soit linéaire dans le domaine spectral. Ceci permet de minimiser le traitement de données nécessaire à la reconstruction d'image et donc de maximiser le taux d'acquisition.

Il existe essentiellement deux types de sources pour l'OCT. Dans les deux cas, un amplificateur à semi-conducteur est utilisé comme milieu de gain optique. Ce type d'amplificateur a l'avantage d'être de petite taille, d'être peu dispendieux et de pouvoir être pompé électriquement. Cependant, son gain est en général moindre que celui d'un amplificateur à fibre dopée. Ce milieu de gain est intégré dans un montage laser à cavité externe. C'est donc cette cavité externe qui permet d'accorder la longueur d'onde du laser. La première configuration utilise un filtre à polygone rotatif [15]. Ce dernier peut atteindre des fréquences de balayage élevées [16] et offre une évolution spectrale quasi-linéaire. Il est cependant dispendieux, volumineux et comporte des éléments optiques dont l'alignement est peu robuste. La seconde configuration est basée sur un filtre MEMS. Plus précisément, il s'agit d'une cavité FP accordable utilisée en réflexion et basée sur une configuration hors-plan [17] [18] [19]. Les microsystèmes sont particulièrement bien adaptés au développement de lasers à cavité externe [20]. Ils permettent entre autre de minimiser la longueur de la cavité laser, d'atteindre des vitesses d'actionnement élevées ainsi qu'une grande stabilité mécanique. Par rapport au polygone rotatif, ce type de filtre permet de diminuer les coûts de fabrication et de minimiser la dimension de la source. Son évolution spectrale n'est cependant pas linéaire et la technique d'actionnement, basée sur des actionneurs à plaques parallèles, présente des risques d'instabilité. Notons que même si la réponse du filtre est non linéaire, il est possible de linéariser celle du laser. Le montage nécessaire est cependant complexe à réaliser et peu limiter la vitesse de balayage [21].

L'objectif de ce projet est de développer un laser accordable pour l'OCT réunissant les avantages des sources MEMS et des sources à polygone rotatif. Les filtres utilisés à ce jour dans les sources MEMS sont basés sur des cavités hors-plan. Nos réseaux de Bragg verticaux accordable en silicium permettent de concevoir des cavités dans le plan. Notre hypothèse de travail est qu'une configuration planaire, étant plus flexible au niveau du design, permet des structures plus complexes rendant ainsi possible la linéarisation de la réponse du filtre. De plus, une configuration planaire devrait simplifier le procédé de fabrication. Nous croyons que cette approche ouvre la porte à des sources MEMS pour l'OCT qui seront plus performantes, plus simples à fabriquer et moins dispendieuses. Il s'agit selon nous d'un pas en avant vers une utilisation plus répandue de l'OCT en milieu clinique, notamment en cardiologie et en oncologie où cette technique est très prometteuse.

Organisation générale du document

Cette section vise à clarifier l'organisation générale du document ainsi qu'à indiquer la cohérence entre les différents chapitres. Le premier chapitre présente les bases théoriques nécessaires à la compréhension des différents dispositifs développés. Il comporte cinq sections portant respectivement sur la méthode des matrices de transfert, les réseaux de Bragg, les cavités Fabry-Pérot, les actionneurs électrostatiques et les amplificateurs à semi-conducteur.

Les trois dispositifs développés ont été micro-fabriqués à partir du même procédé. Le second chapitre en détaille chacune des étapes. Il comporte quatre sections portant respectivement sur la préparation du substrat, la photolithographie, la gravure du silicium et la libération des structures. Chacune des sections présente un bref survol des différentes techniques disponibles. Une emphase particulière est cependant portée sur les techniques utilisées dans la fabrication des dispositifs. Les paramètres et les résultats expérimentaux du procédé de fabrication sont également détaillés.

Le troisième chapitre présente une microbalance optique. Il s'agit du premier microsystème développé dans le cadre de la collaboration avec le METAS. Cette section du mémoire est présentée sous forme d'article. La publication en question a été soumise au *Journal of Microelectromechanical Systems* en date du 30 août 2012 [22]. Elle a été reformatée de sorte à pouvoir être intégrée dans le corps du mémoire. On y retrouve une revue de littérature sur les senseurs de force. Ensuite, le procédé de fabrication ainsi que le design de la microbalance sont

détaillés. Finalement, les résultats expérimentaux sont présentés, analysés et comparés aux technologies alternatives.

Le quatrième chapitre présente le second microsysteme développé dans le cadre de la collaboration avec le METAS. Il s'agit d'un système permettant de transférer dans le plan une force ou un déplacement perpendiculaire au substrat. Le chapitre contient trois sections. La première présente le principe de fonctionnement et les équations régissant le système de translation. Afin de démontrer son fonctionnement, il a été intégré dans le design d'une nouvelle microbalance. Son implémentation permet d'élargir considérablement la zone de charge. La seconde section détaille donc ce nouveau design. Finalement, la troisième section présente et analyse les résultats expérimentaux démontrant le fonctionnement du système de translation.

Le cinquième et dernier chapitre présente un laser accordable pour l'OCT. Il s'agit d'un laser à cavité externe basé sur un filtre FP accordable de type MEMS. Cette source a été développée dans le cadre de la collaboration avec le LODI. Le chapitre contient trois sections. La première présente le design du MEMS et détaille les résultats du travail d'optimisation paramétrique. La seconde section présente le design du montage laser. Finalement, la troisième section présente et analyse les résultats expérimentaux.

Les microsystemes présentés dans le cadre de ce mémoire peuvent paraître très différents étant donné leur application respective. Du point de vue de la recherche et développement il en est cependant tout autre. Le point central et le fil conducteur du travail de recherche présenté dans ce mémoire est l'utilisation des réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium. L'expertise du groupe de Microphotonique en ce domaine a été exploitée afin de développer des microsystemes optiques appliqués. Que ce soit pour développer un senseur dans le cas de la microbalance, ou un filtre accordable dans le cas du laser pour l'OCT, cette technologie a permis de répondre à un besoin ou une problématique réelle.

CHAPITRE 1 THÉORIE

1.1 Méthode des matrices de transfert

Un réseau de Bragg consiste en une succession de couches minces diélectriques dont l'indice de réfraction $N = n + ik$ varie périodiquement. Les interfaces ainsi créées agissent comme des surfaces partiellement réfléchissantes. Les réflexions provenant des différentes interfaces peuvent interférer de façon constructive ou destructive dépendamment de la longueur d'onde, de l'indice de réfraction et de l'épaisseur des couches. Un agencement adéquat permet d'obtenir la réponse spectrale désirée. Il est par exemple possible d'obtenir un miroir de Bragg, caractérisé par une très grande réflectivité sur un intervalle spectral limité. La méthode des matrices de transfert, décrite dans cette section, permet de calculer la réponse spectrale théorique d'une succession arbitraire de couches minces [23].

Le comportement de la lumière est régit par les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad 1.1$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad 1.2$$

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

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

où \mathbf{D} est la densité de flux électrique, ρ est la densité de charges électriques, \mathbf{B} est la densité de flux magnétique, \mathbf{H} est le champ magnétique, \mathbf{j} est la densité de courant électrique, \mathbf{E} est le champ électrique et t correspond au temps. Les relations constitutives suivantes relient la densité de flux électrique \mathbf{D} avec le champ électrique \mathbf{E} , la densité de flux magnétique \mathbf{B} avec le champ magnétique \mathbf{H} et la densité de courant électrique \mathbf{j} avec le champ électrique \mathbf{E} :

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad 1.5$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad 1.6$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad 1.7$$

où ε est la permittivité du matériau, μ est la perméabilité du matériau et σ est la conductivité électrique du matériau.

La figure 1.1 schématise un réseau composé de l couches minces d'indice de réfraction n et d'épaisseur d arbitraires. Pour commencer, considérons simplement l'interface a et appliquons les simplifications suivantes :

- L'onde incidente est plane, harmonique et monochromatique,
- L'onde incidente est normale à l'interface,
- Les matériaux sont isotropes et parfaitement transparents ($N=n$),
- Les surfaces sont infinies,
- Il n'y a pas de charges libres ($\rho = 0$).

Seule la polarisation p , correspondant aux ondes TM (parallèles au plan), est considérée. La démarche pour la polarisation s , correspondant aux ondes TE (perpendiculaires au plan), est similaire.

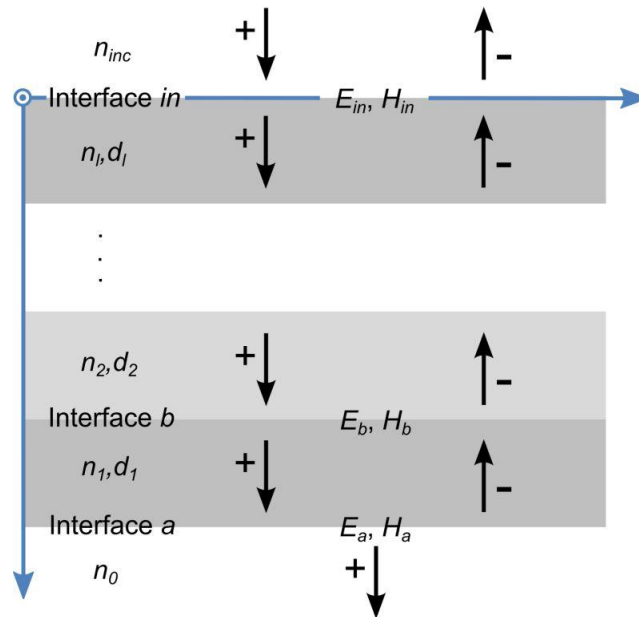


Figure 1.1 : Champ électromagnétique dans une succession arbitraire de couches minces.

La résolution des équations de Maxwell (1.1-1.7) donne l'équation d'onde suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}.$$

L'équation d'onde obtenue accepte une solution harmonique de la forme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left\{ i \left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} z \right) \right\}. \quad 1.8$$

La solution harmonique exprime le champ électrique \mathbf{E} d'une onde électromagnétique de longueur d'onde λ se propageant selon l'axe z . Les paramètres ω et n correspondent respectivement à la fréquence angulaire de l'onde et à l'indice de réfraction du médium de propagation. Les conditions frontières imposent la continuité des champs magnétique H et électrique E à l'interface. On peut alors écrire :

$$E_{1a}^+ + E_{1a}^- = E_{0a}^+ = E_a, \quad 1.9$$

$$H_{1a}^+ + H_{1a}^- = H_{0a}^+ = H_a. \quad 1.10$$

Le premier indice des champs dénote la couche, le deuxième dénote l'interface et l'exposant indique la direction de la propagation. L'admittance optique caractéristique d'une couche y_j est définie comme :

$$y_j = \frac{n_j}{c\mu_0} = H_j/E_j, \quad 1.11$$

où c et μ_0 correspondent respectivement à la vitesse de la lumière et la permittivité du vide. Les équations 1.9-1.11 permettent de définir un système de quatre équations à quatre inconnues. On peut alors déterminer les champs électrique et magnétique de part et d'autre de l'interface a :

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

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

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

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

Considérons maintenant la figure 1.1 dans son ensemble. Les champs à l'interface a ont été dérivés précédemment. On souhaite maintenant pouvoir exprimer les champs à la prochaine interface, l'interface b . Si on considère les champs à ces deux interfaces, à un instant t donné, et à des coordonnées x, y identiques, la seule différence apparaît au niveau du terme de phase. Le terme de phase de l'onde se dirigeant dans la direction positive de l'axe z doit être multiplié par :

$$\exp\{i\delta\} = \exp\left\{i\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)\right\}, \quad 1.12$$

où δ correspond au déphasage accumulé, alors que le terme de phase de l'onde se propageant dans la direction négative de l'axe z doit être multiplié par :

$$\exp\{-i\delta\} = \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)\right\}.$$

On peut alors définir les champs à l'interface b en fonction des champs à l'interface a :

$$E_{1b}^+ = E_{1a}^+ \exp\{i\delta\} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_a}{y_1} + E_a \right) \exp\left\{i\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)\right\},$$

$$E_{1b}^- = E_{1a}^- \exp\{-i\delta\} = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_a}{y_1} + E_a \right) \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)\right\},$$

$$H_{1b}^+ = H_{1a}^+ \exp\{i\delta\} = \frac{1}{2} (H_a + y_1 E_a) \exp\left\{i\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)\right\},$$

$$H_{1b}^- = H_{1a}^- \exp\{-i\delta\} = \frac{1}{2} (H_a - y_1 E_a) \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)\right\}.$$

Les champs E_b et H_b peuvent être exprimés en fonction des champs E_a et H_a :

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^- = E_a \cos\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right) + i \frac{H_a}{y_1} \sin\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right),$$

$$H_b = H_{1b}^+ + H_{1b}^- = i E_a y_1 \sin\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right) + H_a \cos\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right).$$

Ce système d'équations peut être écrit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right) & i \frac{\sin\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right)}{y_1} \\ i y_1 \sin\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right) & \cos\left(\frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix}.$$

On obtient alors une matrice 2x2 qui correspond à la matrice de transfert caractéristique de la couche 1. Elle représente l'effet de la couche sur une onde électromagnétique incidente. Si on considère une succession de plusieurs couches minces il suffit de multiplier les matrices caractéristiques de chacune des couches afin d'obtenir la matrice de transfert de l'ensemble du système :

$$\begin{bmatrix} E_{in} \\ H_{in} \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{j=1}^l \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right) & i \frac{\sin\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right)}{y_j} \\ i y_j \sin\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right) & \cos\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix}. \quad 1.13$$

Le premier élément du produit matriciel correspond à la matrice de transfert de la dernière couche. Seule une onde positive se propage dans le milieu de sortie d'indice n_0 . On peut donc écrire :

$$H_0 = y_0 E_0 \Rightarrow H_a = y_0 E_a.$$

Si on divise le système d'équation 1.13 par E_a et on multiplie la deuxième ligne par $c\mu_0$ on obtient le système suivant :

$$\begin{bmatrix} \frac{E_{in}}{E_a} \\ c\mu_0 \frac{H_{in}}{E_a} \end{bmatrix} = [C] = \left\{ \prod_{j=1}^l \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right) & i \frac{\sin\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right)}{n_j} \\ i n_j \sin\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right) & \cos\left(\frac{2\pi n_j d_j}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ n_0 \end{bmatrix}. \quad 1.14$$

Le coefficient de réflexion r correspond au rapport entre les amplitudes des champs réfléchi et incident alors que le coefficient de transmission t correspond au rapport entre les amplitudes des champs sortant et incident :

$$r = \frac{E_{in}^-}{E_{in}^+} = \frac{n_{inc} - n_{eq}}{n_{inc} + n_{eq}}, \quad n_{eq} = C/B = c\mu_0 \frac{H_{in}}{E_a}, \quad 1.15$$

$$t = \frac{E_a}{E_{in}} = \frac{2n_{inc}}{n_{inc} + n_{eq}},$$

où l'indice équivalent n_{eq} est obtenu en résolvant le système d'équation 1.14. On peut également exprimer les coefficients de réflexion R et de transmission T en irradiance :

$$R = r^2, \quad T = \frac{n_0}{n_{inc}} t^2. \quad 1.16$$

Si on néglige l'absorption, la relation $R+T=1$ doit être vérifiée.

Les simplifications initiales négligent certaines réalités expérimentales. Les interfaces des réseaux de Bragg verticaux en silicium ne sont pas parfaitement lisses. En effet, les techniques de micro-fabrication utilisées génèrent une rugosité de surface. Ces imperfections diffusent une fraction de la lumière incidence et entraînent des pertes optiques non négligeables. De plus, l'inspection optique des réseaux de Bragg est effectuée à l'aide de fibres optiques. Le faisceau incident est donc divergent et ne peut être traité comme une simple onde plane à incidence normale. Ces deux paramètres peuvent être pris en compte mais nécessitent des modifications considérables au niveau de la modélisation. Les pertes par diffusion peuvent être modélisées par de l'absorption [24]. L'indice de réfraction doit alors comprendre un terme imaginaire : $N=n+ik$.

Les pertes par diffusion ne varient pas en fonction de l'épaisseur de la couche. L'absorption doit donc être limitée à la surface de chacune des couches. Ensuite, le faisceau incident peut être considéré comme un ensemble d'ondes planes arrivant à différents angles d'incidence [4]. Ceci permet de prendre en compte la divergence du faisceau gaussien.

L'ensemble des simulations optiques réalisées et présentées dans le cadre de ce mémoire l'ont été à l'aide d'un script *Matlab* rédigé par Raphaël St-Gelais. Ce script a été développé de sorte à prendre en considération les pertes dues à la rugosité de surface ainsi que la divergence du faisceau incident [25].

1.2 Miroir de Bragg

Un assemblage adéquat de couches minces permet d'obtenir des miroirs de haute réflectivité. Les miroirs diélectriques, souvent utilisés dans les montages optiques, sont basés sur ce principe. En optimisant les épaisseurs de chacune des couches il est possible d'arriver à faire interférer constructivement l'ensemble des réflexions provenant de chacune des interfaces du réseau. Pour y arriver, les couches doivent être de type quart d'onde. Pour ce faire, leur épaisseur d doit être telle que :

$$d = \frac{m}{\cos(\theta)} \frac{\lambda}{4n},$$

où n est l'indice de réfraction du milieu, θ est à l'angle d'incidence et λ correspond à la longueur d'onde de travail. La variable m est un entier positif impair et correspond à l'ordre de la couche. Considérons le cas le plus simple, soit une succession de couches minces composées de seulement deux matériaux. La figure 1.2 schématise une succession de $2p+1$ couches d'indices n_H et n_L définis tels que $n_H > n_L$. La couche d'indice n_0 correspond au milieu de sortie (milieu ambiant ou substrat). On trouve facilement à partir de l'équation 1.12 que le déphasage accumulé à travers une couche quart d'onde est égal à $\pi/2$. De plus, chaque réflexion « dure » entraîne un déphasage supplémentaire de π . On qualifie de « dure » une réflexion dont le milieu d'incidence possède un indice de réfraction plus élevé que le milieu de sortie. On observe sur la figure 1.2 que l'ensemble des ondes réfléchies sont en phase à la sortie du réseau. La même conclusion s'impose lorsque les réflexions multiples à l'intérieur des couches sont considérées.

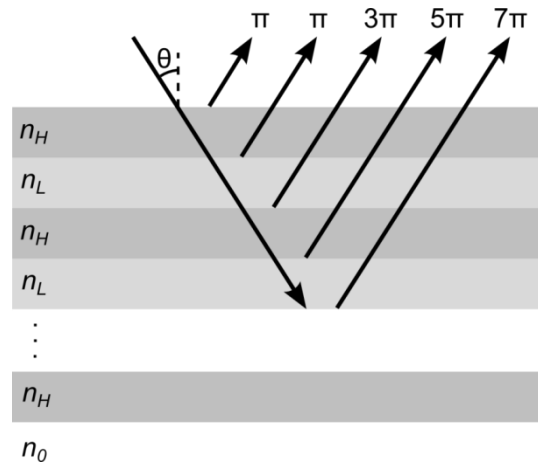


Figure 1.2 : Succession de couches de type quart d'onde.

L'admittance d'un tel ensemble y_{eq} est donnée par :

$$y_{eq} = \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2p} \left(\frac{n_H^2}{n_0}\right).$$

Les équations 1.15 et 1.16 nous permettent alors de calculer le coefficient de réflexion en irradiance R du réseau :

$$R = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2p} \left(\frac{n_H^2}{n_0}\right)}{1 + \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2p} \left(\frac{n_H^2}{n_0}\right)} \right)^2.$$

On observe que la réflectivité dépend du nombre de couches ainsi que du rapport des indices. Plus le nombre de couches et le rapport des indices sont élevés, plus la réflectivité du réseau est élevée. Cette équation est valable lorsque l'absorption et la diffusion aux interfaces sont négligeables. Dans le cas contraire, la réflectivité maximale sera ultimement limitée par les pertes optiques et non par le nombre de couches. Il est possible d'obtenir des réflectivités supérieures à 99% en utilisant des diélectriques dont l'absorption est très faible. La figure 1.3 présente le spectre en réflexion pour différents miroirs de Bragg composés de couches de silicium et d'air. Ces résultats ont été simulés à l'aide du modèle développé par Raphaël St-Gelais. Les couches d'air sont d'ordre 7 alors que les couches de silicium sont d'ordre 13. La réflectivité est limitée par la rugosité de surface des murs de silicium. On observe que les configurations à trois et quatre murs possèdent essentiellement la même réflectivité. Une rugosité de 25 nm RMS a été considérée pour la simulation. On remarque également que des oscillations apparaissent de part et d'autre de

la zone de de réflexion. Plus le nombre de couche est élevé, plus le nombre d'oscillation et leur amplitude seront élevés.

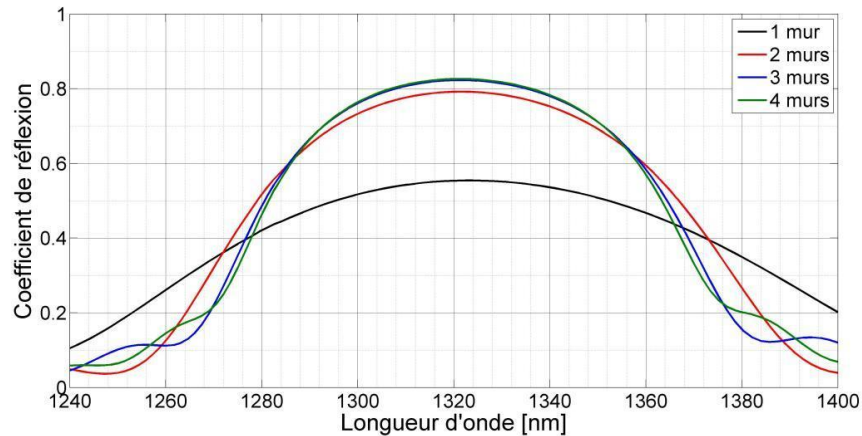


Figure 1.3 : Réflexion des miroirs de Bragg en fonction du nombre de couches.

Étant donné que le déphasage subi par les ondes varie en fonction de la longueur d'onde, la plage de réflectivité de ce type de miroir est limitée. Sa largeur spectrale $2\Delta\lambda$ peut être calculée à partir de l'équation suivante :

$$2\Delta\lambda = \frac{2}{\pi m} \sin^{-1} \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right)^2.$$

On observe que la largeur spectrale de la bande de réflexion dépend uniquement du rapport des indices et de l'ordre m des couches. Évidemment cette équation n'est valable que si l'ensemble des couches possèdent le même ordre. Un rapport d'indice élevé et des couches d'ordre faible permettent donc de maximiser la bande de réflexion du miroir. En résumé, on cherche généralement un miroir de haute réflectivité possédant une large bande spectrale. Afin qu'un miroir de Bragg puisse satisfaire ces paramètres on doit :

- Minimiser l'ordre de ses couches,
- Maximiser le rapport des indices de réfraction des différents milieux,
- Maximiser le nombre de couches,
- Minimiser les pertes optiques par absorption et par diffusion.

1.3 Cavités Fabry-Pérot

Une cavité Fabry-Pérot est un interféromètre composé de deux miroirs partiellement réfléchissants. Son spectre en transmission présente des pics très étroits dont la position spectrale dépend de la distance séparant les deux miroirs. Il entre dans la catégorie des interféromètres à faisceaux multiples, nommés ainsi afin de les distinguer des systèmes où seulement deux faisceaux interfèrent. Il en découle des cavités de grande finesse. Les FP sont largement utilisés comme sélecteur de longueur d'onde, et ce dans divers domaines tels la spectroscopie, les télécommunications et la conception de sources lasers. La modification du parcours optique séparant les deux miroirs permet d'accorder le filtre. Plusieurs phénomènes physiques tels les effets thermo-optique, électro-optique et thermomécanique ont été exploités à cette fin. Il est également possible de simplement déplacer l'un des miroirs formant la cavité.

Considérons une cavité de longueur d et d'indice n formée par deux miroirs plans de réflectivité R telle que schématisée à la figure 1.4. L'amplitude du champ électrique incident correspond à E_0 . Confiné par les miroirs, le faisceau incident effectue plusieurs allers et retours à l'intérieur de la cavité. Les miroirs, partiellement transparents, laissent tout de même s'échapper une fraction du faisceau à chaque réflexion. On observe alors une interférence à faisceaux multiples à la sortie de la cavité. L'indice s attribué au champ électrique E_s de chacun des faisceaux transmis correspond au nombre d'allers-retour effectués dans la cavité. Quelques simplifications doivent être considérées afin d'établir un modèle :

- L'onde incidente est plane, harmonique et monochromatique,
- Les surfaces sont infinies,
- Il n'y a aucune perte par absorption ou diffusion.

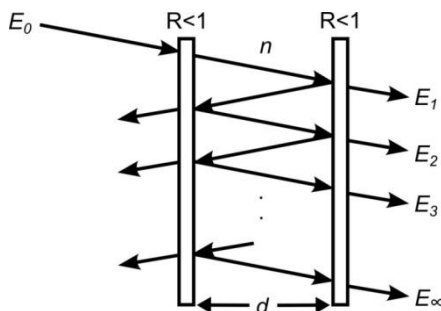


Figure 1.4 : Schéma d'une cavité de type Fabry-Pérot.

En résolvant les équations de Maxwell on trouve que la forme de l'onde étudiée est donnée par l'équation 1.8 [23]. Une onde se propageant dans la cavité accumule un déphasage. Pour un aller-retour dans la cavité, le déphasage accumulé δ est égal à :

$$\delta = 2 \frac{2\pi n d}{\cos(\theta)\lambda},$$

où θ correspond à l'angle d'incidence du faisceau et λ correspond à la longueur d'onde de travail. Chaque onde transmise doit être multipliée par un terme de phase afin de représenter le déphasage accumulé dans la cavité. Ce terme de phase s'exprime sous la forme suivante :

$$\exp\{i\delta_s\} = \exp\{i\delta(s-1)\}.$$

On trouve alors l'équation générale suivante pour l'amplitude des ondes transmises E_s :

$$E_s = Re \left\{ (1-R)R^s E_0 \exp \left\{ i \left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} z \right) \right\} \exp\{i\delta_s\} \right\}.$$

L'amplitude de chacune des ondes transmises dépend de l'amplitude de l'onde incidente E_0 , du coefficient de réflexion des miroirs R , et du nombre d'aller-retour s . L'amplitude totale est obtenue en sommant l'ensemble des ondes transmises. Une fois simplifiée, on obtient l'équation suivante :

$$E = \sum_{s=1}^{\infty} E_s = Re \left\{ (1-R) e^{i\left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} z\right)} E_0 e^{-i\delta} \sum_{s=1}^{\infty} R^s e^{i\delta s} \right\}. \quad 1.17$$

Notons que la série géométrique suivante doit être utilisée afin d'arriver à exprimer l'amplitude totale sous cette forme :

$$\sum_{s=1}^{\infty} R^s e^{i\delta s} = \frac{1-R^s e^{i\delta s}}{1-R e^{i\delta}}.$$

L'intensité de l'onde transmise peut être déterminée à partir de l'équation 1.17. Après simplification, et considérant un faisceau à incidence normale, on trouve :

$$I = EE^* = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{2\pi n d}{\lambda}\right)}.$$

On observe que pour une longueur d'onde donnée, la transmission sera maximale lorsque la couche est demi-onde. On qualifie de demi-onde une couche satisfaisant la relation suivante :

$$d = m \frac{\lambda}{2n}, \quad 1.18$$

où m est un entier positif et correspond à l'ordre de la couche. Si on regarde le problème sous un autre angle, pour une couche d'épaisseur donnée, la transmission sera maximale pour toutes les longueurs d'onde satisfaisant l'équation 1.18. Ces résonances de la cavité sont séparées par un intervalle spectral libre (FSR) qui peut être calculé à partir de l'équation suivante :

$$FSR \approx \frac{\lambda^2}{2nd} = \frac{\lambda}{m},$$

où λ correspond à la longueur d'onde centrale de la résonance la plus proche [26]. Il est intéressant de noter que le FSR est inversement proportionnel à l'ordre m de la cavité. En d'autres termes, plus la cavité est grande, plus les résonances sont rapprochées. Théoriquement, le FSR maximum est obtenu pour une cavité d'ordre un et est limité par la longueur d'onde. En pratique, il peut également être limité par la longueur de cohérence de la source ou la bande de réflexion des miroirs. Un second paramètre d'intérêt est la largeur spectrale des pics de transmission. On prend généralement comme référence leur largeur à mi-hauteur (FWHM) [26] :

$$FWHM = \frac{\lambda(1-R)}{m \pi \sqrt{R}}.$$

On remarque que le FWHM est inversement proportionnel à l'ordre m de la cavité. Donc plus la cavité est grande, plus les résonances sont étroites. De plus, on observe que plus la réflectivité des miroirs est élevée, plus les pics de transmission sont étroits. Le rapport entre le FSR et le FWHM est appelé la finesse \mathcal{F} [26] :

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}.$$

Sa mesure permet d'évaluer la qualité d'un résonateur. Idéalement déterminée par la réflectivité des miroirs, elle est en pratique limitée par les pertes optiques. L'utilisation de miroirs cylindriques ou sphériques permet de minimiser les pertes par divergence. La fabrication de miroirs parfaitement plans est particulièrement difficile et mène généralement à des cavités de finesse inférieure. Les pertes optiques peuvent également provenir de la rugosité de surface qui diffuse la lumière incidente. Cette contribution est indépendante de la géométrie des miroirs. Elle est dominée par les imperfections de période spatiale élevée.

La figure 1.5 présente la réponse spectrale de deux cavités FP de longueur d différente. La position spectrale des résonances est déterminée par le parcours optique nd , où n correspond à l'indice de réfraction de la cavité. Si on diminue l'indice ou la longueur de la cavité on observe

que l'ensemble du spectre se décale vers les courtes longueurs d'ondes. Lorsque le parcours optique est modifié de $\lambda/2$ le spectre se décale d'un FSR complet. À moins de travailler à la résonance d'ordre 1, on retombe alors sur une distribution spectrale identique.

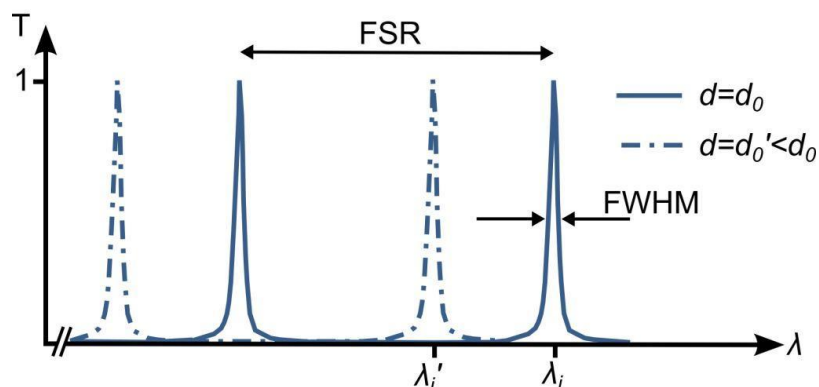


Figure 1.5 : Réponse spectrale typique d'une cavité Fabry-Pérot. Décalage spectral de la résonance d'ordre i .

1.4 Actionneurs électrostatiques

Les actionneurs électrostatiques sont largement utilisés dans le développement de microsystèmes. Ils offrent une résolution élevée et sont peu énergivore. Le déplacement d'une structure micrométrique peut être contrôlé au nanomètre près. Comme il s'agit de forces électrostatiques, le système ne consomme aucune énergie en mode statique. La consommation énergétique est limitée aux périodes de charge. Les tensions nécessaires à l'actionnement se situent généralement entre 1 V et 100 V et l'amplitude du déplacement peu atteindre quelques dizaines de micromètres. Ils peuvent couvrir une vaste gamme de fréquences d'actionnement allant du hertz au gigahertz. Il existe essentiellement deux types d'actionneur électrostatique, soient l'actionneur à plaques parallèles et l'actionneur à peignes inter-digités. Les principes de fonctionnement de ces deux types d'actionneurs seront détaillés dans cette section. De plus, la configuration *push-pull*, une technique d'actionnement particulière permettant de linéariser la réponse des actionneurs sera présentée.

1.4.1 Actionneurs à plaques parallèles

Un actionneur électrostatique consiste essentiellement en un condensateur dont la géométrie peut être modifiée en variant la différence de potentiel appliquée à ses bornes. Comme son nom

l'indique, la configuration du premier actionneur est basée sur celle d'un condensateur à plaques parallèles. Le dispositif est schématisé à la figure 1.6 a). On observe que l'une des plaques formant le condensateur est fixe alors que la seconde est attachée à un ressort. Lorsqu'on modifie la différence de potentiel appliquée aux bornes du système, une force électrostatique apparaît entre les deux plaques, entraînant ainsi le déplacement de la plaque suspendue. Le système atteint l'équilibre statique lorsque la force de rappel du ressort est égale à la force électrostatique.

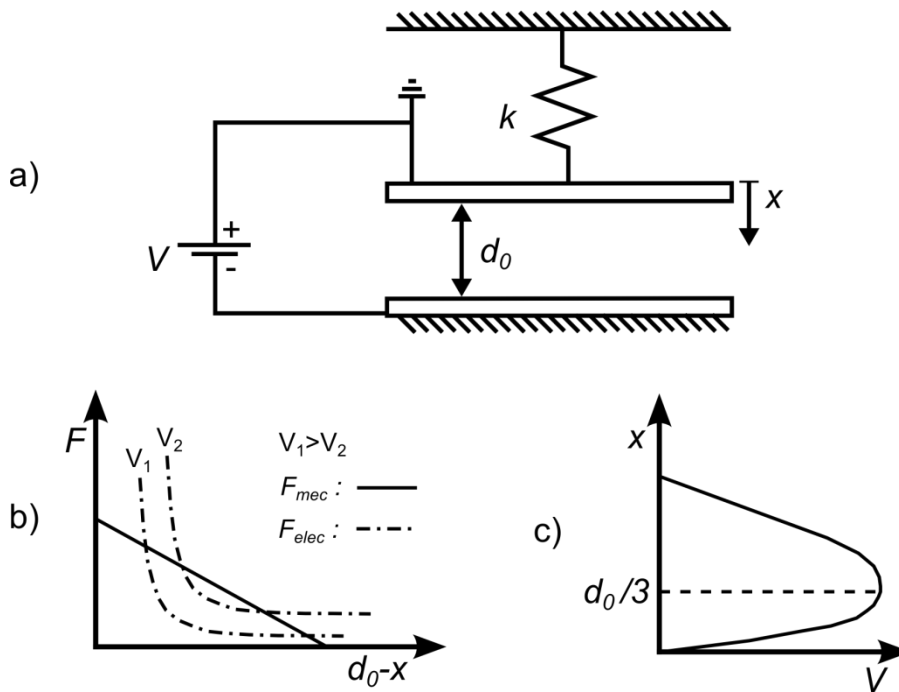


Figure 1.6 : a) Schéma d'un actionneur à plaques parallèles. b) Forces mécanique et électrique en fonction du déplacement. c) Condition d'équilibre des forces. (Adaptée de [27])

La capacité C accumulée entre deux plaques parallèles est donnée par l'équation suivante :

$$C = \frac{\epsilon A}{(d_0 - x)}$$

Elle dépend de de la perméabilité du milieu ϵ , de l'espacement initial des plaques d_0 , du déplacement de la plaque mobile x et de l'aire de la surface de chevauchement A . La force électrostatique générée entre les deux plaques est donnée par l'équation suivante :

$$F_x^{elec} = \frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta x} C V^2 = \frac{\epsilon A V^2}{2(d_0 - x)^2},$$

où V correspond à la différence de potentiel appliquée aux bornes de l'actionneur. Notons que la force est proportionnelle au carré de la tension appliquée et inversement proportionnelle au carré de la distance séparant les plaques. La force de rappel du ressort est donnée par l'équation suivante :

$$F_x^{mec} = -kx,$$

où k correspond à la constante de rappel du ressort. La condition d'équilibre des forces donne :

$$\sum F_x = -kx + \frac{\epsilon AV^2}{2(d_0-x)^2} = 0. \quad 1.19$$

La figure 1.6 b) présente les forces électrostatique et mécanique en fonction du déplacement d_0-x . La force électrostatique est représentée pour plusieurs tensions différentes. Pour une différence de potentiel donnée, on observe qu'il existe plus d'une solution. Plus la tension augmente, plus ces solutions se rapprochent. Si on isole V à partir de l'équation 1.19 on obtient :

$$V = \sqrt{\frac{2kx}{\epsilon A}} (d_0 - x). \quad 1.20$$

Cette relation est présentée graphiquement à la figure 1.6 c). On observe que les positions d'équilibre se rapprochent jusqu'à se rejoindre au point $x=d_0/3$. Ces solutions ne sont pas nécessairement stables. Pour qu'une solution soit stable le système doit tendre vers cette même position lorsque soumis à une petite perturbation. Autrement dit, la dérivée première de la force totale doit être négative. On obtient donc la condition suivante :

$$-k - \frac{2\epsilon AV^2}{2(d_0-x)^3} < 0. \quad 1.21$$

En insérant la relation 1.21 dans l'équation 1.19 on trouve :

$$x < \frac{d_0}{3}.$$

Ce résultat correspond à celui trouvé précédemment à partir de l'équation 1.20 et schématisé à la figure 1.6 c). Au-delà de ce point, le système devient instable. La force électrostatique sera toujours plus grande que la force de rappel. On assiste alors à l'effondrement des plaques. La tension d'effondrement, déterminée en insérant ce résultat dans l'équation 1.20, est égale à :

$$V_{eff} = \sqrt{\frac{8kd_0^3}{27\epsilon A}}.$$

1.4.2 Actionneurs à peignes inter-digités

Les actionneurs à peignes inter-digités sont particulièrement intéressants car la force électrostatique ne varie pas en fonction du déplacement. Leur déplacement maximal, contrairement aux actionneurs à plaques parallèles, n'est donc pas limité par le phénomène d'effondrement. La figure 1.7 schématise l'actionneur à peignes inter-digités.

L'analyse présentée à la section 1.4.1 se limite à la force générée selon l'axe perpendiculaire aux plaques. Cette analyse est cependant incomplète. En effet, la force électrostatique générée entre les plaques d'un condensateur contient des composantes parallèles non nulles. L'amplitude de ces composantes est cependant beaucoup plus faible. La simplification effectuée dans le cas des actionneurs à plaques parallèles est donc justifiée. De plus, la structure des actionneurs est généralement optimisée de sorte à minimiser le rapport k_{\parallel}/k_{\perp} où k_{\parallel} et k_{\perp} correspondent respectivement aux constantes de ressort du système selon les axes parallèle et perpendiculaires au déplacement. Dans le cas des actionneurs à peignes inter-digités, la symétrie du système fait en sorte que la force totale est nulle selon l'axe perpendiculaire aux plaques. Les composantes parallèles sont donc dominantes et doivent être considérées.

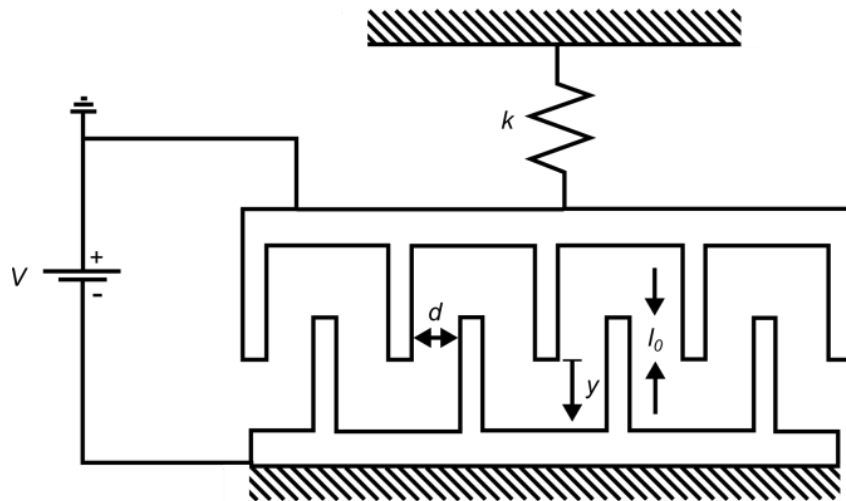


Figure 1.7 : Schéma d'un actionneur à peignes-interdigités

Comme montré à la figure 1.7, chacun des peignes est composé de n doigts. La capacité C entre chacun des doigts est donnée par :

$$C = \frac{\varepsilon h (l_0 + y)}{d}, \quad 1.22$$

où ε est la perméabilité du milieu, d l'interstice entre les doigts et y le déplacement du peigne amovible. Les variables h et l_0 correspondent respectivement à la hauteur et à la longueur initiale de la zone de chevauchement des doigts. La force électrostatique totale est obtenue en sommant les forces générées sur l'ensemble des doigts :

$$F_y^{elec} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{2} CV^2 = \frac{n\varepsilon hV^2}{d},$$

où V correspond à la différence de potentiel appliquée aux bornes de l'actionneur. On observe que la force est proportionnelle au carré de la tension et inversement proportionnelle à l'interstice séparant les plaques. On remarque également qu'elle ne dépend pas du déplacement y . Évidemment, l'engagement initial l_0 doit être non nul. Sa valeur a cependant peu d'importance. La force de rappel du ressort est donnée par :

$$F_y^{mec} = -ky,$$

où k correspond à la constante de rappel du ressort. La condition d'équilibre des forces donne :

$$\sum F_y = -ky + \frac{n\varepsilon hV^2}{d} = 0.$$

Finalement on peut exprimer le déplacement en fonction de la tension :

$$y = \frac{n\varepsilon hV^2}{kd}.$$

Les paramètres structuraux permettant d'optimiser le déplacement en fonction de la tension sont donc le nombre de doigts, la hauteur de la zone de chevauchement des plaques, la constante de ressort du système et la distance séparant les plaques.

1.4.3 Configuration Push-Pull

Les équations régissant les actionneurs à plaques parallèles et à peignes inter-digités ont été développées dans les sous-sections précédentes. Il a été démontré que leur déplacement est proportionnel au carré de la tension appliquée. Cette relation quadratique entre le signal d'entrée et la réponse de sortie est généralement indésirable.

La configuration *push-pull* permet de linéariser la réponse des actionneurs électrostatiques. Les actionneurs conventionnels utilisent seulement deux électrodes et une source de tension. Cette technique nécessite l'ajout d'une troisième électrode et l'utilisation d'une seconde source de

tension. La figure 1.8 présente le montage nécessaire. L'électrode E_2 est à la masse alors que les électrodes E_1 et E_3 sont respectivement à des tensions égales à $V_b + V_a$ et $V_b - V_a$. La capacité entre les plaques est donnée par l'équation 1.22. La condition d'équilibre des forces donne :

$$\sum F_y = -F^{mec} + F_{1-2}^{elec} - F_{2-3}^{elec} = 0,$$

$$0 = -2ky + \frac{n\epsilon h}{d}(V_b + V_a)^2 - \frac{n\epsilon h}{d}(V_b - V_a)^2,$$

où k est la constante de rappel des ressorts, n le nombre de doigts par peignes, d l'interstice entre les doigts, h la hauteur de la zone de chevauchement des doigts, y le déplacement de la section mobile et ϵ la perméabilité du milieu. On peut simplifier cette équation et exprimer le déplacement comme :

$$y = \left(\frac{n\epsilon h}{kd} V_b\right) V_a.$$

Les sources de tension étant indépendantes, il est alors possible de contrôler linéairement l'actionneur. L'actionnement requiert une source variable V_a ainsi qu'une source continue V_b . La source V_a permet de contrôler le déplacement de l'actionneur alors que la source V_b détermine la sensibilité du dispositif. Idéalement, on cherche à minimiser l'amplitude de la source variable afin de faciliter le contrôle à haute fréquence. La technique *push-pull*, appliquée ici pour un actionneur à peignes inter-digités, peut également être utilisée afin de linéariser le contrôle d'un actionneur à plaques parallèles.

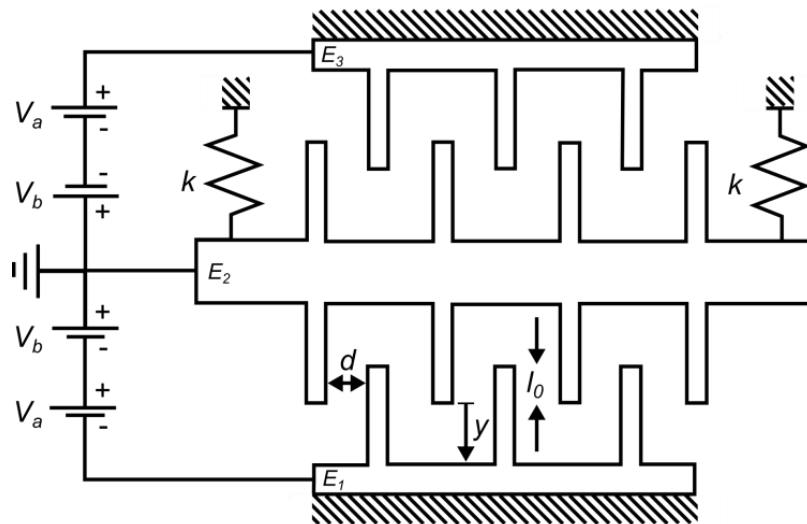


Figure 1.8 : Schéma d'un actionneur à peignes inter-digités en configuration *push-pull*.

1.5 Amplificateur à semi-conducteur

Cette section présente les bases théoriques nécessaires à la compréhension du principe de fonctionnement des amplificateurs à semi-conducteur (SOA). Les sources à semi-conducteur ont été développées au début des années 1960. C'est n'est cependant qu'au début des années 1970 que leur utilisation est devenue plus courante. Le développement de cette technologie désormais largement répandue a été principalement motivé par le domaine des télécommunications.

Afin de bien comprendre le principe de fonctionnement des SOA il est essentiel de se familiariser avec quelques concepts de base. La figure 1.9 a) présente trois processus fondamentaux pouvant être observés dans un système à deux niveaux d'énergie. Le premier correspond au processus d'absorption à un photon. Lorsqu'un photon incident possède une énergie $h\nu$ égale au gap d'énergie du système E_2-E_1 il peut être absorbé par ce dernier. Le système se retrouve alors dans un état excité et instable. Il retombe éventuellement à son état de base à travers un des différents processus de relaxation. Deux de ces processus sont radiatifs, c'est-à-dire qu'ils engendrent l'émission de lumière. Il s'agit de l'émission spontanée et de l'émission stimulée. Comme l'indique son nom, l'émission spontanée ne nécessite aucun déclencheur externe. Les photons émis possèdent une direction et une phase complètement aléatoires. L'émission stimulée est quant à elle déclenchée par un photon incident d'énergie $h\nu=E_2-E_1$. Le photon incident détermine

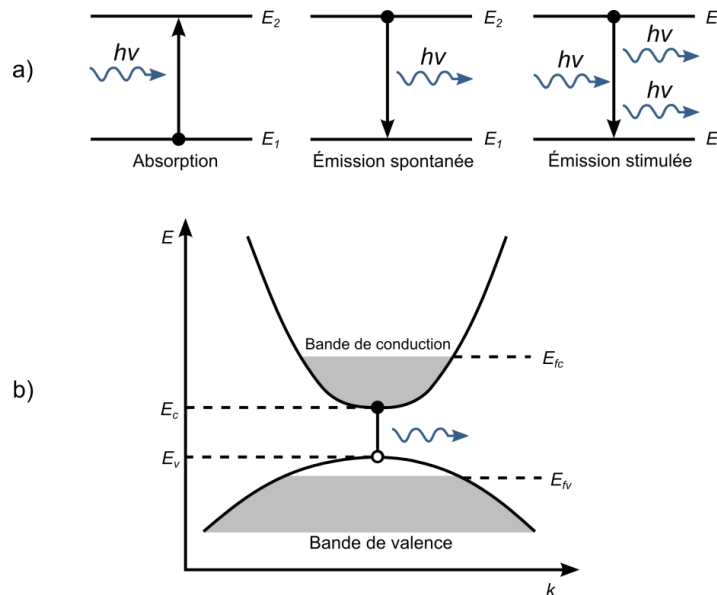


Figure 1.9 : a) Processus fondamentaux entre la lumière et un système à deux niveaux énergétiques. b) Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct. (Adaptée de [28])

non seulement le moment précis de la relaxation, il détermine également la direction et la phase des photons émis. Un parallèle direct peut être fait entre un système d'énergie à deux niveaux et un semi-conducteur. La figure 1.9 b) schématise la structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct hors de l'équilibre thermodynamique. E_c est l'énergie de la bande de conduction, E_v est l'énergie de la bande de valence, E_{fc} est l'énergie du quasi-niveau de Fermi de la bande de conduction et E_{fv} est l'énergie du quasi-niveau de Fermi de la bande de valence. Le saut d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence correspond à la bande interdite.

Considérons maintenant deux couches semi-conductrices dopées. La première est de type n . Les dopants apportent donc des électrons libres qui viennent occuper la bande de conduction du semi-conducteur. Plus la concentration de dopants est élevée, plus l'énergie du niveau de fermi est élevée. La seconde couche est de type p . Des électrons de la bande de valence se lient donc aux dopants, augmentant ainsi la concentration de trous dans cette bande. Plus la concentration de dopants est élevée, plus l'énergie de fermi est faible. L'assemblage de ces deux couches forme une jonction pn . Le diagramme de bande d'énergie de cet ensemble est montré à la figure 1.10 a). À l'équilibre thermique les niveaux de fermi E_f doivent être égaux. On observe donc une diffusion des charges mobiles à travers la jonction et la création d'une zone de déplétion de charges. Il en résulte un champ électrique interne croissant dont l'intensité limite éventuellement le processus de diffusion. Ce champ interne peut être modifié en appliquant une différence de potentiel aux bornes du dispositif. La figure 1.10 b) montre l'effet d'une source en polarisation

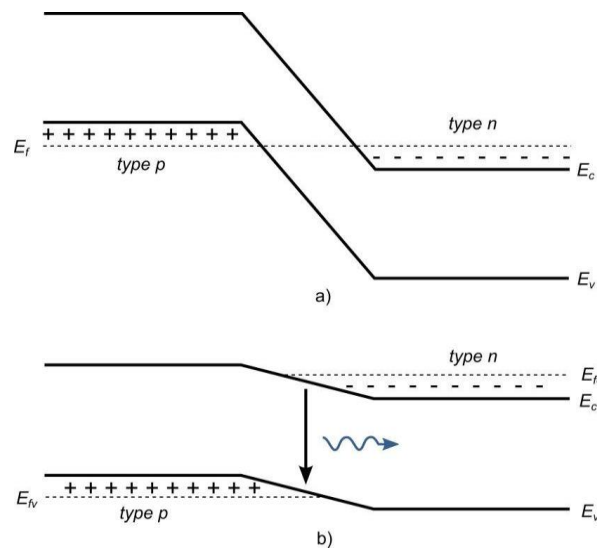


Figure 1.10 : a) Diagramme de bandes d'énergie d'une jonction pn à l'équilibre thermique. b) Diagramme de bandes d'énergie d'un jonction pn en polarisation directe. (Adaptée de [28])

directe. La source diminue le champ interne et abaisse par le fait même la tension de diffusion. Concrètement, son action se traduit par une zone de déplétion plus courte. Au-delà d'une certaine tension, des électrons et des trous mobiles diffusent jusqu'en une même région de la jonction. Il y a alors possibilité de recombinaison radiative sous forme d'émission spontanée ou stimulée.

Les SOA sont constitués de de trois couches tel que schématisé à la figure 1.11 a). Ces structures, appelées hétérojonctions, permettent de maximiser la densité des porteurs de charge. La figure 1.11 b) présente le diagramme de bande d'une hétérojonction en polarisation directe. La couche centrale mesure environ 100 nm. Elle est composée d'un semi-conducteur possédant une faible bande interdite. Elle est appelée la couche active car c'est à ce niveau que la densité de charge est la plus élevée et que les recombinaisons ont lieux. De plus, son indice de réfraction est légèrement plus élevée ce qui a pour effet d'y confiner la lumière. Les première et dernière couches de l'empilement correspondent à des semi-conducteurs dopés de types n et p . Ces couches mesurent environ 50 μm d'épaisseur. Les faces externes et parallèles à l'empilement sont recouvertes d'une couche métallique et sont utilisées comme électrode pour le pompage du milieu de gain. La lumière, confinée dans la couche active, est émise par les faces externes et perpendiculaires à l'empilement. Dans le cas des amplificateurs, on traite ces faces afin de minimiser leur réflexion. Dans le cas de lasers, on les traite afin de maximiser leur réflexion.

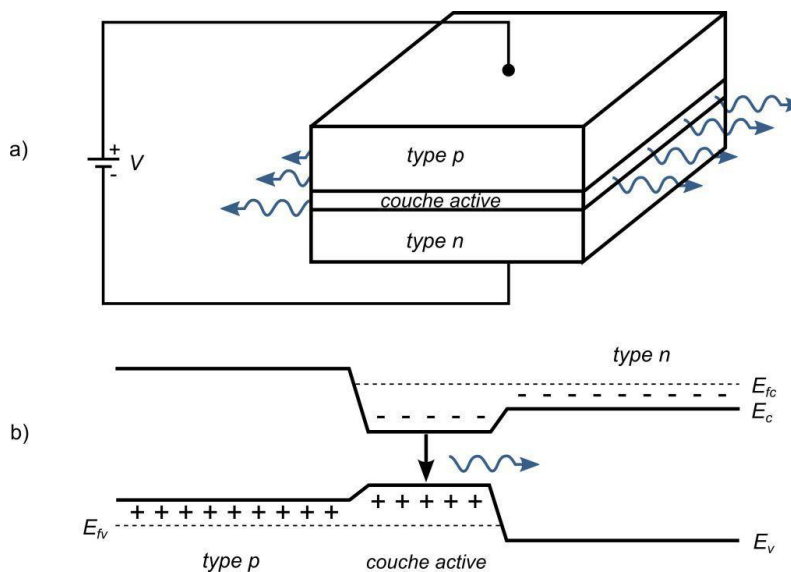


Figure 1.11 : a) Schéma d'un amplificateur à semi-conducteur. b) Diagramme de bandes d'énergie d'une hétéro jonction en polarisation directe. (Adaptée de [28])

Différentes techniques ont été développées pour l'amplification optique. Les amplificateurs à fibre dopée sont une alternative intéressante aux SOA. Les caractéristiques respectives de ces technologies doivent être prises en compte afin de déterminer le milieu de gain le mieux adapté pour une application donnée. Les principales différences entre les SOA et les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium (EDFA) sont donc énumérées ci-dessous.

- Les SOA sont essentiellement composés d'une hétérojonction et de deux connecteurs optiques. Ils sont donc très compacts.
- Le temps de vie des états excités des SOA est de l'ordre de la nanoseconde alors qu'il est plutôt de l'ordre de la milliseconde pour les EDFA. Le temps de réponse des SOA est donc beaucoup plus rapide.
- Les SOA couvrent des régions spectrales que les EDFA ne couvrent pas. La largeur spectrale de la région de gain est cependant plus faible pour les SOA.
- Les SOA présentent des effets non-linéaires beaucoup plus marqués. Ces effets sont souvent indésirables mais peuvent être intéressants pour certaines applications telles que la commutation tout optique et la conversion de longueur d'onde.
- La puissance de saturation en sortie pour les SOA est d'environ 15 mW alors qu'elle peut dépasser les 100 mW pour les EDFA.
- Le facteur de bruit des SOA est environ deux fois plus élevé que celui des EDFA.
- Le gain des SOA dépend fortement de la polarisation. Des variations allant de 5-8 dB peuvent être observées entre les polarisations TE et TM.

CHAPITRE 2 FABRICATION

L'ensemble des dispositifs présentés dans le cadre de ce mémoire ont été fabriqués à partir du même procédé de fabrication. Ce chapitre est séparé en quatre sections qui détaillent les différentes techniques de micro-fabrications utilisées. Pour chacune d'entre-elles, les bases théoriques ainsi que les principaux paramètres d'optimisation sont présentés. Le détail du procédé développé ainsi que les performances obtenues sont également rapportés.

La figure 2.1 présente le procédé de fabrication dans son ensemble. Les quatre principales étapes sont la préparation du substrat, la photolithographie, la gravure profonde du silicium et la libération des structures.

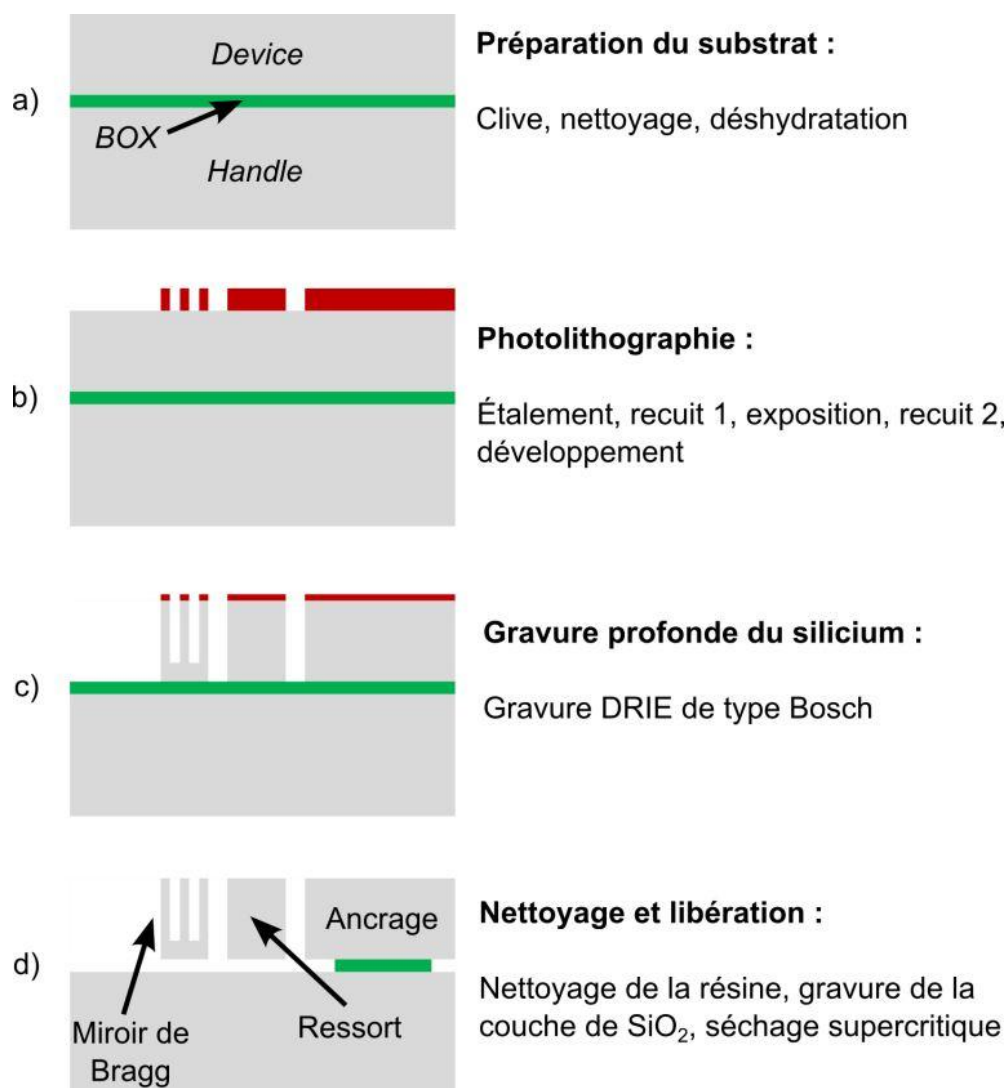


Figure 2.1 : Schéma du procédé de micro-fabrication.

2.1 Préparation du substrat

Le substrat de départ est une gaufre de silicium sur isolant (SOI) de quatre pouces de diamètre. Il est composé de trois couches. La première en partant du bas de l'empilement est appelée *handle*. Elle est composée de silicium monocristallin dopé de type *n*. Elle est orientée (110) et mesure environ 500 μm d'épaisseur. Elle sert essentiellement de support pour les couches supérieures. La couche centrale (BOX) est une couche d'oxyde de silicium et mesure 2 μm d'épaisseur. Elle est utilisée comme couche sacrificielle afin de permettre la création de structures suspendues. La dernière couche de l'empilement est appelée *device*. Elle est composée de silicium monocristallin dopé de type *n*. Sa résistivité se situe entre 0.1-1 ohm/cm. Elle est orientée (110) et mesure 70 μm d'épaisseur. Comme son nom l'indique, c'est dans cette couche que le microsystème sera structuré.

Pour des raisons économiques, la gaufre est divisée en plusieurs échantillons qui sont ensuite traités individuellement. Les échantillons d'environ 3 cm par 3 cm sont ensuite nettoyés afin d'éliminer toutes traces de contaminants (ex. résidus de solvant, poussière). Il existe plusieurs techniques pour le nettoyage. La plus répandue est l'utilisation des solutions RCA1 (pour le nettoyage des résidus organiques et la dissolution de l'oxyde natif) et RCA2 (pour le nettoyage des résidus métalliques). Elles laissent cependant une couche d'oxyde qui doit être retirée à l'aide d'une solution de HF 1%. Deux différentes méthodes de nettoyage ont été utilisées pour la fabrication des dispositifs. La première, plus douce, consiste à nettoyer l'échantillon à l'aide d'acétone. Il est ensuite rincé dans l'isopropanol, puis dans l'eau dé-ionisée (DI) et séché. La deuxième technique, plus réactive, consiste à immerger l'échantillon dans une solution piranha ($2\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$) pendant quelques minutes. L'échantillon est ensuite rincé à l'eau DI, immergé dans une solution de HF 1% pendant une minute, rincé à nouveau à l'eau DI et séché. Si le substrat arrive directement du fournisseur il n'est pas essentiel de le nettoyer. Un simple jet d'azote permet de chasser les poussières pouvant possiblement s'y déposer durant les manipulations. Une fois l'échantillon nettoyé il doit être déshydraté. Il est alors placé sur une plaque chauffante à 190 °C pendant 30 minutes. Cette étape permet de maximiser l'adhésion entre la résine et le silicium lors de la photolithographie.

2.2 Photolithographie

En micro-fabrication, le terme lithographie englobe l'ensemble des techniques permettant de transférer un motif sur une couche mince de résine. Les deux techniques les plus utilisées sont la photolithographie UV et la lithographie par faisceau d'électrons. Toutes deux proviennent de l'industrie de la microélectronique. Le transfert de motif est effectué à l'aide d'un masque, d'une source UV et d'une résine photosensible. Cette technique est principalement utilisée en industrie pour la production à grande échelle. Sa résolution est cependant limitée. Des techniques alternatives, telle la photolithographie par faisceau d'électrons, ont donc été développées. Le transfert de motif vers la résine est alors effectué à l'aide d'un faisceau d'électrons et d'une résine sensible au bombardement électronique. Dû à sa vitesse d'écriture limitée, cette technique est principalement utilisée en recherche. Elle sert également à fabriquer les masques nécessaires en photolithographie.

2.2.1 Photo-résine

Les résines utilisées en photolithographie sont composées de polymères, de photosensibilisateurs et de solvants. L'exposition aux rayons UV permet d'altérer localement la structure des chaînes de polymère. Les photosensibilisateurs sont utilisés afin d'amplifier cette réaction alors que les solvants sont simplement ajoutés afin de faciliter l'étalement sous forme de couches minces. Il existe deux types de photo-résines. La structure des photo-résines positives est affaiblie par l'exposition. La solubilité des régions illuminées est considérablement augmentée par le bris des chaînes de polymère. La structure des photo-résines négatives est renforcée par l'exposition. La solubilité des régions illuminées est considérablement diminuée par la création de liens entre chaînes de polymère voisines. Les résines négatives sont moins dispendieuses. Les résines positives permettent cependant d'atteindre de meilleures résolutions et leurs solvants sont moins nocifs pour l'environnement.

2.2.2 Étalement

Une photolithographie comporte trois étapes principales. La première correspond au dépôt d'une mince couche de résine photosensible à la surface de l'échantillon. Plusieurs techniques de déposition existent. Les deux plus répandues sont par étalement et par vaporisation. L'étalement se fait en fixant l'échantillon au centre d'une tournette. Une quantité suffisante de résine est

déposée sur l'échantillon et la tournette est mise en marche. L'épaisseur finale de la résine dépend de sa viscosité et de la vitesse de rotation. La relation générale est la suivante [29] :

$$T = \frac{K C^{\beta} \eta^{\gamma}}{\omega^{\alpha}}.$$

La variable K correspond à une constante de calibration générale pour la tournette utilisée. Les variables C , η et ω correspondent respectivement à la concentration du polymère, sa viscosité et la vitesse angulaire de la tournette. Une fois les exposants β , γ et α déterminés expérimentalement, on peut alors prédire l'épaisseur des couches déposées. L'optimisation du temps de rotation et de l'accélération permet de maximiser l'uniformité de la couche. L'uniformité est cependant limitée par les tensions de surface qui ont tendances à créer des effets de bord. On observe alors une accumulation plus importante de résine sur les pourtours de l'échantillon. L'uniformité de la couche influencera directement la résolution du motif transféré. La seconde technique nécessite une tête de vaporisation dans laquelle on injecte à la fois de la résine et un gaz pressurisé. Des gouttelettes de résine sont alors projetées sur l'ensemble de l'échantillon. Les paramètres permettant d'ajuster l'épaisseur du dépôt sont la pression du gaz, le débit et la viscosité de la résine. Cette méthode est généralement utilisée pour les dépôts de résines plus épaisses. C'est la technique la plus répandue dans l'industrie. Son automatisation pour la production de masse est simple, elle permet une meilleure uniformité et utilise moins de résine. La précision sur l'épaisseur du dépôt est cependant réduite.

Suite au dépôt, un recuit permet d'évaporer les solvants présents dans la couche de résine. Il permet également de relaxer les contraintes et favorise l'adhésion au substrat. Un promoteur d'adhésion peut également être utilisé afin de maximiser l'adhérence de la résine. Le temps et la température du recuit influencent la photosensibilité et le profil des motifs de résine. Ils doivent donc être ajustés avec précaution.

2.2.3 Exposition

L'exposition nécessite une lampe UV, un masque et un aligneur. Les lampes pour la photolithographie vont de l'extrême UV (10-14 nm), à l'UV proche (350-500 nm) en passant par l'UV moyen (150-300 nm). Les systèmes travaillant dans l'UV proche utilisent généralement une lampe au mercure. Ce type de lampe possède deux raies d'émission à 365 nm (*i-line*) et à 435 nm (*g-line*). Plus la longueur d'onde est courte, plus la résolution maximale est élevée. Le masque est

composé d'un substrat de verre ou de quartz sur lequel une couche de chrome a été déposée et structurée de sorte à obtenir le motif désiré. Lorsque plusieurs photolithographies sont nécessaires, l'alignement entre les motifs de l'échantillon et ceux du masque est crucial. On utilise donc un aligneur de haute précision possédant typiquement trois degrés de liberté (x , y et θ).

L'exposition peut être faite en contact, en proximité ou en projection. La résolution maximale des modes contact et proximité R est donnée par l'équation suivante :

$$R = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda \left(s + \frac{z}{2} \right)}.$$

Les paramètres λ , s et z correspondent respectivement à la longueur d'onde de la source, la distance entre la résine et le masque et l'épaisseur de résine. On observe que la résolution augmente lorsque la longueur d'onde de la source et la distance séparant le substrat et le masque diminuent. L'exposition en proximité donne donc une moins bonne résolution. Elle permet cependant d'éviter la dégradation du masque et la contamination croisée des échantillons. L'exposition en projection utilise un système de lentilles afin de réduire l'image du masque et d'augmenter la résolution. La résolution maximale de cette technique R est donnée par l'équation suivante :

$$R = k \frac{\lambda}{NA}.$$

Les paramètres k et NA correspondent respectivement à un paramètre expérimental sans unité variant de 0.3 à 0.75 et à l'ouverture numérique du système optique utilisé. On observe que la résolution augmente lorsque la longueur d'onde diminue et que l'ouverture numérique augmente. L'augmentation de l'ouverture numérique entraîne cependant une diminution de la profondeur de champ. Un compromis doit être effectué entre ces deux paramètres afin d'optimiser le transfert de motif. Cette technique évite le contact entre l'échantillon et le masque. De plus, elle permet d'atteindre une résolution plus élevée. Elle nécessite cependant un système plus complexe.

Il est préférable d'effectuer un recuit suite à l'exposition. L'augmentation de la température permet d'amplifier l'effet du photosensibilisateur. Il en découle une augmentation du contraste entre les régions exposées et masquées, des profils de résine plus verticaux, un meilleur contrôle

sur la largeur des motifs et une réduction de l'effet des ondes stationnaires créées dans la couche lors de l'illumination.

2.2.4 Développement

Le développement permet de retirer les sections de résine ayant été exposées (résine positive) ou masquées (résine négative) durant l'exposition. La majorité des applications effectuent le développement en milieu humide. Dans ce cas, une solution de développement adaptée à la résine est vaporisée en continue sur l'échantillon. L'échantillon peut également être immergé dans un bain de développeur qui doit alors être agité en continu. Les résines positives nécessitent typiquement une solution alcaline alors que les résines négatives nécessitent une solution organique. Le temps de développement doit être bien optimisé afin de maximiser la verticalité des profils de résine.

Un dernier recuit peut être effectué suite au développement de la résine. Il permet d'évaporer les dernières traces de solvants ou de développeur et de relaxer les contraintes. De plus, il permet d'améliorer l'adhérence de la couche de résine qui peut avoir été affectée par le développeur. Il est possible de réaliser ce recuit à une température plus élevée que pour les précédents afin de durcir la résine. Elle sera alors plus résistante durant l'étape de gravure. Il faut cependant faire attention à ne pas trop augmenter la température. On risque alors de perdre la verticalité des profils de résine.

2.2.5 Paramètres et résultats expérimentaux

Le procédé de fabrication développé nécessite une seule étape de photolithographie dont les détails sont présentés dans le tableau 2.1. Le type de résine et l'épaisseur du dépôt ont été déterminés en fonction de la sélectivité du procédé de gravure et de la profondeur des tranchées devant être gravées. L'uniformité de l'étalement est principalement limitée par les effets de bord. Ces effets sont particulièrement importants étant donnée la forme rectangulaire des échantillons. La résolution varie de 1 μm à 1.5 μm . Elle est limitée par l'épaisseur de la résine et par l'uniformité du dépôt. Considérant ces deux paramètres, la résolution obtenue témoigne de la qualité du travail d'optimisation effectué sur le procédé. La qualité du contact lors de l'exposition a nécessité une attention particulière. Des cales ont été insérées sous les échantillons afin de compenser la non-uniformité de la résine.

Tableau 2.1 : Paramètres et résultats expérimentaux de l'étape de photolithographie

	Résine		SPR220 4.5
Dépôt	Type de dépôt	-	étalement
	Vitesse	$[rpm]$	2500
	Accélération	$[rpm/s]$	114
	Temps	$[s]$	60
	Épaisseur finale	$[\mu m]$	5.7
Recuit 1	Température	$[^{\circ}C]$	20 à 115
	Temps	$[s]$	150
Exposition	Appareil	-	MA4 SÜSS Microtech
	Type d'exposition	-	contact
	Énergie	$[J/cm^2]$	75
Recuit 2	Température	$[^{\circ}C]$	115
	Temps	$[s]$	90
Développement	Développeur	-	MF-319
	Temps	$[s]$	300
Performance	Résolution	$[\mu m]$	1-1.5
	Verticalité	-	bonne

2.3 Gravure du silicium

Différentes techniques de gravure peuvent être utilisées afin de structurer le silicium. L'une des plus répandue est certainement la gravure ionique réactive profonde (DRIE) [30] [31]. Elle offre une bonne sélectivité et un taux de gravure élevé. De plus, elle permet d'effectuer des gravures hautement anisotropes et d'atteindre des rapports de forme élevés [32] [33] [34]. Cette section présente les bases de la gravure plasma. Elle détaille également les gravures DRIE de type cryogénique et Bosch.

2.3.1 Gravure ionique réactive profonde

Trois processus contribuent aux gravures par plasma. Le plus important est le processus chimique, généralement isotrope. Il provient de l'interaction entre les radicaux libres du plasma et

le substrat. Le deuxième est le processus physique, partiellement anisotrope. Il provient de l'interaction entre les ions incidents et la surface du substrat. Son degré d'anisotropie est déterminé par le contenu angulaire du flux d'ions. Le troisième est le processus de passivation, généralement isotrope. Il peut être généré volontairement par l'ajout d'un gaz de passivation, ou découler de la technique de gravure comme dans le cas de l'auto-passivation. L'auto-passivation est par exemple observée lorsque des molécules du masque de résine, arrachées sous l'impact des ions, se redéposent sur l'échantillon. On remarque que la seule contribution anisotrope provient du processus physique. Cependant, lorsqu'un site est occupé par une molécule de passivation, il est alors inerte chimiquement. La molécule de passivation doit donc d'abord être gravée physiquement afin de libérer le site de réaction. L'optimisation de ces différentes contributions permet de modifier l'anisotropie de la gravure

Les systèmes de gravures RIE sont mal adaptées pour ce type d'optimisation. Le plasma est généré à l'aide d'une source à plaques parallèles. La densité du plasma, l'énergie cinétique des ions et leur contenu angulaire sont donc tous reliés. Il en résulte une mauvaise sélectivité, un faible taux de gravure et des structures aux rapports de forme limités. Les chambres à couplage inductif (ICP) ont été développées afin de répondre à cette problématique. Ce type de chambre, telle que schématisée à la figure 2.2 a), comporte deux sources. La première est une source inductive formée d'une bobine connectée à un générateur RF. Les électrons libres sont couplés au champ magnétique résultant et permettent de maintenir le plasma actif. C'est donc cette source qui permet de générer le plasma et de contrôler sa densité. La deuxième est une source à plaques parallèles connectée à un générateur RF. Elle permet d'accélérer les ions vers l'échantillon et de contrôler leur énergie cinétique. Contrairement aux chambres utilisées pour les gravures RIE, les chambres ICP permettent donc de contrôler indépendamment le taux de gravure chimique (densité du plasma) et le taux de gravure physique (énergie cinétique). Elles maximisent également le libre parcours moyen des électrons libres ce qui permet de travailler à basse pression et de minimiser le contenu angulaire du bombardement ionique.

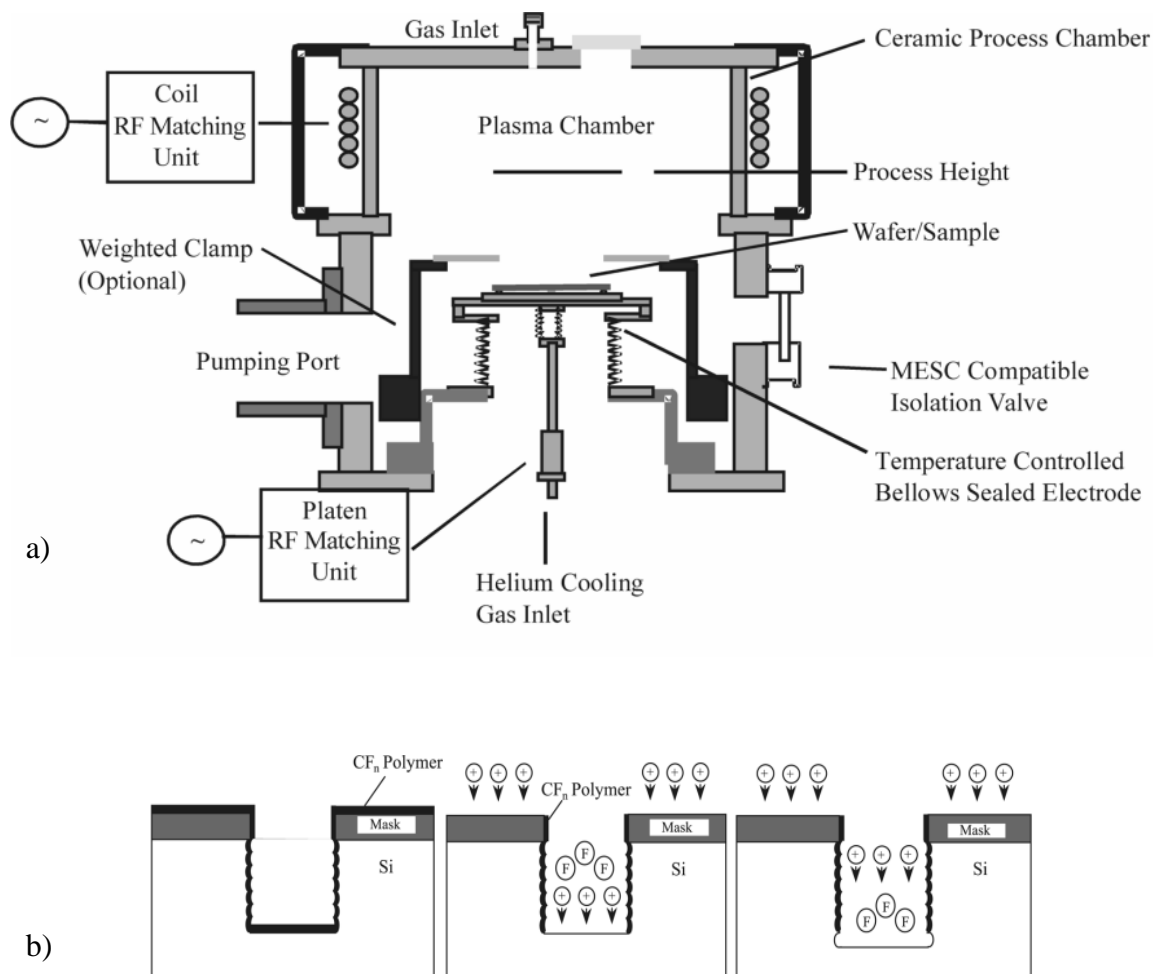


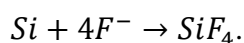
Figure 2.2 : a) Chambre ICP utilisée pour la gravure DRIE b) Procédé DRIE de type Bosch. Tirés de l'article *Developments in advanced silicon etching techniques by STS Systems* [35].

La contribution de l'auto-passivation n'est pas suffisante pour obtenir des gravures hautement anisotropes. Deux processus de passivation alternatifs ont donc été utilisés dans le développement des gravures DRIE de type cryogénique et Bosch. Pour la gravure cryogénique, un seul réactif est utilisé. Son ionisation produit des radicaux libres qui réagissent avec le silicium pour former des dérivés volatiles. La température de l'échantillon doit être maintenue à 77 K. Elle entraîne la condensation du gaz et la formation d'une couche de passivation sur l'échantillon. Un flux d'hélium liquide peut être utilisé afin de refroidir le support à échantillon. Évidemment, le contact thermique entre l'échantillon et le support doit être excellent. Le masque de gravure doit pouvoir résister à d'importants stress thermiques. Par conséquent, les épaisse couches de résine sont à éviter.

La gravure DRIE de type Bosch utilise une approche différente. La figure 2.2 b) schématise le procédé. La gravure et la passivation nécessitent des réactifs différents et ne sont pas accomplies simultanément. L'échantillon est plutôt soumis à une série d'étapes de passivation et de gravure. Le plasma de passivation dépose une mince couche chimiquement inerte sur l'ensemble de l'échantillon. Le plasma de gravure se passe en deux temps. Premièrement, le bombardement ionique grave physiquement la couche de passivation. Ce processus est anisotrope et attaque préférentiellement les surfaces horizontales. Ensuite, les surfaces de silicium exposées réagissent avec les radicaux libres du plasma pour former des dérivés volatiles. Cette gravure chimique est purement isotrope. Ce procédé itératif entraîne la formation d'une rugosité de surface appelée *scalloping*. L'optimisation des temps de gravure et de passivation permet de minimiser sa période et son amplitude. De plus, le rapport entre ces temps peut être ajusté afin de modifier l'anisotropie (verticalité) de la gravure. Par rapport à la RIE, ces deux techniques de DRIE permettent d'atteindre des sélectivités, des taux de gravure et des rapports de forme très élevés. De plus, elles permettent d'effectuer des gravures hautement anisotropes. La gravure cryogénique est la plus performante des deux. Son implémentation est cependant plus compliquée et plus coûteuse. La technique Bosch est donc la plus répandue.

2.3.2 Paramètres de gravure et résultats expérimentaux

La fabrication des miroirs de Bragg verticaux en silicium nécessite une gravure à haut rapport de forme et hautement anisotrope. Une gravure DRIE de type Bosch a donc été effectuée. Les détails de la gravure sont présentés dans le tableau 2.2. Le plasma de SF₆ génère des radicaux libres de fluor. Ces derniers réagissent avec le silicium et donnent un composé volatil qui est ensuite pompé à l'extérieur de la chambre :



Le processus de dépôt est plus complexe. L'ionisation des molécules de C₄F₈ génère principalement des molécules de CF₂, CF₃ et CF. Elles se déposent ensuite à la surface de l'échantillon et forme une couche de C_xF_y semblable à du téflon dont la composition exact dépend de plusieurs paramètres.

Comme certaines des parois de gravure sont utilisées comme surface optiques il est important de minimiser leur rugosité et de maximiser leur verticalité. Les paramètres de gravure ont été optimisés à cette fin. La durée des étapes de passivation et de gravure a été diminuée au maximum afin de réduire la période et l'amplitude du *scalloping*. De plus, un certain volume de gaz de passivation est injecté dans la chambre lors de l'étape de gravure. Il en est de même pour l'étape de passivation durant laquelle un certain volume de gaz de gravure est injecté. On obtient ainsi un procédé hybride qui minimise la rugosité de surface ainsi que la sous-gravure. En contrepartie, cette modification diminue le taux de gravure ainsi que la sélectivité du processus. L'ajout d'un faible volume d'oxygène permet de maximiser la densité du plasma et donc le taux de gravure [36]. La quantité ajoutée ne doit cependant pas être trop importante au risque de diminuer le taux de gravure.

Tableau 2.2 : Paramètres et résultats expérimentaux de la gravure DRIE.

		Passivation	Gravure
t	[s]	3	6
T	[°C]	20	20
O₂	[sccm]	0	6.5
C₄F₈	[sccm]	65	15
SF₆	[sccm]	1	65
P_{platen}	[W]	10	25
P_{ICP}	[W]	450	450
P_{tot}	[mTorr]	15	15
Appareil		Plasmalab System 100 Oxford Instruments	
Nombre d'itérations		500	
Sélectivité pour des ouvertures de 3 μm		18	
Rapport de forme maximal		25	

Les figures 2.3 a) et b) ont été prises à l'aide d'un Microscope Électronique à Balayage (MEB). Elles présentent une vue en coupe d'un échantillon de silicium. On trouve sur la figure 2.3 a) des tranchées verticales de quatre largeurs différentes ayant été gravées par DRIE. La taille des ouvertures augmente de la gauche vers la droite. On observe que le taux de gravure augmente

avec la taille de l'ouverture. Il est important de considérer cet aspect durant le design et la fabrication des dispositifs. En comparant les figure 2.3 a) et b) on observe également que la verticalité des parois varie très peu en fonction de la taille de l'ouverture. Les masques de gravure présentent souvent des ouvertures de dimensions très variées. L'optimisation de ce paramètre est donc très importante. Elle permet de graver à la fois plusieurs composantes mécaniques ou optiques tout en maintenant un contrôle élevé sur leurs dimensions finales.

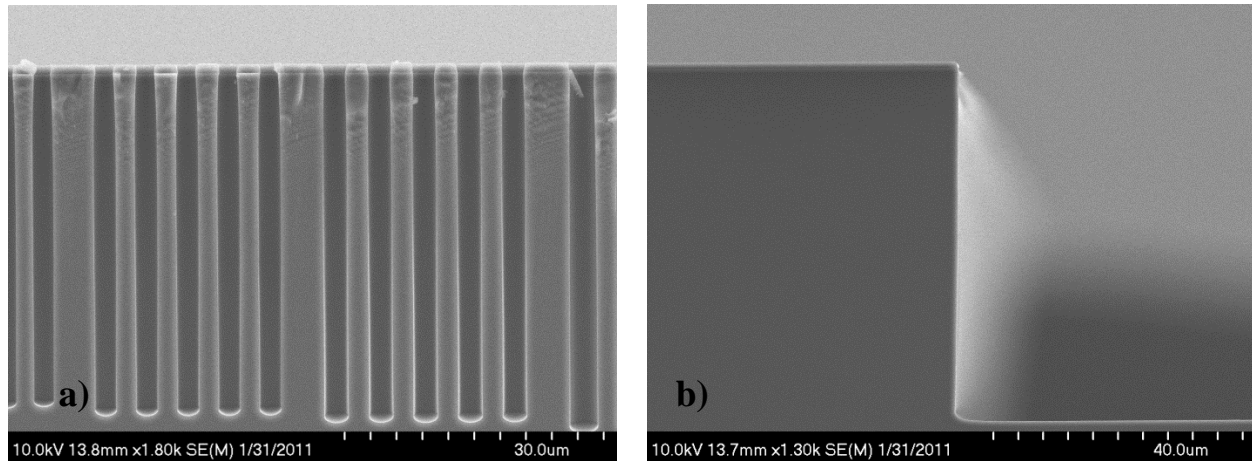


Figure 2.3 : Vues en coupe au MEB tranchées d'ouvertures différentes gravées par DRIE.

La figure 2.4 permet de voir le détail de la gravure au niveau du haut des tranchées. On observe que le *scalloping* est très faible et qu'il est limité aux premiers deux microns. Son amplitude et sa période sont respectivement de 50 nm et 200 nm. La sous-gravure, qui correspond à la différence entre la largeur du masque de résine et la largeur des murs de silicium, est également très faible. On observe que les murs ne sont pas parfaitement verticaux. L'angle a été évalué à 0.5° à partir des images MEB recueillies.

Notons que les réseaux sont conçus pour être interrogés à l'aide de fibres optiques (Corning SMF28). La dimension des fibres utilisées fait en sorte que la majorité du faisceau lumineux est situé dans la région allant de $-4 \mu\text{m}$ à $-14 \mu\text{m}$ en partant du haut des tranchées. La rugosité de surface dans cette région a été mesurée à l'aide d'un interféromètre à lumière blanche (Fogale Nanotech). La topographie de la surface est montrée à la figure 2.5 a). Une rugosité de 25 nm RMS a été mesurée pour les petites ouvertures. Les grandes ouvertures présentent cependant des rugosités plus importantes. On peut voir sur la figure 2.5 b) que pour les grandes ouvertures le *scalloping* n'est pas limitée qu'aux premiers microns de la tranchée.

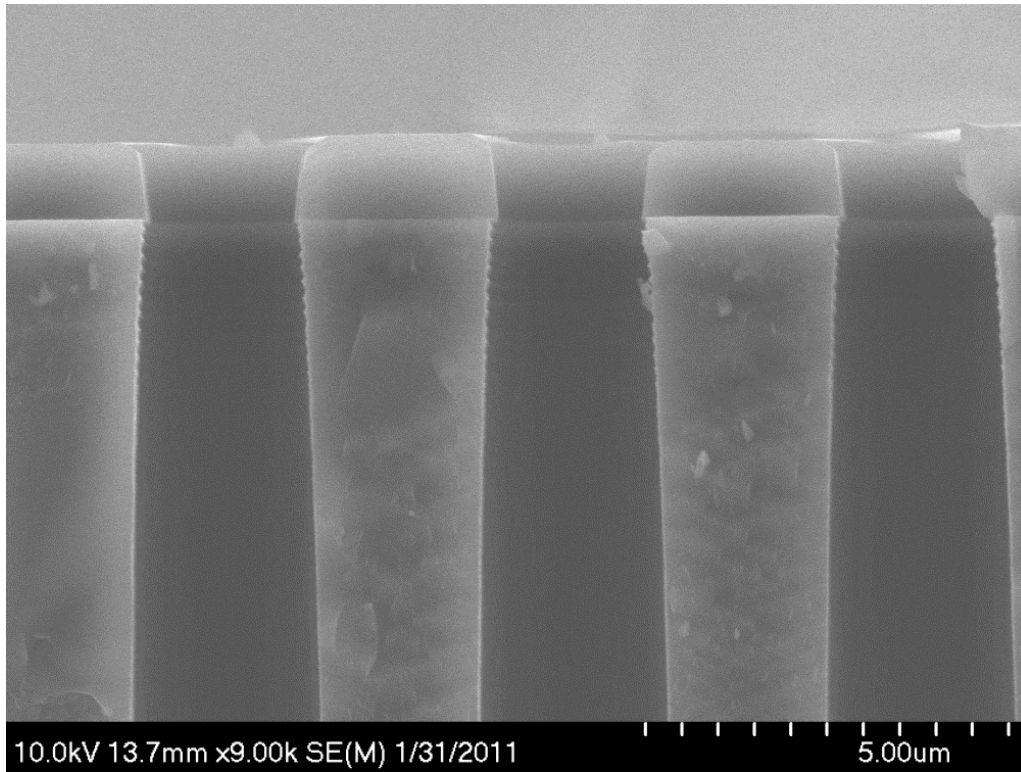


Figure 2.4 : Vue en coupe au MEB montrant les détails du haut des parois de gravure.

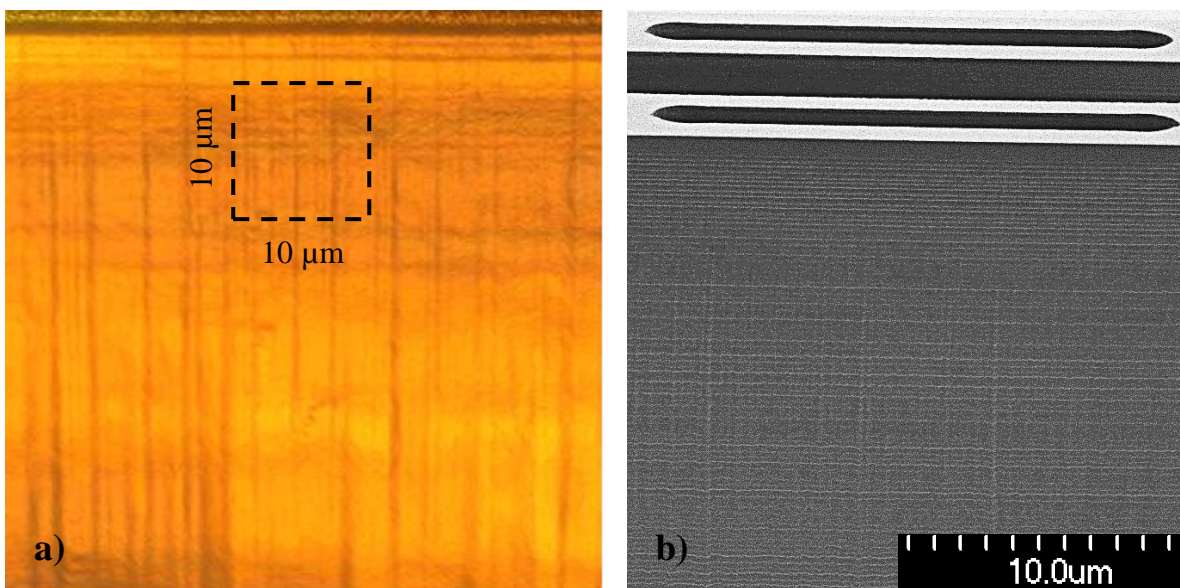


Figure 2.5 : a) Topographie de la paroi d'une tranchée de faible ouverture mesurée à l'aide d'un interféromètre à lumière blanche. b) Vue à 60° au MEB de la paroi d'une tranchée de grande ouverture.

On observe que deux composantes contribuent à la rugosité de surface. La première est horizontale et provient de l'alternance entre les étapes de gravure et de passivation. La période spatiale et l'amplitude de cette rugosité sont largement inférieures à la longueur d'onde de travail. La deuxième composante est verticale et semble provenir d'irrégularités au niveau du masque de résine. L'amplitude de cette rugosité augmente avec la profondeur et sa période spatiale semble aléatoire. Il apparaît cependant que son amplitude et sa période spatiale sont nettement plus élevées que celles du *scalloping*. Les pertes optiques par diffusions sont donc dominées par cette composante. Contrairement au *scalloping*, la rugosité verticale ne dépend pas de l'ouverture de la tranchée.

L'optimisation de la verticalité des parois est une tâche complexe. En réalité, il est préférable d'ajuster les étapes de gravure et de dépôt de sorte à obtenir des parois déviant légèrement de la verticale. Si la gravure est parfaitement anisotrope on observe alors l'apparition de *black silicon* tel qu'observé à la figure 2.6. Lors de la gravure, il est possible que des particules en suspension dans la chambre se déposent sur l'échantillon et qu'ils agissent comme masque de gravure. Si la gravure est parfaitement verticale on observe alors la formation de piliers très étroits et très verticaux dans le fond des tranchées. On reconnaît facilement ce type de structures au microscope optique car leur géométrie piège la lumière. Les fonds de gravure normalement réfléchissant apparaissent alors complètement noirs, d'où le terme *black silicon*.

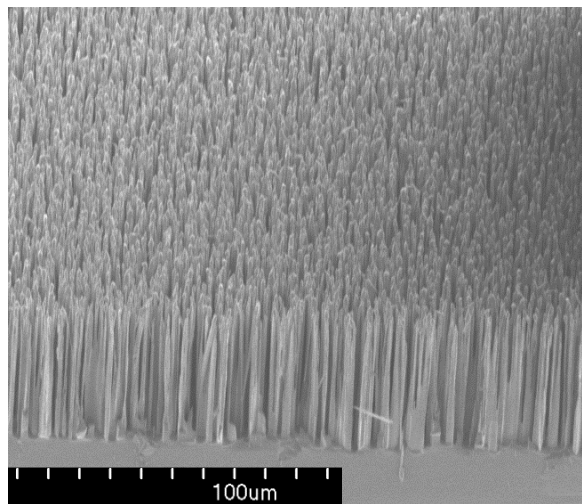


Figure 2.6 : Exemple de *Black silicon* pouvant être observé dans le fonds des tranchées.

2.4 Nettoyage de la résine et libération des structures

L'étape précédente a permis de structurer la section *device* du substrat. Pour l'instant, l'ensemble de cette structure de silicium est attachée à la couche sous-jacente de SiO_2 . La dernière étape du procédé de fabrication consiste à libérer les sections du microsystème devant être suspendues.

2.4.1 Nettoyage

La première étape est le nettoyage du masque de résine. L'échantillon est nettoyé directement dans la chambre ICP. Un plasma d'oxygène dont les paramètres sont donnés dans le tableau 2.3 est utilisé. Les radicaux libres d'oxygène réagissent fortement avec les composés organiques. Cette technique est donc particulièrement efficace pour nettoyer la résine. De plus, elle permet de retirer en partie ou complètement la passivation déposée sur le flan des tranchées lors de la gravure. La présence de cette mince couche de passivation n'est cependant pas problématique. Si la quantité de résine restante est trop importante il est préférable d'effectuer un premier nettoyage dans une solution piranha. Cela permet de limiter la contamination de la chambre ICP. L'échantillon doit ensuite être nettoyé une seconde fois à l'aide d'un plasma d'oxygène.

Tableau 2.3 : Paramètres du plasma d'oxygène.

		Étape 1	Étape 2	Étape 3
t	[s]	1	1	25 min
O₂	[sccm]	100	100	100
P_{platen}	[W]	30	25	0
P_{ICP}	[W]	2000	2000	2000
P_{tot}	[mTorr]	50	50	50
Appareil		Plasmalab System 100 Oxford Instruments		

Le bombardement ionique de la gravure DRIE a tendance à durcir la surface de la résine. Cette dernière est alors difficile à nettoyer autrement que par gravure plasma. Les figures 2.7 a) et b) présentent l'effet du bombardement ionique sur la résine. Les images MEB présentent un échantillon gravé par DRIE et nettoyé dans une solution piranha. On observe que l'intérieur du masque de résine a bien été nettoyé mais que la surface soumise au bombardement est toujours présente.

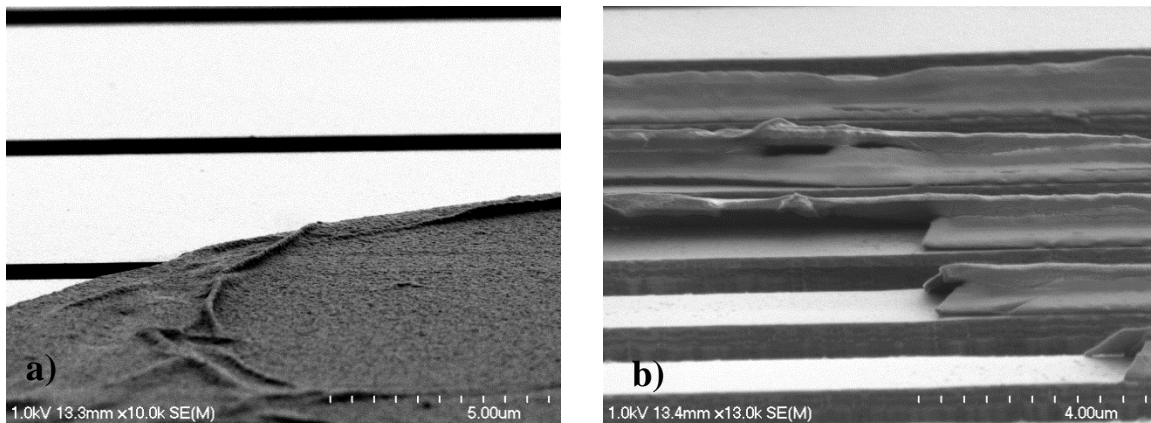
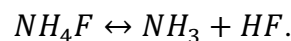
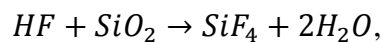


Figure 2.7 : Effet du bombardement ionique sur la résine lors d'une gravure DRIE.

2.4.2 Gravure HF

La seconde étape de la libération consiste à graver partiellement la couche d'oxyde sacrificielle. Pour y arriver on mouille l'échantillon à l'eau DI puis on l'immerge dans une solution de HF 49 % pendant 3 minutes. La réaction entre le silicium et l'acide fluorhydrique entraîne la production de SiF_4 , un composé volatile, et d'eau. Il est également possible d'utiliser une solution de BOE qui correspond à un mélange de HF, d'eau DI et de NH_4F . Le NH_4F permet de maintenir une concentration de HF constante et de contrôler le pH de la solution (minimise l'impact sur la photo-résine) :



La gravure se passe en deux temps. Premièrement, les surfaces exposées verticalement sont gravées très rapidement. Les grandes ouvertures facilitent l'apport en HF et le rejet des produits de la réaction. La gravure latérale, celle qui permet la libération des structures, est cependant plus lente étant donné l'accès plus restreint. Le temps de gravure doit être calculé de sorte à ce que l'oxyde soit complètement gravé sous la plus large des structures suspendues et qu'il en reste suffisamment sous le plus petit des ancrages. La figure 2.1 d) schématise bien la gravure partielle de la couche sacrificielle. Une fois la gravure complétée on doit rincer l'échantillon dans un bac à déversement d'eau DI. Le HF est très toxique. Il faut donc prendre toutes les précautions nécessaires afin de ne pas entrer directement en contact avec ce produit. Une fois l'échantillon rincé on le transfère dans un bain d'alcool isopropylique. Il est important d'effectuer ce transfert

rapidement. Les tensions de surface sont très importantes à l'échelle microscopique. Si l'eau située entre les structures suspendues et le substrat a le temps de s'évaporer, les structures suspendues risquent alors de s'effondrer et de coller au substrat. Cette liaison silicium-silicium est très forte et rend généralement le dispositif inutilisable.

2.4.3 Séchage supercritique

Les différents états physiques d'un élément peuvent être cartographiés en fonction de la pression et de la température. On observe alors qu'il existe des frontières précises entre les différentes phases de la matière. La figure 2.8 donne en exemple le diagramme de phase du CO_2 . Considérons un élément initialement à l'état liquide. Si on élève graduellement sa température, on franchit éventuellement la frontière avec l'état gazeux. La transition de phase n'est cependant pas instantanée. Elle est caractérisée par un environnement hétérogène où deux états coexistent. Le liquide s'évapore à un taux constant, entraînant ainsi une diminution graduelle du volume de liquide et une augmentation du volume de gaz. Les tensions de surface tendent alors à attirer tout élément solide en contact avec le milieu liquide. L'ordre de grandeur de ces forces est très faible et donc négligeable à l'échelle macroscopique. Elles deviennent cependant très importantes au niveau de petites structures telles les microorganismes ou les microsystèmes.

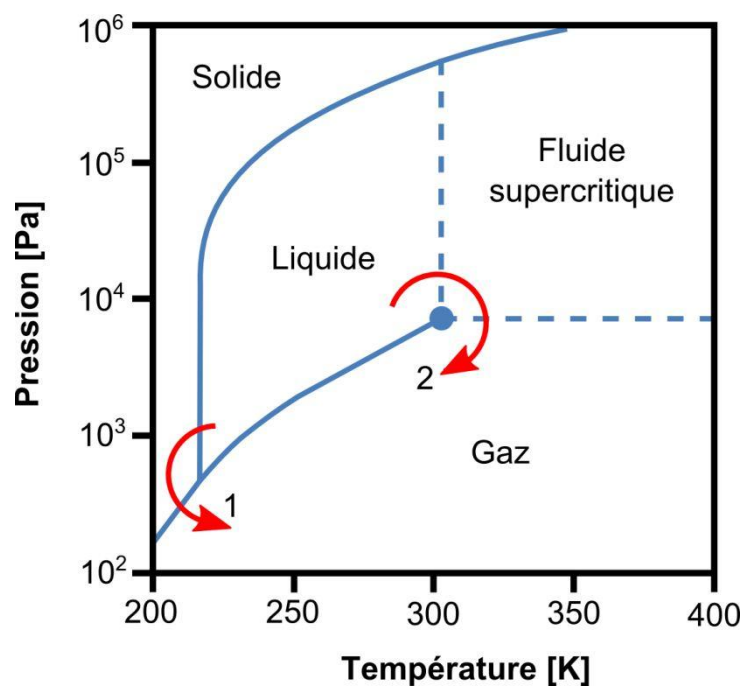


Figure 2.8 : Diagramme de phase du dioxyde de carbone (Adaptée de [37]).

Lorsqu'un échantillon sensible à ce type de forces de tension de surface doit être séché, il est important d'éviter cette transition de phase. Deux techniques peuvent alors être utilisées. La première, schématisée par la flèche 1 sur la figure 2.8, consiste à contourner la ligne de transition liquide-gaz en passant par l'état solide. Certaines structures peuvent cependant être endommagées par la transition solide-gaz. Elle est donc rarement utilisée. La deuxième technique, schématisée par la flèche 2 sur la figure 2.8, consiste à contourner la transition liquide-gaz en passant par l'état supercritique. Dans cet état, la distinction entre l'état liquide et gazeux n'existe plus. Cette approche, appelée séchage supercritique, offre l'avantage de ne croiser aucune ligne de transition de phase.

La dernière étape du procédé de fabrication est donc le séchage supercritique des échantillons à l'aide de l'appareil Automegasamdri-815B Series C de Tousimis. La chambre de l'appareil est partiellement remplie d'alcool isopropylique. Les échantillons, immergés dans un bain d'alcool suite à la gravure de la couche d'oxyde sacrificielle, sont rapidement transférés vers la chambre de l'appareil. La suite du processus est automatisée. Une fois la chambre refermée, sa température est abaissée à 8°C. Des valves d'entrée et de sortie permettent de graduellement remplacer l'alcool isopropylique par du CO₂ liquide. Une fois la chambre remplie de CO₂ liquide, sa température et sa pression sont respectivement augmentées à 31°C et 1350 psi. À partir de ce point, la température est augmentée à pression constante jusqu'à dépasser le point critique. Le CO₂ est alors dans un état supercritique. Il suffit ensuite d'abaisser la pression jusqu'à la pression ambiante, d'ouvrir la chambre et de récupérer l'échantillon. Évidemment, il est préférable que les variations en température et en pression soient appliquées graduellement de sorte à protéger les structures les plus sensibles.

CHAPITRE 3 MEMS TUNABLE ASYMMETRIC FABRY-PEROT CAVITY FOR HIGH PRECISION WEIGHING OF MACRO SAMPLES

Abstract - We propose a MEMS-based tunable asymmetric Fabry-Perot cavity for the high precision weighing of macro samples. The device is based on an in-plane design and is structured in a silicon on insulator substrate. The cavity length of the optical resonator is tuned under the action of an external force. The force can be determined from the resulting spectral shift of the optical resonance. Measurements can be done under static conditions and are immune to electromagnetic interferences. Various designs have been simulated, fabricated and characterized. We report the experimental performances of four devices which have been tested under loads up to 98 mN (10 g). Sensitivities ranging from 0.51 nm/mN to 67.69 nm/mN and absolute resolution ranging from 0.15 μ N to 19.61 μ N are reported. The maximum relative resolution of the sensor is below 100 ppm.

3.1 Introduction

Most of the micro-electro-mechanical systems (MEMS) can be classified either as actuators or sensors. Performance maps have been drawn in order to get a global view of these fields [38] [39] [40]. They allow to select the best suited type of sensor for a given application and can be used as preliminary design tools in the development of new devices. Force sensors can be used to monitor different physical quantities. The main ones being strain [41], pressure [2], acceleration [42] and mass [43]. These different measurements are needed in various fields of application such as microfluidic [44], medicine [45], aerospace [46] and thin films deposition [47].

A review of main force sensors, at both the micro and macro scales, is reported by Bell [38]. Force sensors are mapped following their resolution and the maximum force they can measure. The ratio of these two parameters is a meaningful factor that can be used to characterize the performance of a sensor. Only few technologies allow high resolution measurements for loads ranging from 1 mN to 100 mN. Considering the ratio of the resolution to the maximum force as the figure of merit, it can be seen that macro sensors performance drops for loads below 100 mN. On the other hand, most of the microsystem technologies cannot measure loads larger than 1 mN. Piezoresistive and piezoelectric sensors appear to be the only candidates for high resolution measurements between 1 mN and 100 mN. However, the specific materials required for these

technologies increase the complexity and the cost of fabrication [48]. Moreover, the output signal can be affected by electromagnetic interferences (EMI) [46], and the electrostatic charge leakage in piezoelectric materials makes it impossible to realize static measurements [49]. These technologies are therefore not well suited for all applications. One example is the development of weighing devices which most of the time require static measurements. In addition, samples can exhibit magnetic properties or the device might be exposed to important electromagnetic noise as in aerospace applications.

This work addresses the specific issue of high precision weighing of samples in the range of 1 mN to 100 mN. An additional challenge related to this target is the large size of the samples compared to the microsystems. 100 mN samples can easily be up to a few cubic centimeters. In this paper, we present a mass sensor based on an asymmetric Fabry-Perot (FP) resonator for high precision weighing of macro samples. The in-plane cavity, composed of two silicon Bragg mirrors, is tuned when applying an external force on the device. Unlike piezoresistive and piezoelectric sensors, this approach is immune to EMI. Only a few MEMS force sensors based on FP resonators have previously been published. A pressure sensor [41] and a shear stress sensor [44] were reported. They are respectively based on out-of-plane and in-plane resonators and do not involve distributed Bragg gratings (DBG). The use of DBG and an in-plane cavity in our design allows to achieve high reflectivity mirrors and makes design variations easier while keeping a simple fabrication process.

A third device, closer to the one we propose, was published recently [50]. The microsystem is based on a vertically etched silicon DBG and is presented as a force sensor. It was tested under forces up to 80 mN and exhibits a maximum sensitivity of 14 nm/N. However, waveguides are used in the design and the tuning mechanism is completely different from ours. All optical components are attached together. It's the compression or extension of the silicon section between the two Bragg mirrors that modifies the optical path. Our device is a free space optical component. The gap between the two mirrors is thus an air layer and can be tuned over a much longer distance by allowing the in-plane motion of one of the mirrors.

None of these microsystems were used as weighing instruments. In order to facilitate the comparison, our sensors performances will be presented as a function of the applied force rather than the applied mass. To our knowledge, we present the first microbalance based on a tunable

FP resonator. It is also, to our knowledge, the first optical-MEMS developed for weighing of macro samples. The first section of this paper is divided in four sub-sections which respectively present the working principle of the device, the mechanical design, the optical design and the fabrication process. The second section is composed of three sub-sections which respectively present the experimental setup, the opto-mechanical response of multiple devices and a discussion on the sensor stability and resolution.

3.2 Design and fabrication

3.2.1 Working principle

Figure 3.1 a) shows a schematic of the proposed device. Four springs hold a suspended central section. The load patch (highlighted in red online) corresponds to the interaction surface. The force or weight to be measured must be applied on this area. A close-up view of the device is presented in Fig. 3.1 b) and shows the optical components in detail. Two Bragg mirrors of different reflectivity, separated by a gap of dimension d_{Gap} , form an asymmetric Fabry-Perot cavity. The parameters d_{Air} and d_{Si} respectively correspond to the thickness of silicon and air layers. The term asymmetric refers to the mirrors which are not of equal reflectivity. Facing the optical resonator, a fiber groove has been implemented in order to allow passive optical alignment. The optical fiber inserted in this groove, referred as the interrogating fiber, is used to monitor the reflection spectrum of the device.

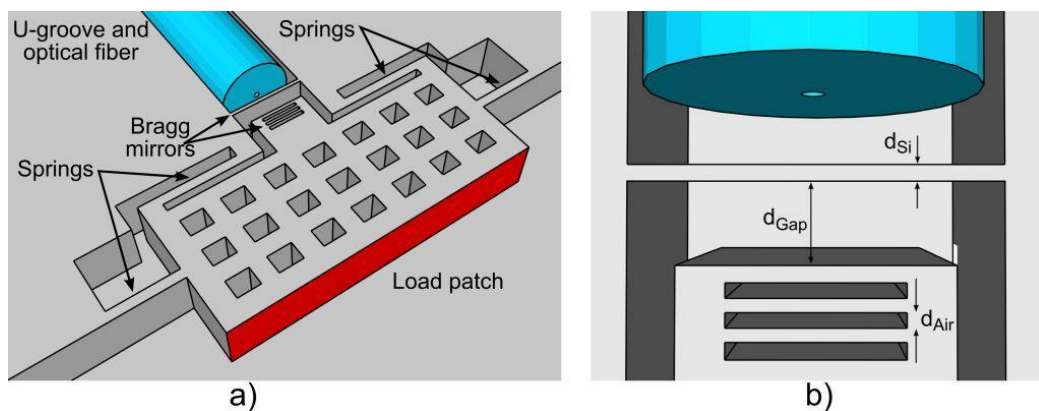


Figure 3.1 : a) Schematic of the proposed device with b) a close-up view of the optical cavity. The parameters d_{Air} and d_{Si} respectively correspond to the width of the air and silicon layers. The parameter d_{Gap} corresponds to the length of the FP cavity.

The resonance wavelength λ of a Fabry-Perot cavity can be tuned by modifying the optical length of the cavity. This can be achieved by changing the size of the gap or its refractive index. A change of $\lambda/2$ leads to a spectral shift equal to the free spectral range (FSR) which corresponds to the spacing between each resonance peaks. Figure 3.1 shows that one of the Bragg mirrors is attached to the suspended section. This mirror is thus free to move along the optical axis of the cavity. Consequently, the motion induced by an external force modifies the cavity length and the spectral position of the resonance. The force equilibrium condition leads to:

$$F = m \cdot g = K \frac{\lambda \cdot \Delta\lambda}{2 \cdot \text{FSR}}.$$

As can be seen, the spectral shift $\Delta\lambda$ is linearly proportional to the applied force or mass. The in-plane design allows a large range of spring constants k , a parameter directly related to the sensitivity S of the device. The sensitivity, defined as the ratio between the spectral shift and the applied force (nm/N), also depends on the FSR:

$$S = \frac{\Delta\lambda}{m \cdot g} = \frac{2 \cdot \text{FSR}}{K \cdot \lambda}. \quad 3.1$$

3.2.2 Optical design

Bragg mirrors correspond to a stack of alternating layers of high and low refractive indices. To obtain a reflection band centered at λ , the thickness of each layer (d_{Air} , d_{Si}) must correspond to an odd integer of $\lambda/4$. The bandwidth of the mirror is determined by the order of each layer and by the refractive index contrast. The orders of silicon and air layers are respectively defined as m_{Air} and m_{Si} :

$$m_{Air} = \frac{4 \cdot d_{Air}}{\lambda} \cdot n_{Air},$$

$$m_{Si} = \frac{4 \cdot d_{Si}}{\lambda} \cdot n_{Si}.$$

Low orders and high refractive index contrast lead to larger bandwidth. Silicon is therefore a good candidate since it has a high refractive index contrast with air ($\Delta n=2.45$ at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$). The lower limit on m_{Air} and m_{Si} is set by the lithography resolution, while the upper limit is set by the mirror bandwidth which must be at least as large as the targeted FSR.

The reflectivity of Bragg mirrors is determined by the refractive index contrast and the number of periods (i.e. pairs of high and low refractive index layers.). To optimize the reflection signal we chose to work with an asymmetric cavity. The back-end mirror was designed to reach a maximal reflectivity. It was calculated that there is no significant improvement of the reflectivity above 4 periods (i.e. four silicon walls). This is due to the high refractive index contrast between layers and optical losses induced by surface roughness [25]. The simulations showed that the entrance mirror reflectivity is of great importance. The optical losses in the cavity are non-negligible and the front mirror reflectivity must be optimized in order to get the highest signal while maintaining a small enough full width at half maximum.

To obtain a resonance centered at λ , the length of a FP cavity d_{Gap} must correspond to an integer of $\lambda/2$. The gap order, defined as m_{Gap} :

$$m_{Gap} = \frac{2 \cdot d_{Gap}}{\lambda} \cdot n_{Air},$$

determines the free spectral range between each resonance. Low orders lead to larger FSR. For short cavities formed of Bragg mirrors, there is no simple equation that expresses the relation between these two parameters. It is due to the non-negligible penetration depth of light into the mirrors, which modifies the effective cavity length. In that case, the transfer-matrix method [23] must be used to determine the expected FSR. As mentioned previously, there is a linear relation between the sensitivity and the FSR. Therefore, the gap order must be minimized in order to increase the sensitivity. The lower limit on m_{Gap} is set by the bandwidth of the mirrors which must cover the whole FSR.

Considering these different targets and limitations, the optical design parameters (m_{Air} , m_{Si} , m_{Gap} and the number of periods) were optimized using a previously reported model [25]. This model takes into account not only the thickness and refractive indices of each layer but also the optical losses due to Gaussian beam divergence and surface roughness, therefore allowing more accurate results. Roughness of 25 nm RMS was considered for all simulations. Table 3.1 shows the optimal Bragg dimensions and the resulting FSR. Two different designs were fabricated. The first uses the interface between the optical fiber and air as the entrance mirror. The second uses a Bragg mirror of 0.5 periods (i.e. one silicon walls). For both designs, the back-end Bragg mirror is composed of 4 periods.

Table 3.1 : Devices optical parameters

m_{Air}	d_{Air} [μm]	m_{Si}	d_{Si} [μm]	m_{Gap}	d_{Gap} [μm]	FSR [nm]
-		-		-		
7	2.7	13	1.4	7	5.4	120

3.2.3 Mechanical design

As this device will be used to weight macro samples, the dimensions of the load patch must be maximized. Our fabrication process restricts the thickness of the device layer and thus the height of the load patch. Its width can however take any value up to a few mm. The fabricated devices have a load area of 500 μm x 70 μm . This surface is still about three orders of magnitude smaller than the samples we need to weight. The solution to this constrain is detailed in the Experimental setup sub-section (3.3.1).

The design includes four springs in order to ensure its stability. Ideally, the only possible motion would be a translation along the x axis which corresponds to the optical axis of the FP cavity. The mechanical configuration limits the amplitude of unwanted translation or rotation motions while keeping one side of the device accessible to be used as the load area. The total spring constants of the structure in the x and z directions are given by:

$$k_x = \frac{E \cdot t \cdot d^3}{l^3},$$

$$k_z = \frac{E \cdot d \cdot t^3}{l^3},$$

where the parameters E , t , d and l respectively correspond to the Silicon Young modulus, the thickness, the width and the length of the springs.

Four different sets of springs were used for the fabricated devices. They are referred to as $S1$ to $S4$ and listed in Table 3.2 with the associated dimensions, minimum load, maximum load and dynamic range. The dynamic range corresponds to the mass needed to move the back-side mirror over a $\lambda/2$ distance. As can be seen from Eq. 3.1, for a given FSR the dynamic range and sensitivity are inversely proportional. Therefore, a compromise needs to be reached between these two parameters. The springs $S1$ and $S2$ are designed to work under a load of 9.8 mN (1 g). The dynamic range of $S1$ is however 5 times lower. On the other hand, its sensitivity is 5 times higher. The same relation exists between $S3$ and $S4$ which are designed to work under a

maximum load of 98 mN (10 g). The out-of-plane spring constants were used to calculate the vertical motion of the suspended section induced by its own weight. Considering a mass of 12 μg , a vertical deflection of 0.3 μm was calculated for the lowest k_z . There is therefore no risk for the suspended section to collapse or tilt and cause an important misalignment between the two mirrors. The high ratio of the in-plane spring constant to the out-of-plane spring constant (ranges from 25 to 150 depending on the device) minimizes the unwanted motion along the out-of-plane axis.

Table 3.2 : Devices structural variations

Structural variations		<i>S1</i>	<i>S2</i>	<i>S3</i>	<i>S4</i>
<i>t</i>	[μm]	70	70	70	70
<i>d</i>	[μm]	5.7	9.1	12.3	13.1
<i>l</i>	[μm]	145	145	100	100
k^x	[kN/m]	2.5	12.7	25.3	126.5
k^z	[kN/m]	384	656	1738	2972
Minimum load	[mN]	7.84	0	78.4	0
Maximum load	[mN]	9.8	9.8	98	98
Dynamic range	[mN]	1.96	9.8	19.6	98

3.2.4 Fabrication

The out-of-plane design of the microsystem allows to minimize the number of fabrication steps and therefore increases the production rate of the process. The fabrication process we used is adjusted from [7] and involves only three steps, as can be seen in Fig. 3.2. The substrate is a silicon on insulator <110> wafer. The device layer and buried oxide (BOX) are respectively 70 μm and 2 μm thick. The device layer thickness ensures the interrogating fiber (Corning SMF28) core will be aligned within the top 15 μm of the mirrors once inserted in the groove. The first step is a photolithography. Shipley SPR 7.0 resist is spun at 2500 rpm for 60 s to obtain a 5.7 μm thick layer. The second step is the deep reactive ion etching (DRIE) of the device. All optical and mechanical components are etched simultaneously. The DRIE parameters are shown in Table 3.3. An oxygen plasma is used to strip the remaining photoresist. The final step is the release of the structure in 49% HF during 15 minutes. Periodic holes are etched in the central section to facilitate the release step. The lateral oxide etch required is thus lowered by more than

one order of magnitude. As a second utility, the periodic holes also lower the mass of the suspended section. Finally, critical point drying is used to avoid sticking of the structure.

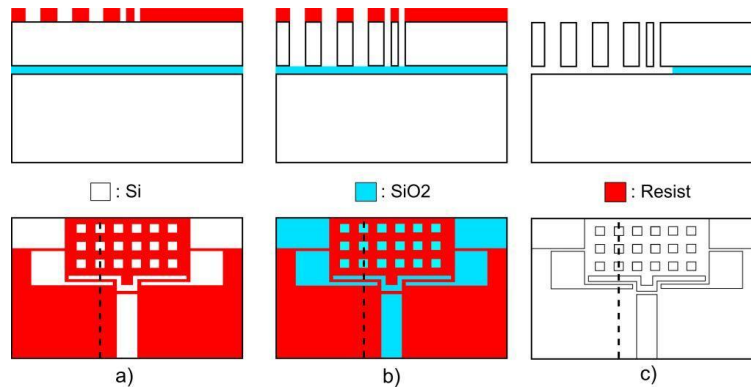


Figure 3.2 : Schematic of the device after the a) photolithography, b) DRIE and c) release steps. The upper and lower images respectively present side and top views of the device through its three fabrication steps. The side views are along the dotted lines visible in the lower images.

Table 3.3 : Deep Reactive Ion Etching parameters

		Passivation	Etching
t	<i>[s]</i>	3	6
T	<i>[°C]</i>	20	20
O₂	<i>[sccm]</i>	0	6.5
C₄F₈	<i>[sccm]</i>	65	15
SF₆	<i>[sccm]</i>	1	65
P_{platen}	<i>[W]</i>	10	25
P_{ICP}	<i>[W]</i>	450	450
Pressure	<i>[mTorr]</i>	15	15
Number of cycles		500	

Figure 3.3 shows a scanning electron microscopy image of the fabricated device before the release step. The left inset shows a close-up view of the entrance mirror lower section. As can be seen, the last few microns were completely etched, which is partly due to a slight non-verticality ($\sim 0.5^\circ$ deviation) of the etching profile. However, only the top 15 μm are actually exposed to the incident light beam. In this region, the thickness of the silicon wall is close to the expected value. The right inset shows a close-up view of Bragg mirrors upper section. Trenches with sidewalls of

optical quality surface were achieved by optimization of the DRIE process. 25 nm RMS surface roughness was measured by white light interferometry in the region exposed to the incident light beam.

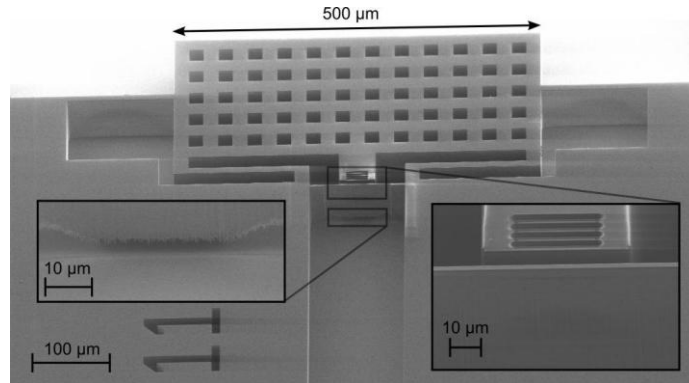


Figure 3.3 : Scanning electron microscopy image of a fabricated device. The right inset shows a close-up view of the asymmetric FP cavity. The left inset shows that the bottom of the first mirror has been etched due to a slight non verticality of the process.

3.3 Results and discussion

3.3.1 Experimental setup

The fabricated sensors were characterized using the experimental setup shown in Fig. 3.4. The setup can be divided in three main sections. The first one allows to monitor the spectral response of the device. Light from an erbium broadband source, stabilized by a controller, is injected in an optical fiber and directed toward the microsystem for interrogation of the asymmetric FP cavity. The reflection spectrum of the cavity is coupled back into the fiber and an optical circulator, inserted between the broadband source and the device, redirects it toward the Optical Spectrum Analyzer (OSA). The optical path presents many junctions and interfaces which can cause unwanted back reflections. An isolator has therefore been integrated at the exit of the broadband source.

The second section allows the alignment of the different setup components. The interrogating fiber is inserted in the fiber groove and aligned using a three axis stage. We can see in Fig. 3.1 b) that a cavity is formed between the fiber and the first Bragg mirror when those two are not in contact. The end of the fiber was therefore cleaved at 8° to minimize the parasitic effect of this

cavity. It was done at the expense of increased optical losses. Ideally, an anti-reflective coating or an index matching gel would be used. Indeed, angle cleaved fibers were not used for devices where the interface between the optical fiber and air acted as the entrance mirror. The microsystem is placed on a two axis stage under a transparent plastic box which isolates the sensor from pressure variations in its surroundings. The samples are applied onto the sensor with the help of a component referred to as the force system. A three axis stage is used to align the force system tip with the load patch of the device.

The third and final section allows loading of the microbalance. Our objective is to weigh macroscopic samples with a device exhibiting a microscopic sensing area. In order to make it possible we developed the force system, which increases significantly the sensing area of the device. The contact area of the force system tip is 0.1 mm^2 while the area of the load pan is 176.7 mm^2 . The system is composed of an S-shaped structure with a rotation axis at the center of the vertical beam. As the horizontal beams are not of equal weight, the movable disks are used to equilibrate the system before samples are applied on the load pan. Due to the rotational motion, the resulting force exhibits an out-of-plane component. However, the vertical beam of the force system is over four orders of magnitude longer than the maximum in-plane displacement of the mirror. The maximum angle of rotation is therefore in the order of one thousandth of a degree. Consequently, the out-of-plane component of the resulting force is small enough to be neglected. A second approach based on a motion translation system could be used for further developments [51]. It would allow enlarging significantly the load area of the microsystem, therefore eliminating the need for a force system and allowing a more integrated sensor.

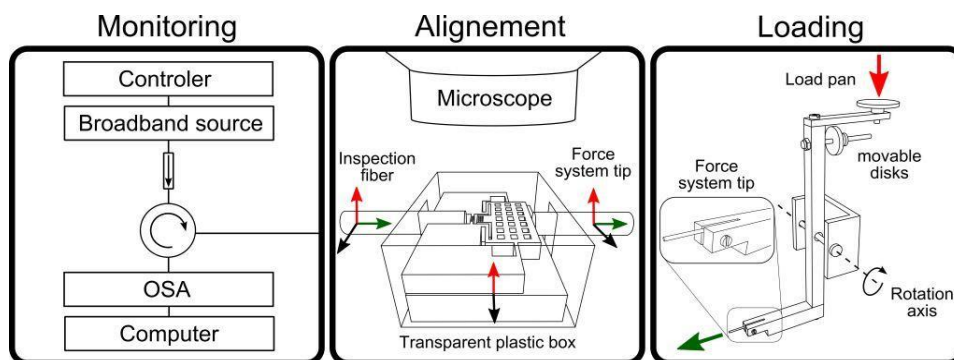


Figure 3.4 : Schematic of the experimental setup. It is composed of three main sections, dedicated to the monitoring of the spectral response, the fine alignment of the different components and the interaction between the macroscopic samples and the microscopic sensor.

3.3.2 Opto-mechanical characterisation

Two optical designs and four structural variations were presented in section Design and fabrication (respectively in 3.2.2 and 3.2.3). Based on these variations, devices of different configurations were fabricated and characterized. The sensitivity of the resulting sensors corresponds to the ratio of the FSR to the dynamic range. It is therefore determined by the initial length of the cavity and the spring constant of the mechanical structure. For the first optical design, the cavity is formed by two Bragg mirrors. Its initial length is therefore fixed, just as its spring constant. Consequently, the expected sensitivity can be calculated and compared with the experimental results. For the second optical design, the cavity is formed by the fiber/air interface and a high reflectivity Bragg mirror. In that case, the cavity length is determined during the alignment and is hard to evaluate visually. It is therefore not possible to provide the expected sensitivity of devices based on this design.

For each device, the spectral response was monitored under increasing loads. The spectral shift of the resonance was then reported in function of the applied load. A linear relation between these parameters is expected. Its slope corresponds to the sensor sensitivity. Figure 3.5 presents the typical response of a device. It shows a superposition of multiple spectra measured under different loads. As expected, a resonance shift toward shorter wavelengths is observed as the

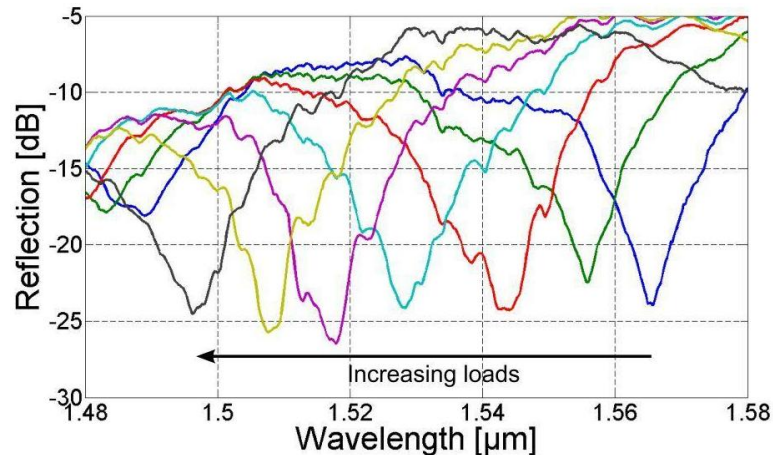


Figure 3.5 : Superposition of multiple spectra showing the sensor response under increasing loads. The device is based on the structural variation *S2* and its entrance mirror is a Bragg reflector.

applied load increases. This shift corresponds to a decrease of the cavity length. For this particular device, the cavity is formed of two Bragg mirrors. The geometry of the springs corresponds to the second structural variation $S2$ listed in Table 3.2, from which we expect a sensitivity of 12.24 nm/mN. Figure 3.6 reports the spectral shift of the device in function of the applied load. An experimental sensitivity of 11.56 nm/mN is obtained for the sensor, which is in good agreement with the expected value.

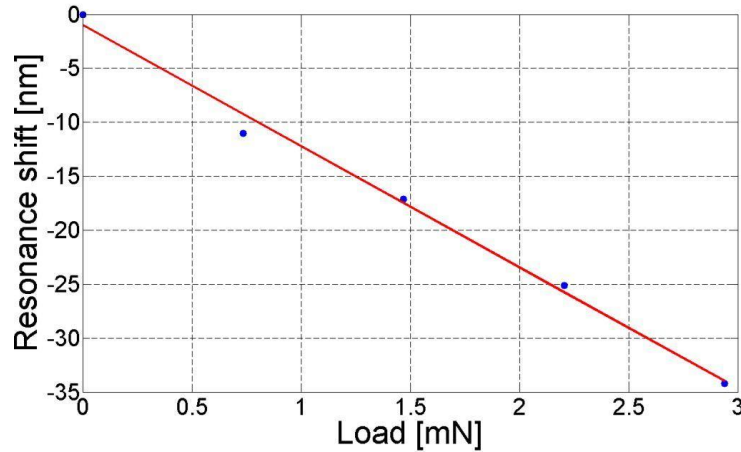


Figure 3.6 : Spectral shift of the resonance under increasing loads. The slope of the linear regression gives a sensitivity of 11.56 nm/mN. The device is based on the structural variation $S2$ and its entrance mirror is a Bragg reflector.

Using the same methodology, devices based on four different configurations were characterized. Details of the configurations and experimental results are reported in Table 3.4. As can be seen from this table, structural variations $S1$, $S2$ and $S3$ were implemented with an optical resonator composed of two Bragg mirrors. The cavity length is therefore fixed and the experimental results can be compared with the expected sensitivities. Only one of the reported devices uses the fiber/air interface as the entrance mirror. In this configuration, it was hard to achieve small cavity lengths due to the limited precision of the alignment setup. Therefore, this optical design was more appropriate for a device of lower sensitivity. Consequently, it was implemented with the least sensitive structural variation $S4$ in order to maximize the spectrum covered by these four devices. Devices $D1$ and $D2$ were tested under masses up to 9.8 mN (1 g) while devices $D3$ and $D4$ were tested under masses up to 98 mN (10 g). The sensors experimental sensitivities cover more than two orders of magnitude, ranging from 0.51 nm/mN to 67.69 nm/mN.

Table 3.4 : Devices configurations and experimental results

Device configuration		<i>D1</i>	<i>D2</i>	<i>D3</i>	<i>D4</i>
Structural variation		<i>S1</i>	<i>S2</i>	<i>S3</i>	<i>S4</i>
Low reflectivity mirror		Bragg	Bragg	Bragg	Fiber/air
Theo. sensitivity	[nm/mN]	61.22	12.24	6.12	-
Exp. sensitivity	[nm/mN]	67.69	11.56	5.92	0.51
Dynamic range	[mN]	1.48	6.57	14.7	62
Abs. resolution	[μ N]	0.15	0.86	1.69	19.61
Max. rel. resolution	[ppm]	101	131	115	316

As can be seen from Table 3.4, there is a good correlation between theoretical and experimental sensitivities. The small deviations we observe come from mismatches between experimental and nominal dimensions of the devices. Diffraction of light during photolithography and underetch during bulk micromachining cause these mismatches and tend to increase the width of the trenches. Consequently, these sources of errors increase the cavity length and lower the width of the springs. It is interesting to note that the resulting alterations of optical and mechanical structures have opposite effects on the device sensitivity. An increase of the cavity length (higher FSR) leads to a lower sensitivity while a decrease of the springs width (lower spring constant k) leads to a higher sensitivity. As can be seen from Table 3.4, experimental sensitivity of device *D1* is lower than expected while experimental sensitivities of devices *D2* and *D3* are higher than expected. These devices optical configurations are identical. Therefore, the relative effect of the cavity length mismatch on the device sensitivity is constant from one device to another. On the other hand, the width of the springs increases from devices *D1* to *D3*. Therefore, the relative effect of the springs width mismatch on the device sensitivity varies from one device to another. The mechanical effect is dominant for device *D1* while the optical effect is dominant for devices *D2* and *D3*.

3.3.3 Resolution and stability

In order to evaluate the sensor resolution, we measured the stability of the FP resonance using the following methodology. Firstly, the reflection spectrum of the resonator was monitored and recorded every 30 seconds over a time interval of 2.5 minutes. Secondly, each of these spectra

was run through a *Matlab* algorithm to locate and extract the resonance. Polynomial functions of various degrees were then used to fit the resonance shape and extract its central position. Finally, the standard deviation was calculated for each degree of polynomial regression. The precision of the spectral measurement was defined as three times the lowest standard deviation. Figure 3.7 reports the experimental results. The lowest standard deviation was obtained with a 7th degree polynomial regression and gives a precision of 0.01 nm, which is smaller than the OSA resolution. The measurement is therefore most likely limited by the equipment and not by the device in itself. The absolute resolution of the sensor is obtained by multiplying its sensitivity by the precision of the spectral measurement. The experimental results are presented in Table 3.4 and cover more than two orders of magnitude, ranging from 19.61 μN to 0.15 μN .

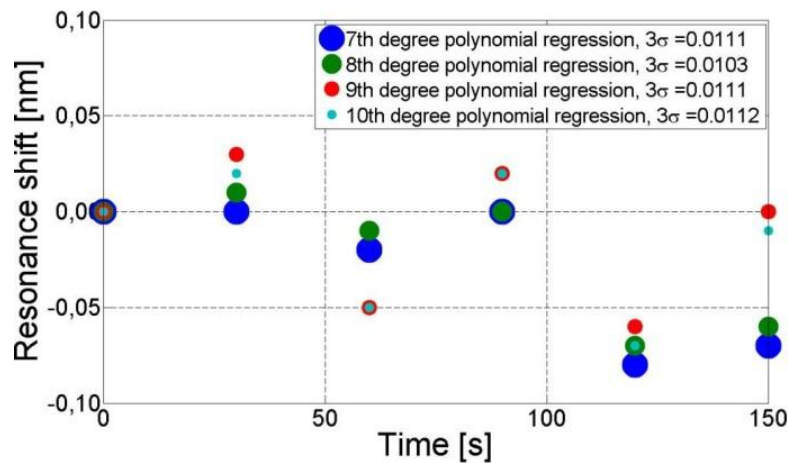


Figure 3.7 : Evolution of the resonance central position (extracted from polynomial regressions of different degrees) over time. It appears, from the standard deviation of the results, that the position of the resonance can be determined with a precision of 0.01 nm.

An additional meaningful parameter is presented. It corresponds to the ratio of the absolute resolution to the dynamic range. It is also equivalent to the ratio of the spectral resolution to the FSR. Expressed in part per million (ppm), it gives the maximum relative resolution of the sensor. The lower performance of device *D4* can be explained by its optical design. Its longer cavity leads to a shorter FSR and therefore to lower relative resolution. The smaller variations between the three other devices come from the fabrication process. As explained previously, small deviations from the devices nominal dimensions are observed. These deviations are not constant from one device to another. The maximum relative resolution of 100 ppm was obtained with

device *D1*. Since we are limited by the OSA resolution, we can claim that the maximum relative resolution of the sensor is below 100 ppm.

3.4 Conclusion

In this paper we have proposed a MEMS-based technology for high precision weighing of macro samples in the range of 0.1 mN to 100 mN. We presented what is to our knowledge the first optical microbalance based on a tunable FP cavity for weighing of macro samples. The device is structured on a silicon on insulator substrate. Its in-plane design allows a simple and low cost fabrication process. The working principle, based on the mechanical deformation of an optical resonator, is immune to electromagnetic noise and allows static measurement. Simulations were performed to predict the optical and mechanical behaviors of the device. Devices based on four different configurations were successfully fabricated and characterized.

We demonstrated that our optical microsystem can be used for high-precision weighing of macro samples. Masses up to 98 mN (10 g) were successfully applied on the sensor and weighed. Devices with experimental sensitivities ranging from 0.51 nm/mN to 67.69 nm/mN and absolute resolutions ranging from 0.15 μ N to 19.61 μ N were presented. The covered range could be further increased by simple modifications of the springs dimensions. The maximum relative resolution of the sensor is below 100 ppm and is limited by the optical spectrum analyzer resolution. Alternative methods, such as laser locking could be used to track the resonance. It would most likely improve the sensor resolution, but at the expense of lower dynamic range.

The maximum sensitivity of our sensor is more than three orders of magnitude higher than previously reported vertically etched silicon DBG force sensor [50]. For similar maximum load and dynamic range, our device (device *D4*) sensitivity appears to be four times higher. Moreover, device *D4* uses the fiber/air interface as the entrance mirror, which is the least sensitive optical design. Its sensitivity could therefore be easily increased by a factor three.

CHAPITRE 4 SYSTÈME DE TRANSLATION

Ce chapitre présente un microsystème permettant de transférer dans le plan une force ou un déplacement perpendiculaire au substrat. Il s'agit du second dispositif ayant été développé dans le cadre de la collaboration avec le METAS. La première section du chapitre présente le principe de fonctionnement du système de translation. Ce dernier a été développé afin d'élargir la zone de charge de la microbalance optique présentée au chapitre 3. Il a donc été intégré dans le design d'une seconde microbalance afin de démontrer son fonctionnement. La deuxième section détaille ce nouveau design et présente le dispositif fabriqué. Finalement, la troisième section présente et analyse les résultats de la caractérisation expérimentale.

4.1 Principe de fonctionnement du système de translation

Le système de translation et son principe de fonctionnement sont schématisés à la figure 4.1. Les schémas de gauche présentent une vue de profil alors que les schémas de droite présentent une vue de dessus. Le dispositif consiste en un condensateur dont les deux plaques sont mobiles (Figure 4.1 a)). La plaque de gauche est soutenue par un ressort de constante k^i et son déplacement est limité à l'axe x . La plaque de droite est soutenue par un ressort de constante k^p et son déplacement est limité à l'axe z . La valeur de la longueur d'insertion initiale l_0 a peu d'importance : Elle doit simplement être non nulle. De plus, une différence de potentiel V doit être appliquée aux bornes du système (Figure 4.1 b)). La force électrostatique ainsi générée entraîne le déplacement de la plaque de gauche. La position d'équilibre est caractérisée par une longueur d'insertion égale à l_v . La force électrostatique dépend entre-autre de la hauteur de la zone de chevauchement t_0 . Ainsi, lorsque la plaque de droite est soumise à une charge externe F et se déplace d'une distance z , l'équilibre des forces est rompu (Figure 4.1 c)). La plaque de gauche se met alors en mouvement et se déplace jusqu'à sa nouvelle position d'équilibre, caractérisée par une longueur d'insertion égale à l_{v-x} (Figure 4.1 d)).

La configuration du condensateur est semblable à celle des peignes inter-digités. Sa symétrie par rapport au plan xz permet d'obtenir une force électrostatique nulle selon l'axe y . Les constantes de rappel sont telles que $k_p \gg k_i$. Le déplacement induit selon l'axe z par la différence de potentiel est donc négligeable. La condition d'équilibre des forces selon l'axe x donne :

$$x = z \cdot \frac{\varepsilon_0 N}{g k^i} V^2 = z \cdot K, \quad z = \frac{F}{k^p}, \quad 4.1$$

où N correspond au nombre de doigts par peigne. Cette équation met en évidence la capacité du système à transférer dans le plan une force ou un déplacement hors-plan. Il est intéressant de noter que la relation entre les déplacements vertical et horizontal est linéaire. De plus, la constante de proportionnalité K dépend de plusieurs variables. Elle peut être ajustée à la fois à travers les paramètres de design (N , g , k^i) et les paramètres d'opération (V), ce qui donne une grande flexibilité au système. Notons qu'il aurait été possible d'utiliser un condensateur à plaques parallèles. La stabilité du système aurait cependant été limitée étant donnée l'évolution quadratique de la capacité en fonction du déplacement.

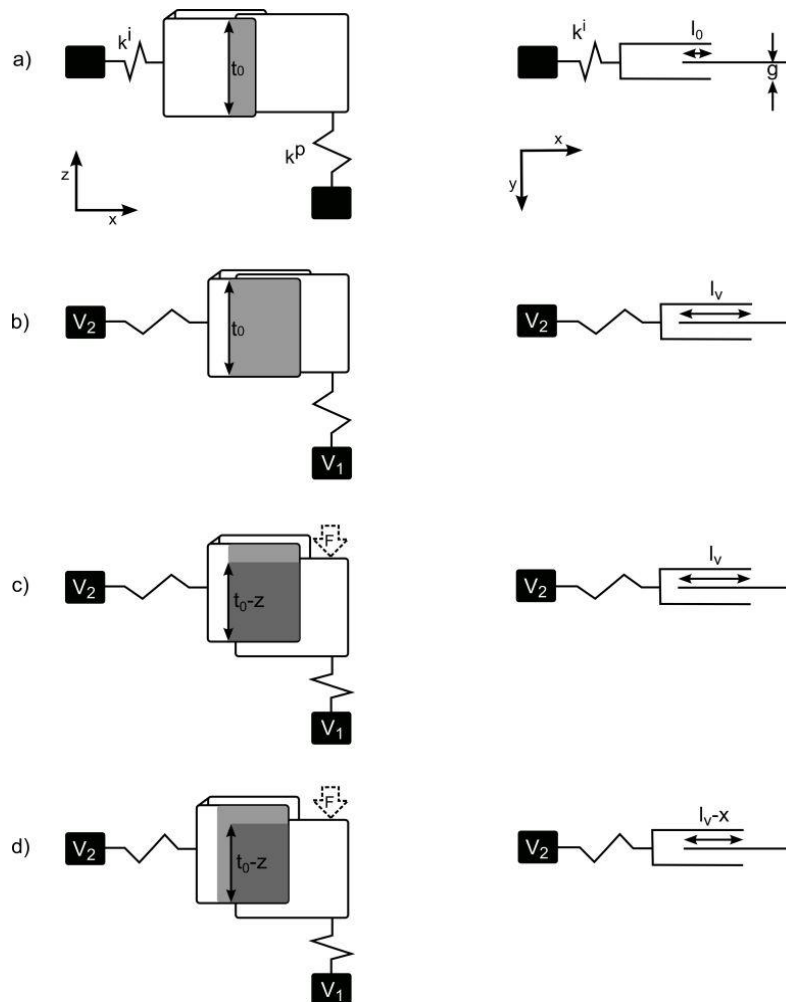


Figure 4.1 : Vues en coupe (gauche) et de dessus (droite) montrant le système de translation a) hors-tension (non fonctionnel) et b) sous tension (fonctionnel). c) Le déplacement hors-plan induit par une force externe est d) transféré dans le plan par le système.

4.2 Design de la microbalance

Afin de démontrer son fonctionnement, le système de translation a été intégré dans le design d'une seconde microbalance. La figure 4.2 présente une image MEB du dispositif. Sa fabrication a été réalisée à partir du procédé de micro-fabrication détaillé au chapitre 2. Le microsystème comporte trois électrodes identifiées comme E_1 , E_2 et E_3 . Les électrodes E_1 et E_2 permettent d'appliquer une différence de potentiel aux bornes du système de translation. L'électrode E_3 peut être utilisée afin de travailler en configuration *push-pull* (voir section 1.4.3). Elle peut également être utilisée comme senseur capacitif. Contrairement au design présenté au chapitre 3, la zone de charge est orientée hors-plan. Elle n'est donc plus limitée par l'épaisseur du substrat et sa dimension peut être augmentée significativement. Le dispositif présenté à la figure 4.2 possède une zone de charge de 1 mm^2 . Elle est suspendue par quatre ressorts situés à chacun des coins et connectés à l'électrode E_1 . La constante de rappel de la structure est égale à k^p et les ressorts sont tels que $k^p_x, k^p_y > k^p_z$, où les indices correspondent à la direction de la déformation. Son déplacement est donc principalement limité à l'axe z . Il est cependant préférable de s'assurer que la force appliquée soit bien perpendiculaire au substrat.

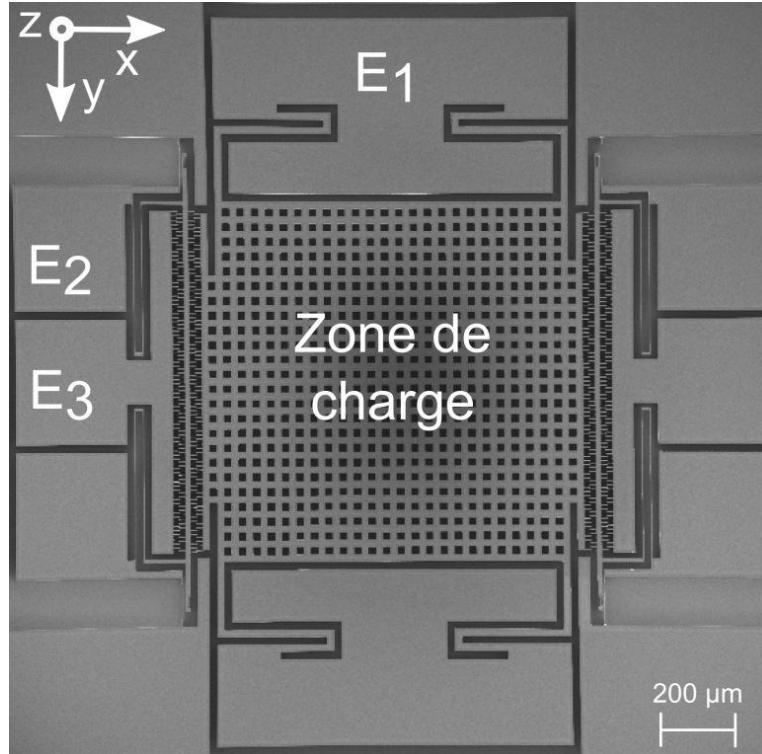


Figure 4.2 : Image MEB de la microbalance optique intégrant le système de translation.

L'image MEB présentée à la figure 4.3 a) permet d'observer les détails de la microbalance. Le condensateur du système de translation est formé par les peignes inter-digités définis entre les électrodes E_1 et E_2 . Le peigne de droite est attaché à la zone de charge. Il est donc libre de se déplacer le long de l'axe z . Le peigne de gauche est attaché à une poutre suspendue par deux ressorts. La constante de rappel de la structure est égale à k^i et les ressorts sont tels que $k_y^i, k_z^i \gg k_x^i$. Son déplacement est donc essentiellement limité à l'axe x . Une cavité FP accordable a été intégrée au design afin de pouvoir mesurer ce déplacement. Elle est encadrée d'un trait pointillé sur la figure 4.3 a). Une image plus détaillée est présentée à la figure 4.3 b). La cavité, composée de deux miroirs de Bragg de réflectivité différente, est utilisée en réflexion. Un guide pour fibre optique a été défini face à cette dernière afin de faciliter l'alignement optique. Le miroir d'entrée est de faible réflectivité et sa position est fixe. Le miroir de fond est de haute réflectivité et il est mobile. Il est attaché à la poutre suspendue du système de translation. Ainsi, lorsqu'une charge est appliquée sur la microbalance, l'équilibre des forces au niveau du système de translation est rompu. Par conséquent, la poutre suspendue se déplace à sa nouvelle position d'équilibre, modifiant ainsi la dimension de la cavité FP et la position spectrale de sa résonance.

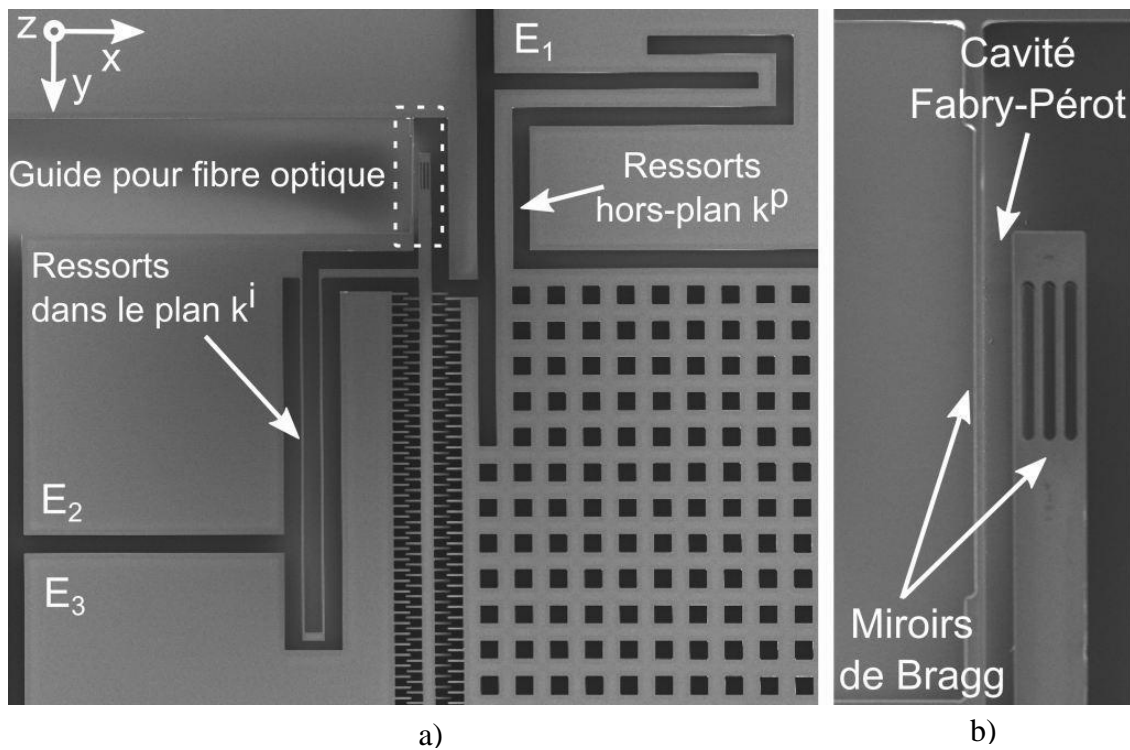


Figure 4.3 : Images MEB montrant les détails a) du système de translation et b) de la cavité FP formant la microbalance optique.

Le tableau 4.1 présente les principaux paramètres de design de la microbalance. Les paramètres m_a , m_s et m_g correspondent respectivement aux ordres des murs de silicium, des ouvertures d'air et du gap de la cavité FP asymétrique. Le paramètre w correspond au nombre de mur de silicium par miroir de Bragg. Les constantes k^i et k^p ainsi que le nombre de doigts par peigne N et l'interstice les séparant g sont également donnés. La microbalance est destinée à être utilisée pour des échantillons dont la masse peut atteindre 1 g. C'est ce qui explique la valeur élevée de la constante k^p .

Tableau 4.1 : Paramètres de design de la microbalance intégrant le système de translation.

Cavité FP asymétrique				
	m_a	m_s	w	m_g
<i>Miroir d'entrée</i>	9	17	1	8
<i>Miroir de fond</i>	9	17	4	
Système de translation				
k^i [N/m]	k^p [N/m]	N	g [μm]	
0.16	9800	77	3	

4.3 Caractérisation expérimentale de la microbalance

4.3.1 Résultats expérimentaux

La microbalance optique et son système de translation ont été caractérisés à partir du montage expérimental schématisé à la figure 4.4. Le microsystème est positionné sous un stéréoscope de sorte à pouvoir effectuer l'alignement optique ainsi que les contacts électriques nécessaires. Deux sondes, connectées à une source de tension continue (Kikusui PAB 110-0.6A), sont utilisées afin d'appliquer une différence de potentiel aux bornes du système de translation. Notons que le dispositif est positionné sur un support conducteur qui est mis au même potentiel que l'électrode E_2 . Ceci évite la génération d'une capacité parasite entre le substrat et la poutre suspendue. Une troisième sonde est utilisée afin de forcer un déplacement au niveau de la zone de charge. La tige de la sonde est alignée de sorte à ce que son embout plat soit parallèle au substrat. Une fois en contact avec l'échantillon, elle peut être abaissée ou élevée perpendiculairement au

substrat de sorte à modifier la position de la zone de charge. Notons que la tige de cette troisième sonde est au même potentiel que l'électrode E_1 . Ceci évite la génération d'une capacité parasite entre la tige et la zone de charge. Une source large bande centrée à 1550 nm (Newport BBS-430) et un analyseur de spectre optique (Agilent 86142A) sont utilisés pour mesurer la réponse spectrale de la cavité FP. La source est injectée dans une fibre optique (SMF-28, Corning) et utilisée pour interroger optiquement la cavité. L'extrémité de la fibre est clivée à 8° de sorte à éliminer toute réflexion provenant de l'interface de sortie entre la fibre et l'air. La lumière réfléchie par la cavité est recouplée dans la fibre optique. Un circulateur permet de diriger le signal réfléchi vers l'analyseur de spectre optique.

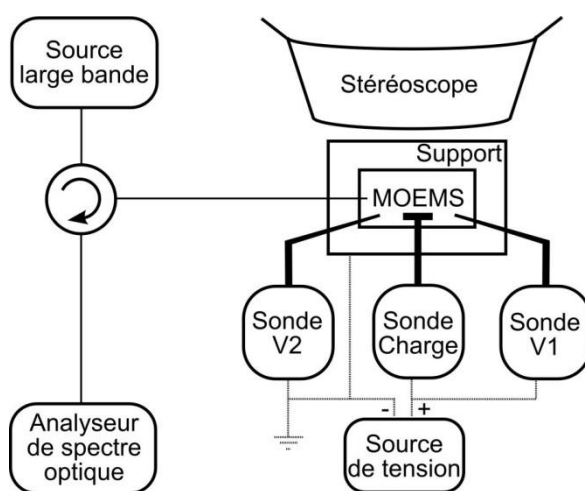


Figure 4.4 : Schéma du montage expérimental utilisé pour la caractérisation des dispositifs.

La microbalance a été testée sous différentes tensions d'opération et pour différentes charges. La sonde centrale, alignée sur la zone de charge, a été abaissée graduellement de sorte à simuler l'effet d'échantillons de plus en plus lourds. La réponse spectrale de la cavité FP asymétrique a été mesurée après chaque incrément. La figure 4.5 présente la superposition des spectres obtenus. La tension appliquée aux bornes du système de translation pour cette série de mesure était de 9.3 V. Comme la cavité est utilisée en réflexion, ses résonances apparaissent comme des creux et non comme des pics. Tel que prévu, on observe un décalage spectral vers les courtes longueurs d'ondes. Cela correspond à une diminution de la longueur de la cavité. En effet, le microsystème est tel que la tension d'opération augmente initialement la dimension de la cavité. Ensuite, le déplacement de la zone de charge vers le substrat entraîne une diminution de la force électrostatique et donc une diminution de la longueur de la cavité.

La position spectrale de la résonance est directement reliée à la longueur de la cavité. L'amplitude du déplacement du miroir et de la poutre suspendue peut donc être extrapolée à partir du décalage spectral observé. Un script *Matlab* développé par Raphaël St-Gelais a été utilisé à cette fin. Basé sur la méthode des matrices de transfert, il permet de simuler la réponse d'un réseau de Bragg arbitraire. Afin d'être le plus réaliste possible, il tient compte des pertes par diffusion et de la divergence du faisceau gaussien. On observe en effet une bonne corrélation entre les spectres expérimentaux et les spectres simulés présentés à la figure 4.5. On trouve que le décalage spectral maximal de 28 nm correspond à un déplacement de $0.26 \mu\text{m}$ du miroir. Le tableau 4.2 présente les déplacements correspondants à chacun des spectres de la figure 4.5.

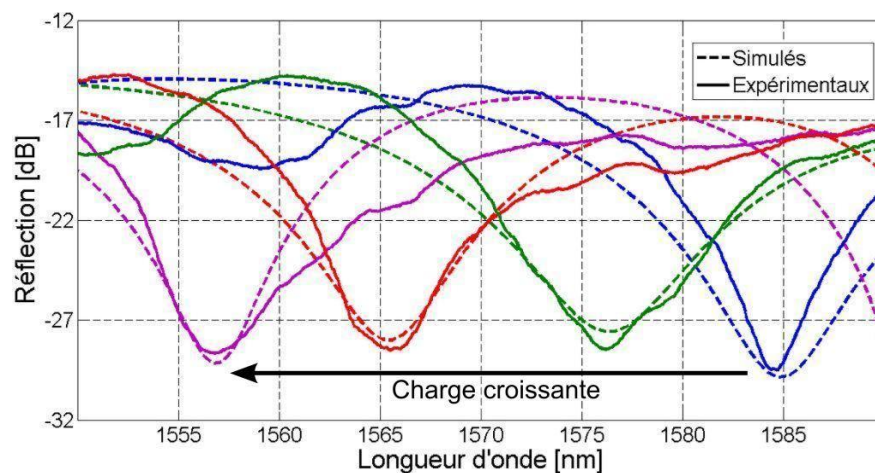


Figure 4.5 : Superposition de spectres qui montre le décalage spectral de la cavité FP asymétrique en fonction du déplacement vertical de la zone de charge.

Les contrôleurs utilisés afin d'ajuster la position de la sonde ne sont pas très précis. Il était donc difficile de contrôler avec précision l'amplitude du déplacement induit au niveau de la zone de charge entre deux mesures. Afin de déterminer plus précisément le déplacement vertical correspondant à chacun des spectres de réflexion, on peut utiliser la valeur du déplacement horizontal extrapolée précédemment et l'insérer dans l'équation 4.1. Les résultats ainsi obtenus sont présentés au tableau 4.2. On observe que le déplacement horizontal maximal de $0.26 \mu\text{m}$ a été engendré par un déplacement vertical de $1.7 \mu\text{m}$. Le ratio de ces déplacements donne la valeur de la constante de proportionnalité K . On obtient une constante égale à 0.15.

Tableau 4.2 : Réponse spectrale de la microbalance et déplacements correspondants.

<i>Mesures expérimentales</i>					
λ	[nm]	1584	1576	1565	1556
$\Delta\lambda$	[nm]	0	8	19	28
<i>Amplitudes des déplacements correspondants (extrapolés)</i>					
Δx	[μm]	0	0.07	0.18	0.26
Δz	[μm]	0	0.5	1.2	1.7

4.3.2 Discussion

L'épaisseur de la couche d'oxyde sacrificielle (2 μm) limite l'amplitude du déplacement de la zone de charge. Il serait intéressant d'augmenter sa valeur afin de maximiser la plage de fonctionnement du système de translation. L'épaisseur maximale des couches d'oxyde sacrificielle est cependant limitée à environ 10 μm . Il serait également possible d'effectuer une gravure par face arrière. La gravure de la section *handle* (voir figure 2.1) au niveau de la zone de charge permettrait à la fois de maximiser la plage de fonctionnement et d'éliminer la capacité parasite générée entre le substrat et la zone de charge. En effet, la proximité du substrat modifie la distribution du champ électrique et génère des forces électrostatiques indésirables. Étant données les faibles tensions utilisées et la valeur élevée de la constante de rappel k^p , cette capacité parasite n'a pas causé de problème lors de la caractérisation.

Le paramètre le plus important du système de translation est probablement sa constante de proportionnalité. Elle correspond au ratio entre le déplacement horizontal et le déplacement vertical. Les mesures expérimentales obtenues ont menées à une constante de 0.15. Sa valeur dépend de plusieurs facteurs et peut être ajustée à travers le design ainsi que les paramètres d'utilisation. La troisième électrode pourrait être utilisée afin de travailler en mode *push-pull* (voir section 1.4.3). Cela permettrait d'augmenter considérablement la tension d'opération et par le fait même la constante de proportionnalité. Il serait intéressant de maximiser sa valeur et de vérifier s'il est expérimentalement possible d'obtenir un système qui amplifie le déplacement vertical ($K > 1$). Si le design actuel ne le permet pas, il serait possible de le modifier et d'ajuster le nombre de doigts par peigne N ou la constante de rappel k^i du système.

4.4 Conclusion

Le système de translation proposé permet de transférer dans le plan une force ou un déplacement hors-plan. Contrairement aux technologies alternatives, le dispositif n'implique aucune friction. Il est donc plus fiable à long terme et est virtuellement sans perte. De plus, le ratio entre le déplacement vertical et le déplacement horizontal résultant peut être ajusté à partir de la tension d'opération, ce qui donne une grande flexibilité au système. Les designs des microsystèmes se limitent généralement à une (hors-plan) ou deux (dans le plan) dimensions. L'intégration du système de translation permet d'exploiter les trois dimensions. Dans le cas de la microbalance optique, il a ainsi permis d'élargir considérablement la taille de la zone de charge, initialement limitée par l'épaisseur du substrat. Une microbalance possédant une zone de charge de 1 mm^2 a été fabriquée et caractérisée avec succès. Les résultats présentés démontrent le fonctionnement du système de translation et son potentiel dans le développement de microsystèmes.

Quelques modifications ont été proposées afin d'améliorer les performances du système de translation. Il serait également intéressant de mesurer la gamme de constantes de proportionnalité qu'il est possible de couvrir expérimentalement. Obtenir une constante supérieure à 1 permettrait d'amplifier le déplacement vertical. Finalement, il serait intéressant de tester la microbalance sous différentes masses et de comparer les résultats à ceux obtenus précédemment et présentés au chapitre 3.

CHAPITRE 5 LASER ACCORDABLE

Ce chapitre détaille la conception d'un laser accordable pour l'imagerie optique cohérente [52]. On cherche à développer une source laser centrée à 1300 nm, pouvant être accordée sur plus de 100 nm et dont la réponse est linéaire pour des fréquences de balayage supérieures à 15 kHz. La source développée est un laser à semi-conducteur basé sur un filtre FP accordable. Cette source a été développée dans le cadre de la collaboration avec le LODI. La première section présente le design et le principe de fonctionnement du filtre. Elle détaille également les résultats du travail d'optimisation paramétrique. La seconde section présente le montage laser ainsi que les résultats expérimentaux. Ces derniers sont analysés et quelques améliorations sont proposées.

5.1 Design et optimisation paramétrique du filtre

Le design du filtre accordable est présenté à la figure 5.1. Il comprend essentiellement deux éléments, soit un actionneur électrostatatique et une cavité FP. L'actionneur est constitué de trois électrodes identifiées comme E_1 , E_2 et E_3 . La section centrale est suspendue par quatre ressorts et est connectée à l'électrode E_2 . Des peignes inter-digités sont définis entre les électrodes E_1 et E_2 ainsi que E_3 et E_2 . Cette configuration correspond à celle décrite à la section 1.4.3 portant sur la technique de *push-pull*. Le déplacement de la poutre centrale peut donc être contrôlé linéairement. La cavité FP est formée par l'agencement de deux miroirs de Bragg. L'un des

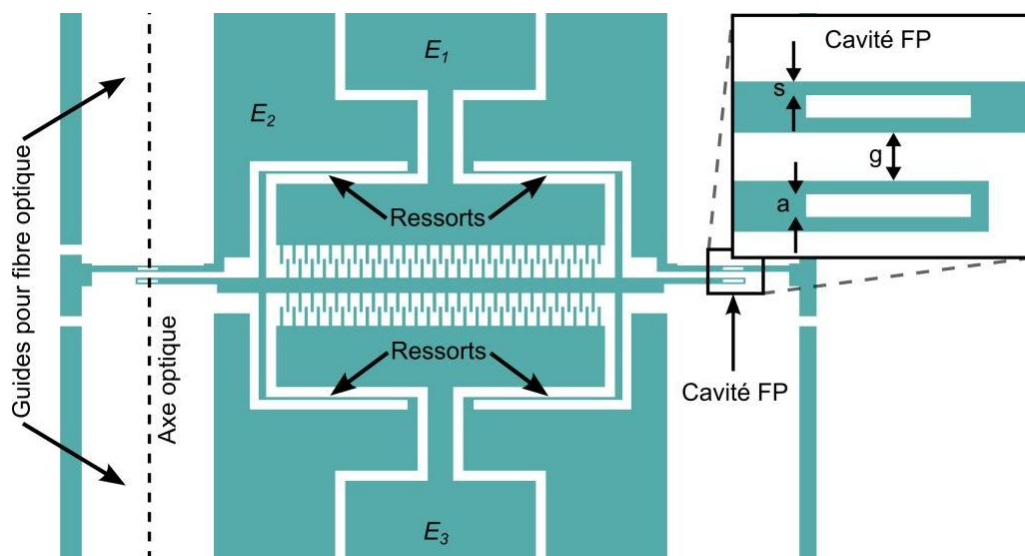


Figure 5.1 : Design du filtre Fabry-Pérot accordable.

miroirs est fixe alors que l'autre est attaché à la section mobile de l'actionneur. Son déplacement modifie la dimension de la cavité et entraîne un décalage au niveau de la réponse spectrale du filtre. Des guides sont définis de part et d'autre de la cavité afin de faciliter l'alignement des fibres optiques. Il est à noter que les deux miroirs sont connectés à l'électrode E_2 afin d'éviter la génération d'une capacité parasite entre ces derniers.

5.1.1 Design optique

Plusieurs paramètres de designs interviennent dans l'optimisation de la cavité FP. On doit considérer l'ordre des couches d'air m_a et de silicium m_s , l'ordre de la cavité m_g et le nombre de mur de silicium par miroir w . Chaque configuration m_a - m_s - m_g - w mène à un filtre unique dont les performances peuvent être évaluées à partir du FSR, du FWHM, des pertes optiques et de l'isolation. L'optimisation doit également prendre en compte certaines contraintes expérimentales provenant des techniques de micro-fabrication et du milieu de gain utilisé dans le montage laser.

L'optimisation paramétrique du filtre FP a été effectuée à l'aide d'un script *Matlab* développé par Raphaël St-Gelais. Ce script, basé sur la méthode des matrices de transfert, permet de simuler la réponse spectrale d'un réseau de Bragg arbitraire. Le modèle prend en considération la rugosité de surface et la divergence d'un faisceau gaussien. La figure 5.2 présente la transmission d'un filtre de configuration 5-11-3-3 (m_a - m_s - m_g - w). La plage spectrale couverte par le filtre est limitée par la bande de réflexion des miroirs. On observe que de part et d'autre de cette bande de réflexion, la transmission augmente et peut même dépasser celle de la résonance.

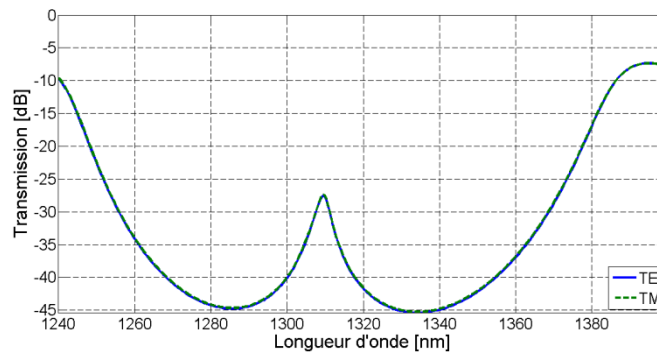


Figure 5.2 : Transmission d'un filtre FP de configuration 5-11-3-3.

Le filtre FP sera utilisé comme sélecteur de longueur d'onde dans un montage laser. La figure 5.3 a) présente le spectre de gain du milieu amplificateur. Il est important de s'assurer que la

bande de réflexion des miroirs ne soit pas trop étroite par rapport à la largeur du gain. Le script a donc été modifié de sorte à considérer la forme du gain :

$$T_{dB}^{corrigée} = T_{dB} + G_{dB}.$$

Le résultat de ce calcul ne correspond pas au spectre d'émission laser attendu ni à aucune autre mesure réelle. Sa forme permet cependant d'évaluer la compatibilité entre une configuration m_a - m_s - m_g - w donnée et le milieu de gain utilisé. La figure 5.3 b) présente la transmission corrigée du filtre FP de configuration 5-11-3-3. On observe que le maximum de transmission est à 1390 nm, hors de la bande de réflexion des miroirs. L'émission laser risque d'être stimulée dans cette région et non au niveau de la résonance du filtre. La longueur d'onde du laser est alors indépendante de la dimension de la cavité FP. Les configurations menant à ce type de réponse sont donc à rejeter.

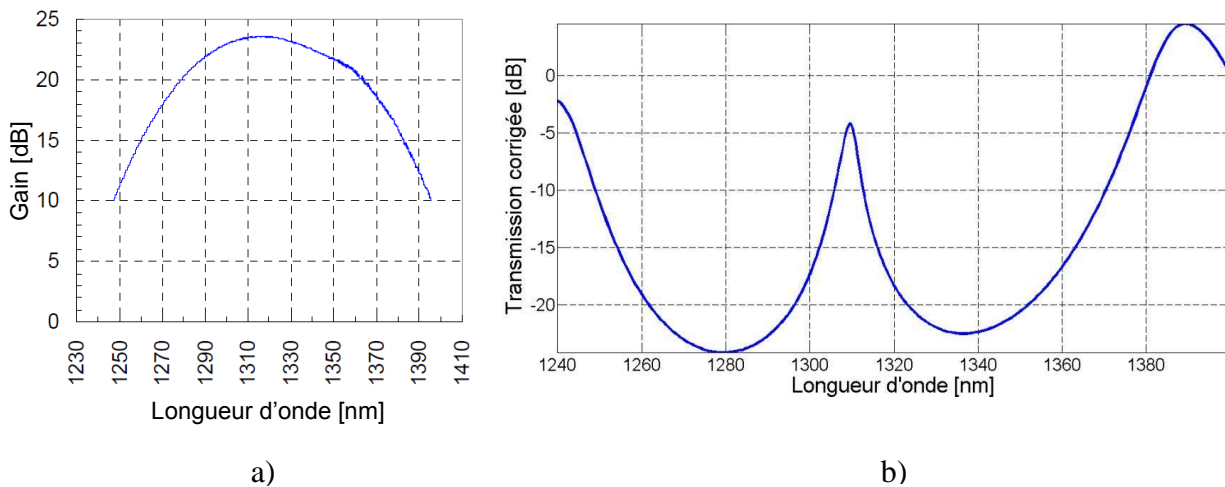


Figure 5.3 : a) Spectre de gain de l'amplificateur à semi-conducteur (BOA1017S, Thorlabs) utilisé dans le montage laser. b) Spectre de transmission corrigée du filtre FP de configuration 5-11-3-3.

L'étude des spectres de transmission corrigée permet d'optimiser les paramètres de designs. Dans le cas de la configuration 5-11-3-3, on doit élargir la bande de réflexion des miroirs de Bragg ou bien augmenter l'intensité du pic de transmission. Les ordres m_a et m_s sont limités par la photolithographie et ne peuvent pas être diminués d'avantage. Il est donc impossible d'élargir la bande de réflexion des miroirs. L'intensité du pic de transmission dépend essentiellement des pertes optiques. Elle ne dépend aucunement du coefficient de réflexion des miroirs. Il est donc

possible de maximiser sa valeur en diminuant le nombre de murs de silicium par miroir w . La figure 5.4 présente la transmission corrigée d'un filtre FP de configuration 5-11-3-2. On observe que l'utilisation de seulement deux murs de silicium par miroir a permis d'augmenter significativement l'intensité du pic de transmission. En contrepartie, des miroirs de plus faible réflectivités entraînent une diminution de la finesse.

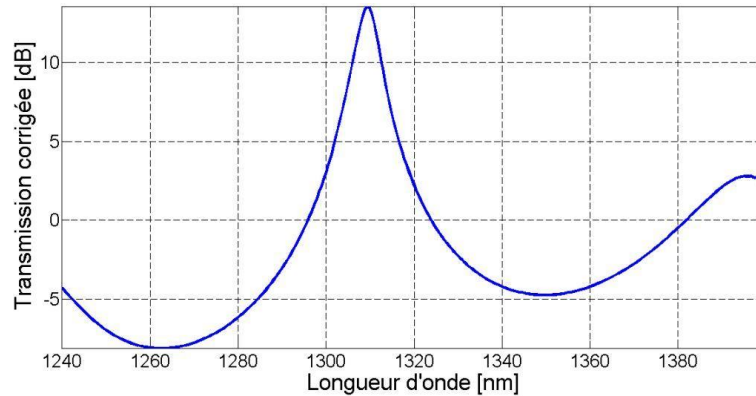


Figure 5.4 : Transmission corrigée d'un filtre FP de configuration 5-11-3-2.

La largeur à mi-hauteur de la résonance peut être minimisée en augmentant l'ordre du gap m_g . La figure 5.5 présente la transmission corrigée d'un filtre FP de configuration 5-11-20-2. On observe une diminution significative du FWHM qui passe de 8 nm ($m_g = 3$) à 2 nm ($m_g = 20$). Il est cependant important de considérer le FSR qui sera également affecté par ce paramètre. Si on désire accorder le laser sur l'ensemble du milieu de gain on doit s'assurer que le FSR soit supérieure à 80 nm. Le FSR de la cavité d'ordre 20 est d'environ 55 nm. Il est donc trop étroit pour l'application visée.

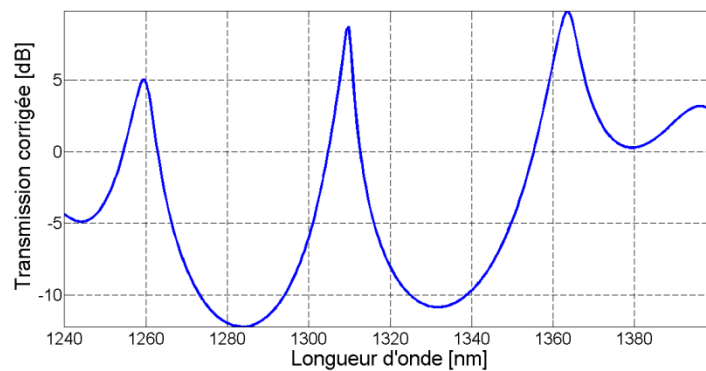


Figure 5.5 : Transmission corrigée d'un filtre FP de configuration 5-11-20-2.

Le tableau 5.1 résume les résultats de l'optimisation paramétrique. On y trouve chacun des paramètres de design ainsi que leurs limites inférieure et supérieure. La limite inférieure sur les ordres m_a et m_s est déterminée par l'étape de photolithographie. Une résolution maximale de $1 \mu\text{m}$ a été considérée. On observe que l'ordre m_a minimum est largement inférieure à l'ordre m_s minimum. La bande de réflexion des miroirs est donc principalement limitée par l'épaisseur des couches de silicium. La limite supérieure sur l'ordre m_s est déterminée par le SOA. La bande de réflexion des miroirs doit être suffisamment large pour couvrir l'ensemble du spectre de gain. La limite inférieure sur l'ordre m_g est déterminée par l'étape de DRIE. La cavité correspond à la section du dispositif qui présente le plus haut rapport de forme. En effet, contrairement aux couches d'air des miroirs de Bragg, cette ouverture doit être gravée sur $70 \mu\text{m}$ de profondeur. Un rapport de forme maximale de 25 a été considéré. La limite supérieure sur l'ordre m_g est déterminée par le FSR du filtre. Un FSR minimal de 80 nm a été considéré. Finalement, les simulations ont permis de conclure que le nombre optimal de murs de silicium par miroir de Bragg w est de deux. Les miroirs composés de trois murs entraînent trop de pertes par diffusion. Les miroirs composés d'un seul mur ont un coefficient de réflexion trop faible et mènent à des cavités de finesse insuffisante.

Tableau 5.1 : Limites inférieure et supérieure sur les paramètres de design optique.

<i>a</i>		<i>s</i>		<i>g</i>		<i>w</i>
<i>Ordre</i> m_a	<i>Dimension</i> [μm]	<i>Ordre</i> m_s	<i>Dimension</i> [μm]	<i>Ordre</i> m_g	<i>Dimension</i> [μm]	-
5	1.6	11	1.0	5	3.3	2
7	2.3	13	1.2	6	3.9	
9	2.9	15	1.4	7	4.6	
		17	1.6	8	5.2	
		19	1.8	9	5.9	

5.1.2 Design électromécanique

Plusieurs paramètres de designs interviennent dans l'optimisation de l'actionneur électrostatique. Chaque configuration mène à un actionneur unique dont les performances peuvent être évaluées à partir de sa fréquence naturelle, de la forme du premier mode de résonance et de la tension nécessaire à l'actionnement. On cherche également à ce que la réponse de l'actionneur soit la

plus linéaire possible. La figure 5.6 schématise l'actionneur et identifie l'ensemble des paramètres de design.

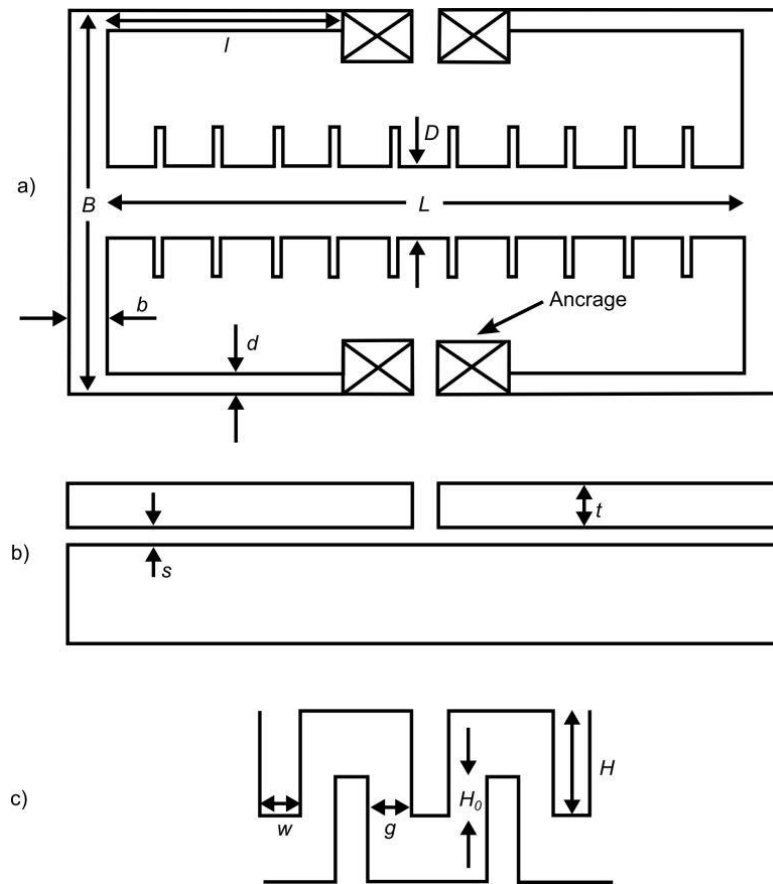


Figure 5.6 : a) Section suspendue de l'actionneur. b) Vue en coupe de l'actionneur. c) Détail d'un des peignes inter-digités définis au niveau de la poutre centrale de l'actionneur.

La fréquence naturelle de l'actionneur f peut être déterminée à partir de la masse de la section mobile m_{mobile} et de la constante de ressort du système $k_{systeme}$ tel que présenté à l'équation 5.1 :

$$f = \sqrt{\frac{k_{systeme}}{m_{mobile}}}, \quad k_{systeme} = 4 \frac{Etd^3}{l^3} \quad 5.1$$

où E correspond au module de Young du silicium. Lorsqu'on désire ajuster la fréquence naturelle d'un design, il est plus simple d'optimiser sa constante de rappel. Elle dépend de la hauteur t , de la largeur d et de la longueur l des ressorts. Le paramètre t est déterminé en fonction du diamètre de la fibre optique et ne peut pas être modifiée. Sa valeur a été fixée à $70 \mu\text{m}$ afin de s'assurer que le cœur de la fibre, une fois insérée dans le guide, se trouve bien à au niveau du réseau de Bragg. Le paramètre d est limité par les techniques de micro-fabrication et ne peut pas être

inférieur à $2 \mu\text{m}$. Le paramètre l influence à la fois la fréquence naturelle du dispositif et la tension d'actionnement. En effet, la dimension des peignes inter-digités est limitée par la longueur des ressorts. La tension nécessaire à l'actionnement est par conséquent inversement proportionnelle au paramètre l . Pour une fréquence naturelle donnée, on cherche alors à minimiser d et à maximiser l . La largeur des ressorts a donc été fixée à $2 \mu\text{m}$ et c'est leur longueur qui permet d'ajuster la fréquence naturelle des dispositifs.

Un script *Matlab* a été rédigé afin de calculer analytiquement (à partir de l'équation 5.1) la fréquence naturelle de l'actionneur en fonction des différents paramètres de design. Afin de valider les résultats obtenus, des simulations par éléments finis ont également été réalisées à l'aide du logiciel *Coventor*. La figure 5.7 compare les deux méthodes. On observe une bonne corrélation, ce qui valide l'équation 5.1 et nous permet d'utiliser l'approche analytique qui s'avère beaucoup plus rapide.

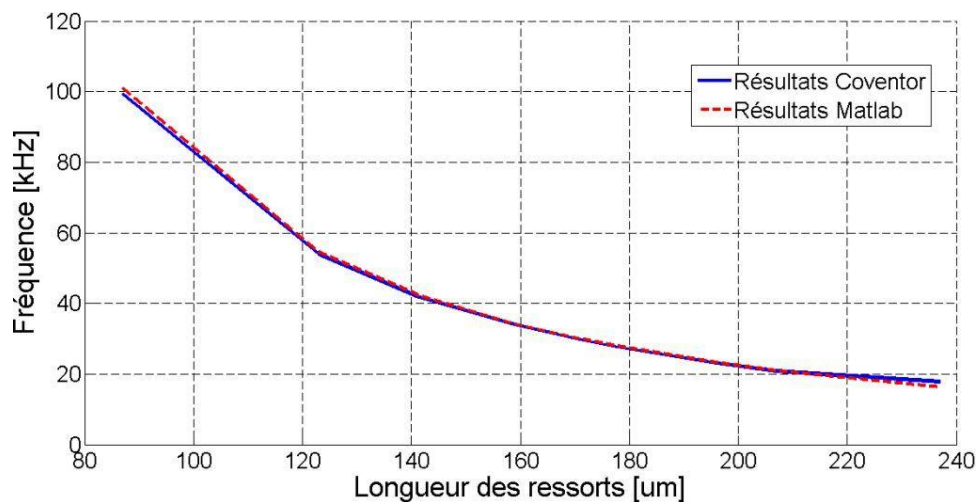


Figure 5.7 : Fréquence naturelle de l'actionneur en fonction de la longueur des ressorts.

Afin de répondre aux objectifs du projet, on doit atteindre une fréquence de balayage supérieure à 15 kHz. Ultimement, on cherche à atteindre une fréquence de 100 kHz. La fréquence de balayage maximale d'un actionneur ne correspond pas nécessairement à sa fréquence naturelle. En effet, lorsqu'on désire contrôler avec précision l'amplitude et la forme du déplacement, il est préférable de travailler hors résonance. La figure 5.8 présente la réponse d'un dispositif en fonction de la fréquence d'actionnement. Ces résultats ont été simulés par éléments finis à l'aide du logiciel *Coventor*. On observe qu'un mode de vibration se traduit par une augmentation significative au niveau de l'amplitude du déplacement. Cette amplification est observée sur une gamme de

fréquence limitée dont la largeur dépend du facteur de qualité mécanique de la structure. Ce facteur dépend lui-même de plusieurs variables et est difficile à contrôler. Il varie entre autre en fonction de la géométrie du système et de son environnement. La résonance affecte également la forme du déplacement. Peu importe la forme du signal utilisé pour l'actionnement, le déplacement en résonance tend vers une oscillation sinusoïdale. La fréquence de balayage maximale des actionneurs est donc inférieure à leur fréquence naturelle. Sa valeur dépend à la fois du facteur de qualité mécanique et de la fréquence naturelle. Ainsi, pour l'exemple de la figure 5.8, la fréquence maximale est d'environ 20 kHz. Notons qu'un coefficient d'amortissement arbitraire a été considéré pour la simulation. Le facteur de qualité obtenue ne correspond donc pas à celui attendue expérimentalement.

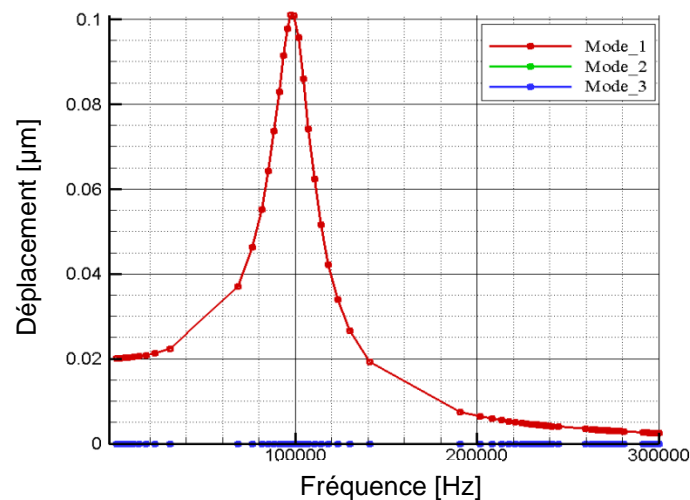


Figure 5.8 : Réponse d'un dispositif en fonction de la fréquence d'actionnement.

Il est important que le premier mode de résonance corresponde à une oscillation dans le plan et parallèle à l'axe optique. Pour y arriver, on doit s'assurer que la poutre horizontale ($L \times D$) et les poutres transversales ($B \times b$) soient plus rigides que les ressorts. La poutre horizontale mérite une attention particulière. Des miroirs de Bragg sont attachés à chacune de ses extrémités. Elle doit donc être très rigide afin d'éviter toute déformation lors de l'actionnement. Sa longueur L et son épaisseur t dépendent respectivement de la longueur des ressorts et du diamètre de la fibre optique. Par conséquent, seule sa largeur D peut être ajustée afin d'optimiser sa rigidité. D'autre part, cette poutre doit être libérée lors de la dernière étape de fabrication. Sa largeur maximale est donc limitée par le procédé de fabrication. Les figures 5.9 et 5.10 présentent respectivement les premier et deuxième modes de résonance d'un actionneur correctement optimisé. On observe que

le premier mode correspond effectivement à une oscillation dans le plan et parallèle à l'axe optique. Le déplacement de la section mobile semble très uniforme. Aucune déformation n'est observée au niveau de la poutre centrale (déflexion $< 0.1^\circ$). Ceci confirme que le parallélisme des miroirs sera conservé lors de l'actionnement. On remarque également que la fréquence du second mode est largement supérieure à celle du premier. Il n'y a donc aucune chance d'exciter ce mode indésirable qui pourrait altérer la réponse optique et même entraîner la dégradation du dispositif.

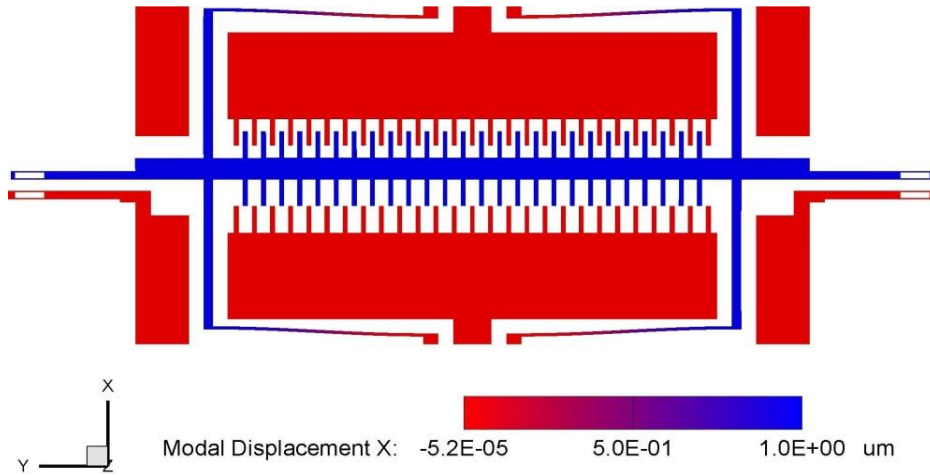


Figure 5.9 : Premier mode de résonance de l'actionneur. $f=40$ kHz

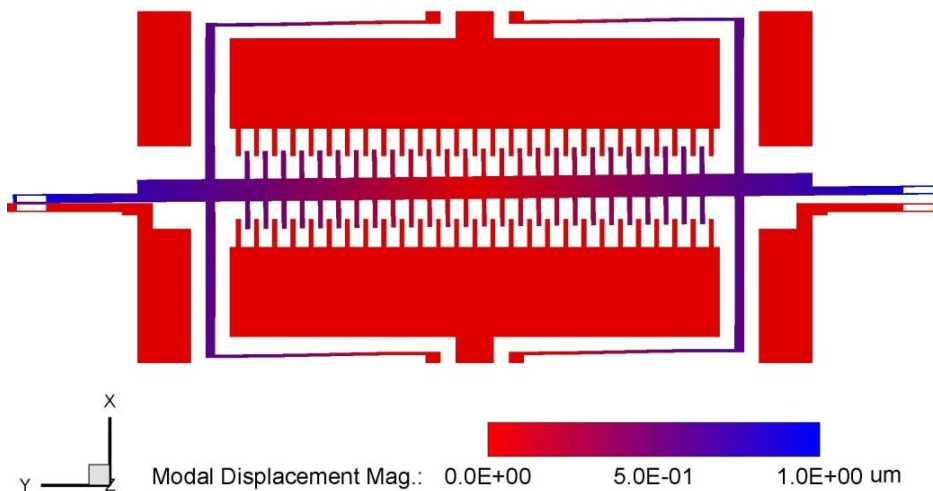


Figure 5.10 : Second mode de résonance de l'actionneur. $f=128$ kHz

L'actionneur est contrôlé à l'aide des peignes inter-digités situés de part et d'autre de la poutre centrale. La figure 5.6 c) détaille leur géométrie. La valeur du paramètre H_0 a peu d'importance. Elle doit simplement être non nulle. Le paramètre H limite l'amplitude maximale du déplacement. Un déplacement de $\lambda/2 = 0.65 \mu\text{m}$ suffit à couvrir l'ensemble de la plage spectrale

du filtre FP. La tension nécessaire à ce déplacement dépend des paramètres w , g et L qui déterminent le nombre de doigts et leur espacement. Les deux premiers paramètres sont égaux et sont limités à $3 \mu\text{m}$ par les techniques de micro-fabrication. Le paramètre L dépend de la longueur des ressorts. La tension d'actionnement augmente donc avec la fréquence naturelle du dispositif. Le design comprend trois électrodes et deux peignes inter-digités. L'actionneur peut être contrôlé de façon conventionnelle ou en mode *push-pull* (voir section 1.4.3). Les courbes de déplacement ont été simulées pour ces deux configurations et sont présentées à la figure 5.11. La réponse de l'actionneur doit être la plus linéaire possible. La configuration *push-pull* est donc préférable. Elle nécessite une source variable V_a et une source continue V_b . L'amplitude de V_a doit être la plus faible possible afin de ne pas limiter la vitesse d'actionnement. La limite supérieure sur V_a est fixée à 100 V . La source V_b peut être modifiée afin d'ajuster la pente de la courbe de déplacement. Sa valeur est limitée par la tension de claquage de la couche de SiO_2 . La tension de claquage du substrat est d'environ 1000 V . Par précaution, la limite supérieure sur V_b est fixée à 800 V .

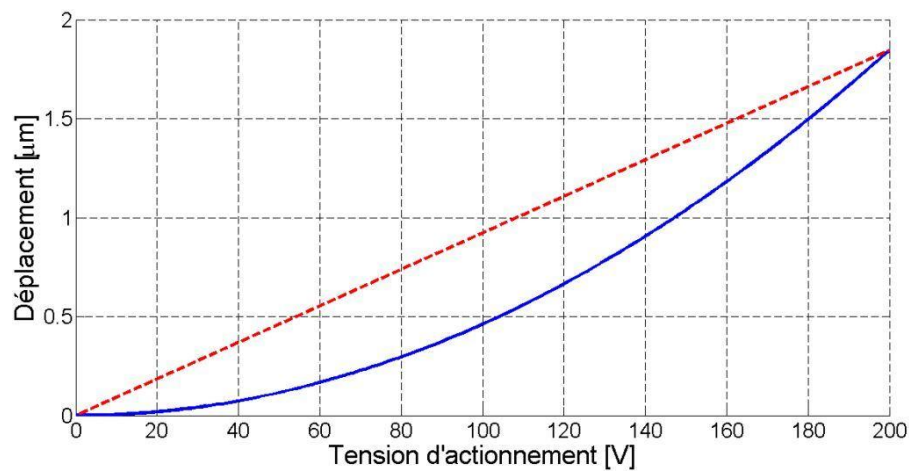


Figure 5.11 : Réponse simulée d'un actionneur pour les modes conventionnel (trait plein) et *push-pull* (trait pointillé).

Finalement, le travail d'optimisation paramétrique a mené à six configurations *M1-M6* dont les détails sont présentés au tableau 5.2. Ils couvrent une gamme de fréquences naturelles allant de 30 kHz à 90 kHz . La majorité des paramètres de design sont constants d'une configuration à l'autre. Seules les longueurs des ressorts et de la poutre centrale varient. La figure 5.12 sert de guide de design. Elle met en relation la fréquence naturelle, la longueur des ressorts ainsi que l'amplitude des sources de tension variable et continue nécessaires pour que le filtre FP balaie un

FSR entier. La courbe en trait pointillé donne la fréquence naturelle en fonction de la longueur des ressorts. Les différentes courbes en trait continu correspondent à des tensions V_a allant de 10 V à 100 V. Elles donnent la tension V_b nécessaire en fonction de la longueur des ressorts. Ainsi, un dispositif dont la fréquence naturelle se situe à 85 kHz nécessite des ressorts de 88 μm de long. L'amplitude de la source variable doit être supérieure à 60 V. Une source variable de 100 V nécessiterait l'utilisation d'une source continue de 475 V.

Tableau 5.2 : Détails des différentes configurations d'actionneurs intégrées sur le masque de fabrication.

	$f_{\text{naturelle}}$	l	L	D	d	B	b	s	t	w	g	H	H_0
	[kHz]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]
<i>M1</i>	30	164	393	15	2	224	6	2	70	3	3	18.5	5
<i>M2</i>	40	139	343	15	2	224	6	2	70	3	3	18.5	5
<i>M3</i>	50	122	309	15	2	224	6	2	70	3	3	18.5	5
<i>M4</i>	60	110	285	15	2	224	6	2	70	3	3	18.5	5
<i>M5</i>	75	97	259	15	2	224	6	2	70	3	3	18.5	5
<i>M6</i>	90	87	239	15	2	224	6	2	70	3	3	18.5	5

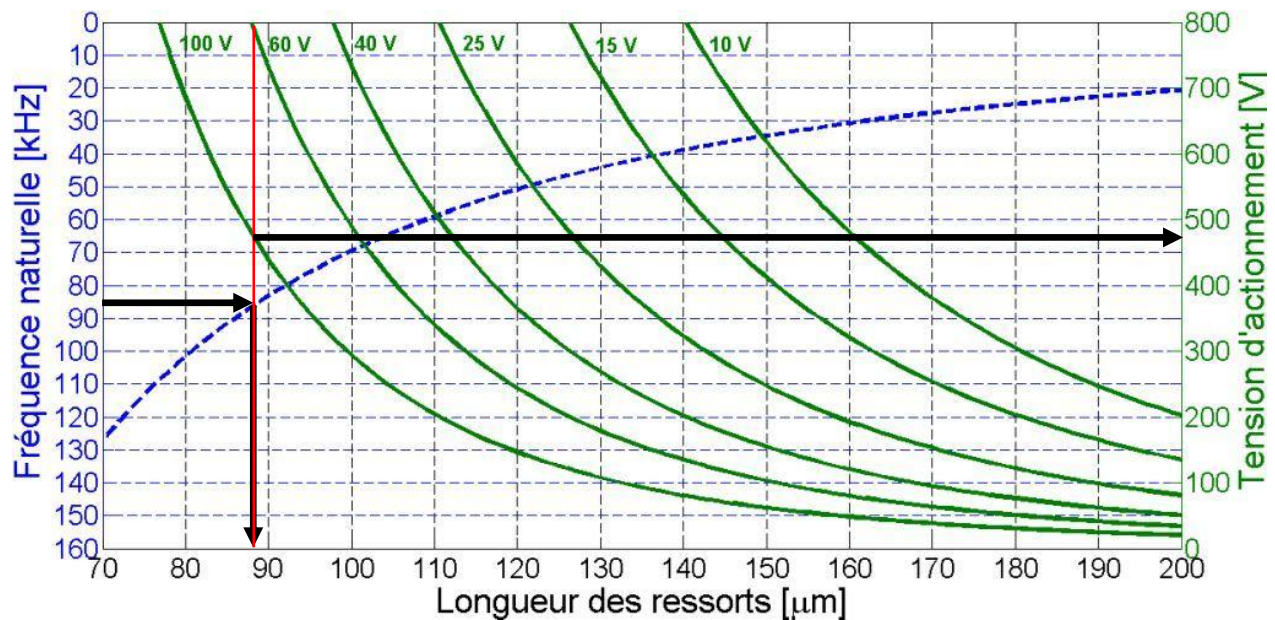


Figure 5.12 : Guide de design pour actionneurs à peignes inter-digités en configuration *push-pull*.

5.2 Résultats expérimentaux

Les filtres FP accordables ont été fabriqués à partir du procédé de micro-fabrication détaillé au chapitre 2. La figure 5.13 présente une image MEB du dispositif final. Notons que les guides pour fibre optique s'étendent hors du cadre de l'image. Ils mesurent plusieurs mm de long, facilitant ainsi l'alignement optique. On observe que les électrodes apparaissent plus claires que le reste du substrat. Ceci confirme que les tranchées les séparant ont bien été gravées jusqu'à l'oxyde et qu'elles sont donc bien isolées électriquement. En effet, le faisceau d'électrons du microscope aura tendance à charger les électrodes (silicium). Cette accumulation de charge augmente la réflectivité des électrodes ce qui les fait paraître plus claires. L'encadré situé dans le coin supérieur droit de l'image présente un agrandissement de la cavité FP. On observe que les miroirs de Bragg, qui correspondent aux plus petits motifs du microsystème, ont été bien définis lors de la photolithographie.

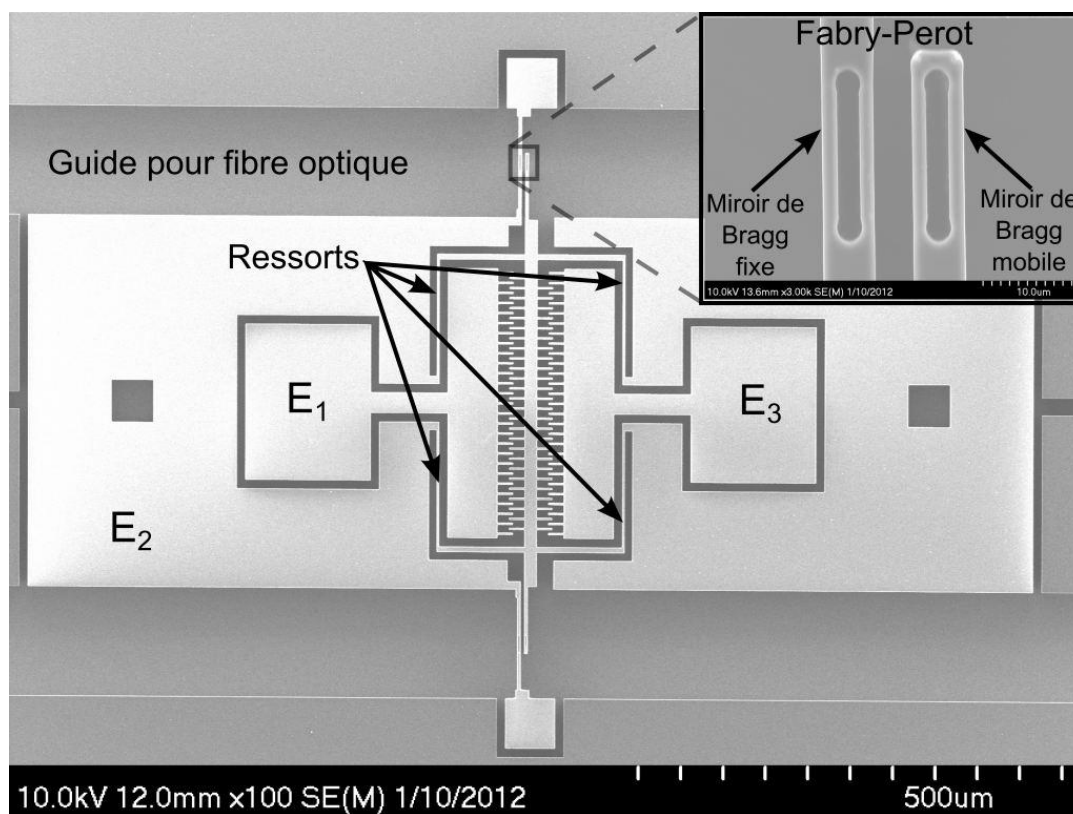


Figure 5.13 : Image MEB d'un filtre Fabry-Pérot accordable.

5.2.1 Caractérisation des filtres Fabry-Pérot accordables

La caractérisation des filtres FP accordables se passe en deux temps. Premièrement, la réponse de l'actionneur doit être étudiée en fonction de l'amplitude et de la fréquence de la tension appliquée. On cherche à démontrer que le design développé permet un actionnement parfaitement linéaire à haute fréquence. Deuxièmement, la réponse de la cavité FP doit être caractérisée. On cherche un dispositif possédant un pic de transmission près de 1310 nm. On doit également s'assurer que le pic de transmission correspond bien à une résonance de la cavité FP et que sa position spectrale peut être accordée à l'aide de l'actionneur.

Un interféromètre à lumière blanche (Fogale nanotech) a été utilisé afin de caractériser la réponse des actionneurs en fonction de la tension appliquée. Le déplacement d'un actionneur a été mesuré en fonction de la tension appliquée. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 5.14. On observe une bonne correspondance entre les mesures expérimentales (cercles et carrés) et la théorie (régressions quadratique et linéaire). Dans le cas de la configuration *push-pull*, la tension continue V_b était de 100 V et la tension d'actionnement correspond à $2V_a$. Les résultats obtenus démontrent clairement que l'actionnement en mode *push-pull* permet de linéariser la réponse de l'actionneur et donc celle du filtre FP.

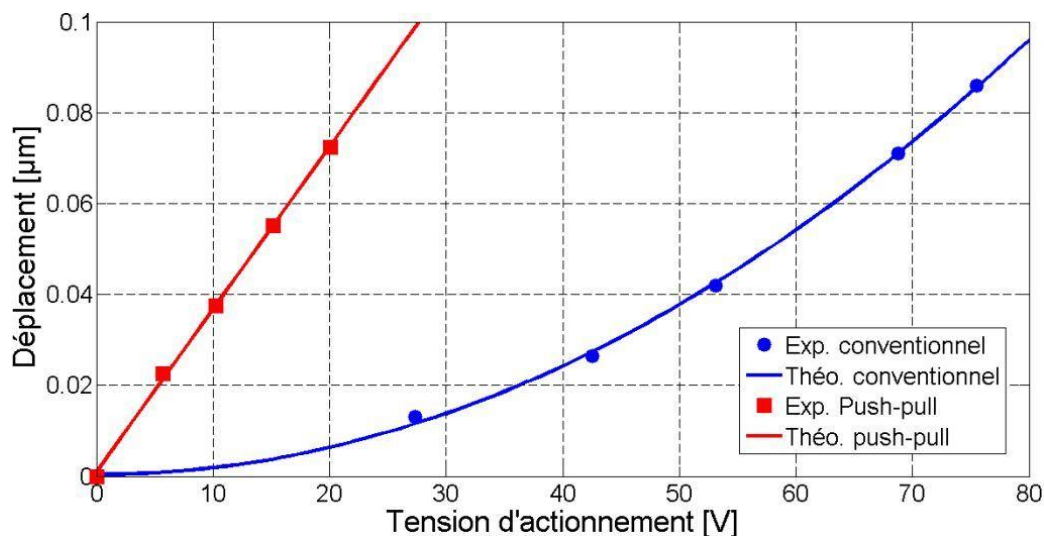


Figure 5.14 : Déplacement d'un actionneur de configuration *M4* en fonction de la tension d'actionnement pour les configurations conventionnelle et *push-pull*.

L'interféromètre à lumière blanche a également été utilisé afin de déterminer la fréquence naturelle des actionneurs. La figure 5.15 présente l'amplitude du déplacement d'un dispositif de

configuration *M2* en fonction de la fréquence d'actionnement. La fréquence naturelle se situe à 35 kHz, ce qui est légèrement inférieure à la valeur théorique (40 kHz). L'écart observé s'explique par la sous-gravure (gravure latérale) et la légère non-verticalité de la DRIE qui ont pour effet de diminuer la constante de ressort du système et donc d'abaisser sa fréquence naturelle. Le facteur de qualité mécanique du système Q peut être déterminé à partir de la position et de la forme de la résonance. On trouve un facteur de 35, principalement limité par l'amortissement visqueux. Il a été visuellement vérifié que le premier mode de résonance correspond à celui attendu, soit une oscillation dans le plan et parallèle à l'axe optique. On observe sur la figure 5.15 que pour les fréquences inférieures à 32 kHz, l'amplitude du déplacement n'est pas affectée par ce mode de résonance. L'actionneur, en configuration *push-pull*, présente donc une réponse linéaire pour tout signal dont les composantes fréquentielles sont inférieures à 32 kHz.

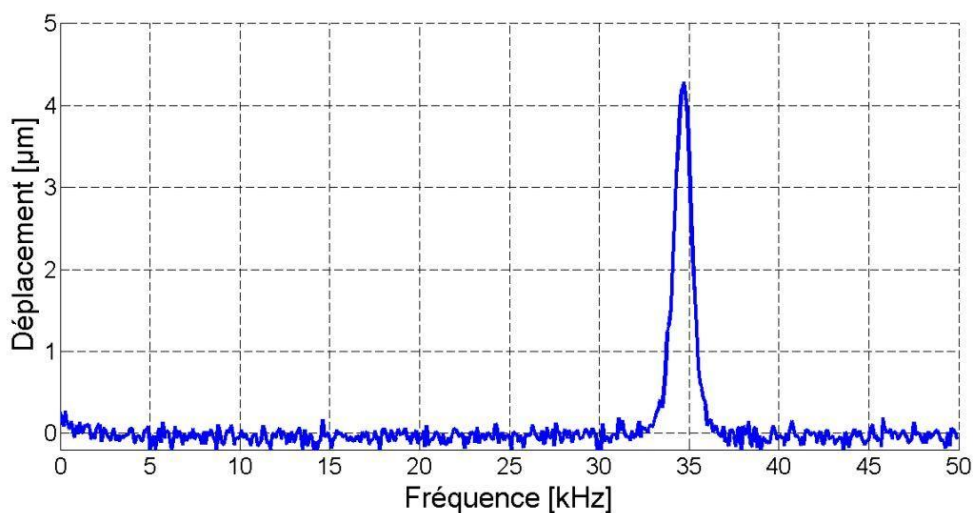


Figure 5.15 : Amplitude du déplacement d'un actionneur de configuration *M2* en fonction de la fréquence d'actionnement.

Un OSA a été utilisé afin de caractériser la réponse optique des dispositifs. La figure 5.16 présente la transmission d'une cavité de configuration 9-19-9-2 pour différentes tensions. Cette configuration présente des couches d'ordres élevés. Ses performances optiques sont donc limitées. L'utilisation de couches plus épaisses limite la bande de réflexion des miroirs et augmente les pertes optiques par divergence. La largeur spectrale des résonances est supérieure à 10 nm et la plage spectrale couverte est inférieure à 30 nm. Les couches d'ordres élevés facilitent cependant les étapes de photolithographie et de gravure profonde. Le rendement du procédé de

micro-fabrication est donc plus élevée pour ces configurations. On observe que l'augmentation de la tension permet de déplacer le miroir suspendu et de modifier la dimension de la cavité FP. Tel que prévu, l'augmentation de la tension entraîne une diminution de la longueur de la cavité et par conséquent un décalage spectral vers les courtes longueurs d'ondes.

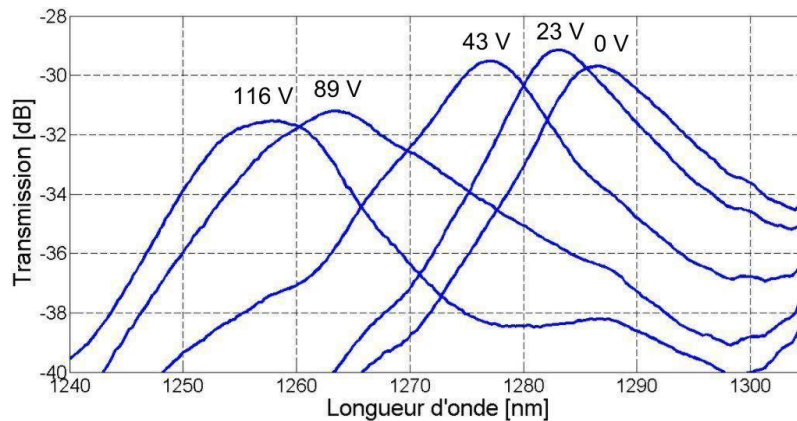


Figure 5.16 : Réponse d'une cavité FP de configuration 9-19-9-2 pour différentes tensions d'actionnement.

5.2.2 Caractérisation des lasers accordables

Les filtres FP accordables ont été utilisés comme sélecteur de longueur d'onde dans la conception de lasers à semi-conducteur. La figure 5.17 présente les détails du montage laser. Un SOA (BOA1017S, Thorlabs) centré à 1310 nm et possédant une bande passante à -3 dB de 70 nm a été utilisé comme milieu de gain. Il a été observé que sa performance dépend fortement de la polarisation. Des contrôleurs de polarisation (PC) ont donc été positionnés de part et d'autre du milieu de gain afin de maximiser la puissance de sortie du laser. De plus, deux circulateurs sont connectés de sorte à agir comme des isolateurs. Ils permettent d'empêcher la propagation de rétro-réflexions à travers la cavité. Elles pourraient stimuler le milieu de gain à des fréquences indésirables et ainsi altérer le spectre d'émission laser.

La cavité laser est donc composée d'un SOA, de deux contrôleurs de polarisation (PC), de deux isolateurs et d'un filtre FP accordable. L'ensemble de ces éléments sont connectés à l'aide de fibre optique (SMF-28, Corning) dans une configuration en anneaux d'environ 5 m. Le milieu de gain émet un spectre d'émission spontanée qui se propage à travers la cavité. Le sens de la propagation est déterminé par les deux isolateurs (sens antihoraire sur la figure 5.17). Le

Un deuxième laser a été réalisé. Comme pour le premier, il utilise un filtre FP accordable basé sur un actionneur de configuration $M2$ et une cavité de configuration 9-19-9-2. Les deux microsystèmes ne sont toutefois pas identiques. Pour le second dispositif, les murs de silicium et d'air du réseau de Bragg sont respectivement plus larges et plus étroits de $0.2 \mu\text{m}$. De telles variations ont été intégrées sur le masque afin de compenser de possibles écarts dus aux procédés de photolithographie et de gravure profonde. La figure 5.19 présente la réponse spectrale du deuxième laser pour différentes tensions d'alimentation. Le laser est centré à 1280 nm et peut être accordé sur 15 nm . Tel que prévu, on observe un décalage vers les courtes longueurs d'onde par rapport au premier laser.

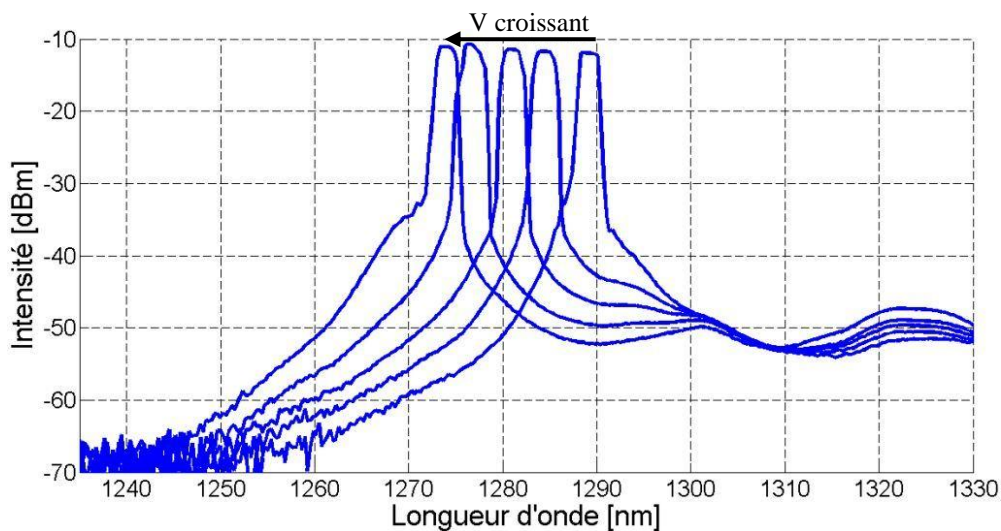


Figure 5.19 : Réponse du deuxième laser pour différentes tensions d'alimentation (0 V à 50 V).

La résolution spectrale de l'OSA était respectivement de 1 nm et de 2 nm pour les mesures présentées aux figures 5.18 et 5.19. Les émissions lasers semblent donc très larges. La résolution maximale de l'OSA a été utilisée afin d'effectuer la mesure présentée à la figure 5.20. Elle correspond au spectre d'émission du second laser sous une tension de 15 V . On observe une émission laser beaucoup plus étroite. Elle est cependant toujours limitée par la résolution de l'équipement qui est de 0.06 nm . Le ratio entre la plage spectrale couverte par un laser accordable et la largeur à mi-hauteur de sa raie d'émission donne la finesse. On trouve respectivement des finesse de 417 et de 250 pour le premier et le second laser présentés. On observe également que la puissance maximale du laser est de -10 dBm ou 0.1 mW .

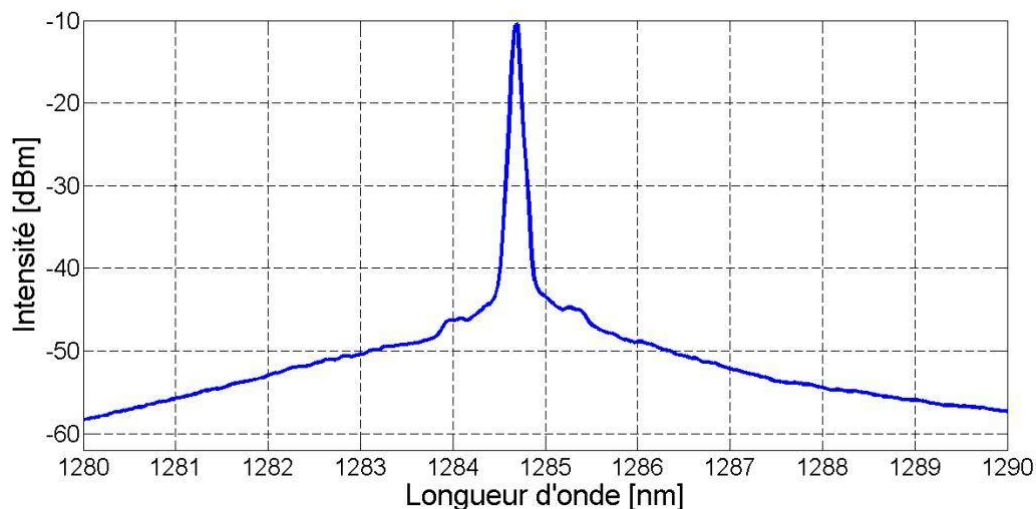


Figure 5.20 : Spectre haute résolution du deuxième laser pour une tension d'actionnement de 15 V.

5.2.3 Discussion

Les résultats expérimentaux démontrent que les filtres FP peuvent être accordés linéairement, et ce jusqu'à des fréquences de plusieurs dizaines de kHz. Un échantillon pouvant être accordé linéairement jusqu'à 32 kHz a été présenté. Cette limite dépend de la fréquence naturelle et du facteur de qualité mécanique. Elle peut donc être modifiée par de simples ajustements au niveau des dimensions des ressorts soutenant la section mobile de l'actionneur. Il serait possible de modifier le dispositif de sorte à obtenir une réponse linéaire pour des fréquences allant jusqu'à 100 kHz. Au-delà de cette valeur, la tension nécessaire à l'actionnement est trop élevée et risque de causer problème.

Une seule itération a été effectuée pour la fabrication des dispositifs. Le procédé n'était donc pas parfaitement optimisé et seules les cavités d'ordres élevés ont été bien résolues. Par conséquent, les filtres utilisés dans le montage laser sont basés sur les cavités les moins performantes. Ceci limite entre autre la couverture spectrale des filtres FP et par le fait même celle des lasers. Les lasers réalisés couvrent un peu plus de 20 nm alors que l'objectif initial était de 100 nm. En se basant sur les précédents travaux du groupe, il est raisonnable de penser pouvoir obtenir des dispositifs couvrant une plage spectrale deux à trois fois plus large (40 nm - 60 nm) en optimisant d'avantage le procédé de fabrication. Il serait également possible d'utiliser un ou plusieurs filtres

en parallèle. Cette approche nécessite un montage plus complexe et l'utilisation de commutateurs optiques. Elle permettrait cependant d'élargir considérablement la couverture spectrale du laser.

La fréquence de balayage maximale du laser n'est pas nécessairement limitée par le filtre. Elle peut être limitée par les pertes optiques ou par la longueur de la cavité laser. Dans ce cas, au-delà d'une certaine fréquence, on observe un élargissement spectral de l'émission laser et une diminution de son intensité. Une étude dynamique est donc nécessaire pour déterminer la fréquence maximale. L'équipement nécessaire pour ce type de mesures n'était pas accessible lors de la caractérisation des dispositifs. Les spectres présentés dans cette section ont donc été mesurés en mode statique. La lumière a alors le temps d'effectuer plusieurs tours dans la cavité, minimisant ainsi le FWHM et maximisant l'intensité de l'émission laser. Les résultats obtenus nous permettent simplement d'affirmer que la fréquence de balayage maximale du laser est égale ou inférieure à 32 kHz.

La configuration actuelle du laser n'est pas optimale. Il est donc fort probable que la fréquence de balayage soit limitée par les composants optiques du montage et non par la mécanique du filtre. Quelques modifications permettraient d'améliorer significativement le montage. Premièrement, le ratio du coupleur devrait être ajusté afin de maximiser la puissance de l'émission laser. Le ratio optimal peut être déterminé facilement à l'aide d'un coupleur à ratio variable. Deuxièmement, les circulateurs devraient être remplacés par deux isolateurs. Troisièmement, l'ensemble des connecteurs devraient être éliminés du montage afin de minimiser les pertes optiques. On en trouve à l'entrée et à la sortie de chacun des composants optiques, pour un total de 18 connecteurs ou 9 connexions. Quatrièmement, les sections de fibre optique devraient être les plus courtes possible afin de minimiser la longueur de la cavité laser. Ceci permettrait de maximiser le nombre de passages moyens qu'effectue un photon à travers le milieu de gain lors du balayage spectral. Finalement, des fibres lentillées devraient être utilisées au niveau du filtre FP afin de diminuer les pertes par divergences. Ces quelques modifications devraient permettre d'améliorer significativement les performances du montage. On s'attend à ce que le balayage spectral du laser puisse atteindre plusieurs dizaines de kHz. On s'attend également à ce que ces modifications permettent d'optimiser la puissance du laser. La valeur obtenue de 0.1 mW est suffisante pour certaines applications mais limite le champ d'action. On cherche à l'augmenter d'un ou deux ordres de grandeur.

5.3 Conclusion

Les résultats présentés démontrent que le filtre FP accordable développé permet de s'affranchir de la non-linéarité des sources MEMS. De plus, son design dans le plan simplifie le procédé de micro-fabrication et facilite l'alignement optique. Les filtres fabriqués ont été utilisés avec succès dans la conception d'un laser à semi-conducteur centré à 1310 nm et accordable sur 25 nm. La fréquence de balayage maximale du filtre est de 32 kHz. De simples modifications au niveau de sa structure permettraient d'atteindre 100 kHz. La fréquence de balayage maximale du laser est possiblement limitée par les composants optiques et non par la mécanique du filtre. Sa valeur n'a cependant pas pu être mesurée.

Pour la suite du projet, quelques modifications ont été proposées pour le montage laser. Elles devraient permettre d'améliorer significativement ses performances actuelles. L'optimisation du procédé de fabrication devrait également permettre d'améliorer les performances des filtres FP et d'augmenter la bande spectrale couverte par le laser. La source actuelle est néanmoins assez performante pour certaines applications industrielles de l'OCT et en endomicroscopie confocale. Une des prochaines étapes du projet devrait donc être l'intégration de la source dans un système d'imagerie et la caractérisation de ce dernier.

CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE

Les technologies développées dans le cadre de ce travail de recherche présentent des perspectives intéressantes au regard des performances obtenues et des applications possibles. Elles ont également ouvert la porte à de nouveaux projets et champs de recherche pour le Laboratoire de Microphotonique.

6.1 Microbalance optique

La microbalance optique développée dans le cadre de la collaboration avec le METAS présente un potentiel commercial intéressant. La compagnie Mettler Toledo, partenaire commercial du METAS et expert en instrumentation de haute précision, s'est d'ailleurs montrée intéressée par les résultats obtenus. L'approche développée pourrait s'avérer une alternative intéressante aux technologies actuellement utilisées pour les balances de laboratoire lorsque la résolution doit être inférieure au microgramme. Une divulgation d'invention est en cours de rédaction et sera déposée sous peu.

6.2 Système de translation

Le système de translation, développé dans le cadre de la collaboration avec le METAS, trouvera certainement sa place dans le design des prochains microsystèmes fabriqués par le groupe de Microphotonique. Le groupe étant très actif dans le domaine des senseurs, ce système permettra de faciliter et d'améliorer leur intégration, un aspect crucial pour ce type de dispositif. De plus, un effet intéressant a été constaté lors de la caractérisation des microbalances optiques intégrant le système de translation. Il a été observé que leur réponse spectrale (la position de la résonance) pouvait être altérée par un faisceau de lumière visible dirigé vers le dispositif. Le décalage observé est instantané et son amplitude varie en fonction de l'intensité du faisceau incident et de la tension appliquée aux bornes du dispositif. Suivant les observations expérimentales réalisées, l'explication la plus probable serait un effet photoélectrique au niveau de la barrière de Schottky existant à l'interface entre les pointes métalliques utilisées pour les contacts électriques et le substrat de silicium. Évidemment, plusieurs contributions (ex. effets électro-optique et thermomécanique) peuvent également entrer en jeu, ce qui complexifie grandement l'étude du système. Un étudiant de premier cycle en Génie Physique a effectué un stage de recherche de quatre mois durant le semestre d'été 2012 afin d'approfondir l'étude expérimentale de cet effet. Il

poursuit actuellement les recherches à un niveau plus théorique. Une meilleure compréhension des phénomènes impliqués pourrait mener au développement de nouveaux dispositifs très intéressants tel un MEMS pouvant être contrôlé à distance à l'aide d'un pointeur laser.

6.3 Laser accordable

Une divulgation d'invention a été déposée pour le laser accordable développé en collaboration avec le LODI. De plus, des discussions sont actuellement en cours avec Univalor (une compagnie ayant pour objectif de transférer vers l'industrie les inventions universitaires développées par les chercheurs rattachés à l'Université de Montréal) afin de breveter la technologie. Des applications industrielles, telle l'inspection de tuyauterie, sont envisagées pour la technologie actuelle. Des applications médicales, pour lesquelles il serait nécessaire de poursuivre le travail de recherche afin d'améliorer les performances du système, sont toujours envisagées à moyen terme.

CONCLUSION

Dans le cadre de ce travail de recherche, l'expertise du Laboratoire de Microphotonique en conception de réseaux de Bragg verticaux accordables en silicium a été mise à profit pour le développement de microsystèmes optiques appliqués. La collaboration avec le METAS a permis d'identifier un besoins dans le domaine des senseurs de force, où la majorité des technologies actuelles présentent des performances limitées entre 1 mN et 100 mN. Une technologie alternative, basée sur une cavité Fabry-Pérot accordable formée de deux miroirs de Bragg verticaux en silicium, a été développée. Des sensibilités expérimentales allant de 0.51 nm/mN à 67.69 nm/mN et des résolutions absolues allant de 0.15 μ N à 19.61 μ N ont été rapportées. La résolution relative maximale du senseur est inférieure à 100 ppm. Les performances actuelles de la microbalance optique en font une alternative intéressante aux technologies actuelles. De plus, le fonctionnement du dispositif n'est pas affecté par les interférences électromagnétiques. Il est donc particulièrement bien adapté aux applications aérospatiales. Les travaux futurs devraient viser à améliorer ou remplacer le système force utilisé dans le montage expérimental. Il serait également intéressant de tester des méthodes alternatives afin d'effectuer le suivis spectral de la résonance.

Une seconde technologie a été développée dans le cadre de la collaboration avec le METAS. Il s'agit d'un système de translation permettant de transférer dans le plan une force ou un déplacement hors-plan. Le déplacement continu et sans friction du système de translation est particulièrement bien adapté pour les applications de senseurs. Comme preuve de concept, il a été intégré dans le design d'une seconde génération de microbalances optiques. Son implémentation a permis d'augmenter significativement la taille de la zone de charge dont les dimensions étaient initialement limitées par l'épaisseur du substrat. Des dispositifs possédant une zone de charge de 1 mm² ont été fabriqués et caractérisés avec succès. Les résultats expérimentaux ont démontré le principe de fonctionnement du système de translation. Un déplacement vertical de 1.7 μ m a été transféré en un déplacement horizontal de 0.26 μ m. Pour les travaux futurs, l'utilisation d'une couche d'oxyde sacrificielle plus épaisse ou la réalisation d'une gravure par face arrière sous la zone de charge devrait être considéré. Cela permettrait d'augmenter significativement la plage dynamique couverte par le dispositif.

Finalement, la collaboration avec le LODI a permis d'identifier un besoins au niveau des sources accordables utilisées en tomographie optique cohérente. Les sources MEMS actuellement disponibles présentent une évolution spectrale non linéaire qui limite leur performance. Une technologie alternative a été mise au point afin de s'affranchir de cette limitation. Un filtre Fabry-Pérot accordable, composé d'un actionneur électrostatique à peignes inter-digités et de miroirs de Bragg verticaux en silicium, a été développé. Sa résonance optique, située près de 1300 nm, a été accordée sur plus de 30 nm sous une tension de 116 V. Le design original du filtre permet de travailler en configuration *push-pull* et d'ainsi linéariser son évolution spectrale. Les résultats expérimentaux ont démontrés qu'il peut suivre tout signal de forme arbitraire dont les composantes fréquentielles sont inférieures à 30 kHz. Le filtre FP a été implémenté comme cavité externe dans la conception d'un laser à semi-conducteur. Deux lasers basés sur deux filtres différents ont été présentés. Le premier laser, centré à 1310 nm, a été accordé sur 25 nm sous une tension de 80 V. Le second laser, centré à 1280 nm, a été accordé sur 15 nm sous une tension de 50 V. La largeur à mi-hauteur de l'émission laser est inférieure à 0.06 nm. La technologie développée offre une source à faible coût, peu encombrante, linéaire et robuste. Selon nous, les résultats obtenus pour cette première génération dispositifs sont encourageant et ouvrent la porte vers une alternative intéressante aux technologies actuelles telles les polygones rotatifs et le filtre MEMS développé par Axsun (détaillées en page 5). Les travaux futurs devraient porter dans un premier temps sur l'optimisation du montage optique. Les quelques propositions effectuées (pages 88-89) devraient permettre d'améliorer significativement les performances du montage actuel. De plus, la source laser devrait être testée dans un montage d'imagerie OCT ou de microscopie confocale. Dans un deuxième temps, il serait intéressant de caractériser l'ensemble des designs optiques intégrés sur le masque de photolithographie. Plusieurs des designs n'ayant pas été caractérisés devraient théoriquement mener à de meilleures performances. Ces designs n'ayant pas été résolu lors de la fabrication des dispositifs, une optimisation du procédé de DRIE présenté dans ce travail sera nécessaire.

RÉFÉRENCES

- [1] C. Barrios, V. Almeida, R. Panepucci, B. Schmidt and M. Lipson, "Compact silicon tunable Fabry-Perot resonator with low power consumption," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, pp. 506-508, 2004.
- [2] Y. Kim and D. Neikirk, "Micromachined Fabry-Perot cavity pressure transducer," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 12, pp. 1471-1473, 1995.
- [3] A. Iocco, H. Limberger, R. Salathe, L. Everall, K. Chisholm, J. Williams and I. Bennion, "Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing," *Journal of lightwave technology*, vol. 17, no. 7, pp. 1217-1221, 1999.
- [4] 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, 2007.
- [5] M. Pruessner, T. Stievater and W. Rabinovich, "Integrated waveguide Fabry-Perot microcavities with silicon/air Bragg mirrors," *Optics letters*, vol. 32, no. 5, pp. 533-535, 2007.
- [6] B. Saadany, M. Malak, M. Kubota, F. 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, 2006.
- [7] J. Masson, R. St-Gelais, A. Poulin and Y. Peter, "Tunable fiber laser using a MEMS-based in plane Fabry-Pérot filter," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 9, pp. 1313-1319, 2010.
- [8] M. Malak, N. Pavy, F. Marty, E. Richalot, A. Liu and T. Bourouina, "Design, modeling and characterization of stable, high Q-factor curved Fabry-Pérot cavities," *Microsystem Technologies*, vol. 17, no. 4, pp. 543-552, 2011.

- [9] A. Eichenberger, B. Jeckelmann and P. Richard, "Tracing Planck's constant to the kilogram by electromechanical methods," *Metrologia*, vol. 40, p. 356, 2003.
- [10] Bureau international des poids et mesures, *Le Système internationale d'unités*, 8th ed., Organisation Intergouvernementale de la Convention du Mètre, 2006.
- [11] T. Akiyama, D. Collard and H. Fujita, "Scratch drive actuator with mechanical links for self-assembly of three-dimensional MEMS," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 6, no. 1, pp. 10-17, 1997.
- [12] L. Smith Gabriel and F. Laurance, "MEMS vertical to horizontal motion translation device". Patent 6308631, October 2001.
- [13] A. Fercher, W. Drexler, C. Hitzenberger and T. Lasser, "Optical coherence tomography-principles and applications," *Reports on progress in physics*, vol. 66, p. 239, 2003.
- [14] J. Zara and C. Lingley-Papadopoulos, "Endoscopic OCT approaches toward cancer diagnosis," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 14, no. 1, pp. 70-81, 2008.
- [15] S. Yun, C. Boudoux, G. Tearney and B. Bouma, "High-speed wavelength-swept semiconductor laser with a polygon-scanner-based wavelength filter," *Optics Letters*, vol. 28, no. 20, pp. 1981-1983, 2003.
- [16] W. Oh, S. Yun, G. Tearney and B. Bouma, "115 kHz tuning repetition rate ultrahigh-speed wavelength-swept semiconductor laser," *Optics letters*, vol. 30, no. 23, pp. 3159-3161, 2005.
- [17] D. C. Flanders, P. S. Whitney, M. F. Miller, S. R. Shanfield, D. B. West and M. V. Le, "Integrated tunable Fabry-Perot filter and method of making the same". Patent 6836366, December 2004.
- [18] R. Huber, M. Wojtkowski, K. Taira, J. Fujimoto and K. Hsu, "Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles,"

Optics Express, vol. 13, no. 9, pp. 3513-3528, 2005.

- [19] T. Tsai, C. Zhou, D. Adler and J. Fujimoto, "Frequency comb swept lasers," *Optics express*, vol. 17, no. 23, pp. 21257-21270, 2009.
- [20] J. Tamil, "A Review of Different Types of Photonic MEMS Tunable Lasers," *Proceedings of MEMS/MOEMS Technologies and Applications III*, vol. 6836, p. 683602, 2007.
- [21] W. A. Atia, M. E. Kuznetsov and D. C. Flanders, "Linearized swept laser source for optical coherence analysis system". Patent 20090059971A1, 2009.
- [22] A. Poulin, R. St-Gelais, A. L. Eichenberger, L. Thévenaz and Y.-A. Peter, "MEMS tuneable asymmetric Fabry-Perot cavity for high precision weighing of macro samples," *Journal of Microelectromechanical Systems*, Manuscript submitted for publication, September 2012.
- [23] H. Macleod, *Thin-film optical filters*, Third ed., CRC Press, 2001.
- [24] C. Carniglia and D. Jensen, "Single-layer model for surface roughness," *Applied optics*, vol. 41, no. 16, pp. 3167-3171, 2002.
- [25] R. St-Gelais, A. Poulin and Y. Peter, "Advances in Modeling, Design, and Fabrication of Deep-Etched Multilayer Resonators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, pp. 1900-1908, 2012.
- [26] P. D. Atherton, N. K. Reay, J. Ring and T. R. Hicks, "Tunable fabry-perot filters," *Optical Engineering*, vol. 20, no. 6, pp. 806-814, 1981.
- [27] M. Madou, "From MEMS to Bio-MEMS and Bio-NEMS," in *Fundamentals of Microfabrication and Nanotechnology*, Third ed., vol. 3, CRC Press, 2009.
- [28] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Second ed., K. Chan, Ed., Wiley-Interscience, 1997.
- [29] M. Madou, "Manufacturing Techniques for Microfabrication and Nanotechnology," in

Fundamentals of Microfabrication and Nanotechnology, Third ed., vol. 1, CRC Press, 2009.

- [30] F. Laermer and A. Schilp, "Method of anisotropically etching silicon". Patent 5501893, March 1996.
- [31] J. Le, "Deep Etching Fabrication Process," in *Photonic MEMS devices: design, fabrication and control*, A. Liu, Ed., CRC Press, 2009.
- [32] H. Jansen, M. De Boer, S. Unnikrishnan, M. Louwerse and M. Elwenspoek, "Black silicon method X: a review on high speed and selective plasma etching of silicon with profile control: an in-depth comparison between Bosch and cryostat DRIE processes as a roadmap to next generation equipment," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 19, p. 033001, 2009.
- [33] W. Park, J. Kim, S. Cho, S. Yoon, S. Suh and D. Yoon, "High aspect ratio via etching conditions for deep trench of silicon," *Surface and coatings Technology*, vol. 171, no. 1, pp. 290-295, 2002.
- [34] J. Yeom, Y. Wu, J. Selby and M. Shannon, "Maximum achievable aspect ratio in deep reactive ion etching of silicon due to aspect ratio dependent transport and the microloading effect," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 23, p. 2319, 2005.
- [35] R. Bogue, "Developments in advanced silicon etching techniques by STS Systems," *Sensor Review*, vol. 22, no. 1, pp. 41-45, 2002.
- [36] H. Jansen, H. Gardeniers, M. Boer, M. Elwenspoek and J. Fluitman, "A survey on the reactive ion etching of silicon in microtechnology," *Journal of micromechanics and microengineering*, vol. 6, p. 14, 1996.
- [37] J. Young, J. M. DeSimone and W. Tumas, "Phase Behavior and Its Effects on Reactions in Liquid and Supercritical Carbon Dioxide," in *Green chemistry using liquid and supercritical carbon dioxide*, Oxford University Press, 2003.

- [38] D. Bell, T. Lu, N. Fleck and S. Spearing, "MEMS actuators and sensors: observations on their performance and selection for purpose," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 15, p. S153, 2005.
- [39] J. Shieh, J. Huber, N. Fleck and M. Ashby, "The selection of sensors," *Progress in materials science*, vol. 46, no. 3-4, pp. 461-504, 2001.
- [40] W. Eaton and J. Smith, "Micromachined pressure sensors: review and recent developments," *Smart Materials and Structures*, vol. 6, p. 530, 1997.
- [41] Y. Gianchandani and K. Najafi, "Bent-beam strain sensors," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 5, no. 1, pp. 52-58, 1996.
- [42] J. Marty, A. Malki, C. Renouf, P. Lecoy and F. Baillieu, "Fibre-optic accelerometer using silicon micromachining techniques," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 47, no. 1, pp. 470-473, 1995.
- [43] M. Muratsugu, F. Ohta, Y. Miya, T. Hosokawa, S. Kurosawa, N. Kamo and H. Ikeda, "Quartz crystal microbalance for the detection of microgram quantities of human serum albumin: relationship between the frequency change and the mass of protein adsorbed," *Analytical chemistry*, vol. 65, no. 20, pp. 2933-2937, 1993.
- [44] F. Tseng and C. Lin, "Polymer mems-based fabry-perot shear stress sensor," *IEEE Sensors Journal*, vol. 3, no. 6, pp. 812-817, 2003.
- [45] R. Wolthuis, G. Mitchell, E. Saaski, J. Hartl and M. Afromowitz, "Development of medical pressure and temperature sensors employing optical spectrum modulation," *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 38, no. 10, pp. 974-981, 1991.
- [46] H. Shea, "Reliability of MEMS for space applications," *Proc. SPIE*, vol. 6111, p. 61110A, 2006.
- [47] S. Martin, V. Granstaff and G. Frye, "Characterization of a quartz crystal microbalance with

simultaneous mass and liquid loading," *Analytical Chemistry*, vol. 63, no. 20, pp. 2272-2281, 1991.

[48] D. DeVoe, "Piezoelectric thin film micromechanical beam resonators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 88, no. 3, pp. 263-272, 2001.

[49] O. Jeong and S. Yang, "Fabrication of a thermopneumatic microactuator with a corrugated p+ silicon diaphragm," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 80, no. 1, pp. 62-67, 2000.

[50] K. Reck, E. Thomsen and O. Hansen, "MEMS Bragg grating force sensor," *Optics Express*, vol. 19, no. 20, pp. 19190-19198, 2011.

[51] A. Poulin, R. St-Gelais and Y. Peter, "Coupled electro-mechanical transducers for vertical to horizontal motion translation," *Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)*, pp. 240-243, 2012.

[52] A. Poulin, R. St-Gelais, N. Goulamhousen, G. Zhu, C. Boudoux and Y. Peter, "In-plane MEMS-based Fabry-Perot filter for high-speed wavelength-swept semiconductor laser," *IEEE Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Workshop*, pp. 401-404, 2012.

ANNEXE I – Liste des publications

A. Poulin, R. St-Gelais, A. L. Eichenberger, L. Thévenaz and Y.-A. Peter, "MEMS tuneable asymmetric Fabry-Perot cavity for high precision weighing of macro samples," *Journal of Microelectromechanical Systems*, En révision, décembre 2012.

R. St-Gelais, T. Kerrien, H. Camirand, **A. Poulin**, and Y.-A. Peter, "Silicon-On-Insulator In-Plane Gires-Tournois Interferometers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, pp. 2272 - 2275, 2012.

R. St-Gelais, G. Mackey, J. Saunders, J. Zhou, A. Leblanc-Hotte, **A. Poulin**, J.A. Barnes, H.-P. Loock, R. S. Brown, and Y.-A. Peter, "Chemical sensing using polymer-functionalized deformable Fabry-Perot interferometers," *Sensors and Actuators B: Chemical*, En révision, September 2012.

A. Poulin, R. St-Gelais and Y. Peter, "Coupled electro-mechanical transducers for vertical to horizontal motion translation," *Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)*, pp. 240-243, 2012.

A. Poulin, R. St-Gelais, N. Goulamhousen, G. Zhu, C. Boudoux and Y. Peter, "In-plane MEMS-based Fabry-Perot filter for high-speed wavelength-swept semiconductor laser," *IEEE Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Workshop*, pp. 401-404, 2012.

R. St-Gelais, **A. Poulin** and Y. Peter, "Advances in Modeling, Design, and Fabrication of Deep-Etched Multilayer Resonators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, pp. 1900-1908, 2012.

R. St-Gelais, G. Mackey, J. Saunders, J. Zhou, A. Leblanc-Hotte, **A. Poulin**, J.A. Barnes, H.-P. Loock, R. S. Brown, and Y.-A. Peter, "A Fabry-Perot refractometer for chemical vapor sensing by solid-phase microextraction," in *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, Istanbul, Turkey, pp. 85-86, 2011.

J. Masson, R. St-Gelais, **A. Poulin** and Y. Peter, "Tunable fiber laser using a MEMS-based in plane Fabry-Pérot filter," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 9, pp. 1313-1319, 2010.

R. St-Gelais, T. Kerrien, **A. Poulin**, and Y. Peter, "In-Plane MEMS Tunable Gires-Tournois Interferometers," in *CLEO/QELS Laser Science to Photonic Applications*, San Jose, CTuW2, 2010.

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," in *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, Hualien, Taiwan, pp. 171-172, 2007.