



Développement de capteurs à fibres optiques hautes températures pour l'instrumentation de moteurs d'avions

Wendy Tomboza

► To cite this version:

Wendy Tomboza. Développement de capteurs à fibres optiques hautes températures pour l'instrumentation de moteurs d'avions. Optique / photonique. Université de Lille, 2023. Français. NNT : 2023ULILR087 . tel-04582047

HAL Id: tel-04582047

<https://theses.hal.science/tel-04582047v1>

Submitted on 21 May 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse de doctorat de l'Université de Lille

Ecole doctorale N° 104

Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

Spécialité

Milieus dilués et optique fondamentale

Domaine scientifique

Département de physique

Soutenue publiquement le 12/12/23, par :

Wendy TOMBOZA

Développement de capteurs à fibres optiques hautes températures pour l'instrumentation de moteurs d'avions

Composition du Jury :

Christophe Caucheteur	Professeur, Université de Mons	Rapporteur
Dominique Pagnoux	Chargé de Recherche, XLIM	Rapporteur
Wilfried Blanc	Directeur de Recherche, INPHYNI	Président du jury, Examineur
Sylvie Lebrun	Maîtresse de Conférences, IOGS	Membre invité
Géraud Bouwmans	Professeur, Université de Lille	Directeur de thèse
Minh Châu Phan Huy	Ingénieure de Recherche, Safran Tech	Co-Encadrante de thèse
Guillaume Laffont	Chef de laboratoire, CEA List	Co-Encadrant de thèse

Remerciements

Malgré tout ce que l'on peut sous-entendre, une thèse ne se résume pas uniquement au thésard qui la mène.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers toutes les personnes qui m'ont soutenu et encouragé tout au long de ma thèse, réalisée au sein de Safran Tech et du CEA List.

Je tiens tout d'abord à remercier sincèrement mon directeur de thèse, Géraud Bouwmans, pour sa guidance experte, son engagement et sa patience. Ses conseils avisés et son soutien ont été essentiels à chaque étape de ce parcours doctoral.

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers Christophe Caucheteur et Dominique Pagnoux ainsi que Wilfried Blanc pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Merci pour leur temps et leur précieux commentaires qui ont contribué à améliorer la qualité de mon travail de thèse. Je remercie chaleureusement Sylvie Lebrun pour sa gentillesse, son temps et son intérêt pour mes recherches.

Je tiens à adresser mes remerciements à l'ensemble de l'équipe de recherche de Safran Tech et plus particulièrement P.Y, SF.TT, T.C, J.C.S, H.N, P.T, R.G, M.T.B, F.A, I.S, D.P, O.V, O.DA pour leur accueil chaleureux, leur générosité, leur partage et leur soutien. Leur bienveillance m'a permis de m'épanouir pleinement dans mon travail de recherche.

Je remercie grandement Nassim Salhi, pour la collaboration précieuse, les échanges constructifs, son amitié et son huile d'olive qui ont contribué à enrichir mes travaux et ma vie professionnelle au sein de Safran Tech. Un grand merci à Maya Geagea pour son amitié précieuse, son soutien et la bouffée d'air frais qu'elle a pu m'apporter durant ma thèse.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à toute l'équipe du laboratoire LSPM, plus particulièrement à Romain Cotillard, Nicolas Roussel, Sylvain Magne, Laurent Maurin, Stéphane Rougeault, Rudy Demarchelier et Jean-Baptiste Quelene pour leur accueil au sein du laboratoire LSPM, leur soutien technique et l'expertise qu'ils m'ont apportée tout au long de ces années de recherche. Un grand merci à Cyril Lefevre, Alexandre Lerner, Thomas Blanchet, Etienne Deliancourt, Nour Daher mais également Marine, Franz, Yohan et Camille pour leur aide précieuse, nos échanges stimulants et nos moments de convivialité. Leur présence a rendu cette expérience encore plus enrichissante et mémorable. Merci d'avoir enrichi mes soirées et ma playlist musicale (et merci Lorie).

Je remercie toute l'équipe du laboratoire du PhLAM, plus particulièrement Remi Habert, Rémy Bernard, Damien Labat et Laure Lago pour leur accueil et leur contribution précieuse à mes travaux.

Je tiens à remercier mon co-encadrant de thèse, Guillaume Laffont, pour ses conseils et son expertise durant ces années de thèse qui m'ont guidé au travers des défis de ma recherche et ont contribué à sa réussite.

J'exprime ma profonde gratitude envers ma co-encadrante de thèse, Minh Châu Phan Huy qui a été bien plus qu'une encadrante tout au long de ma thèse. Sa disponibilité, son soutien inconditionnel et son écoute attentive ont été des piliers essentiels de mon parcours doctoral. J'ai pu évoluer, grandir, tant sur le plan professionnel qu'humain au travers de son accompagnement sans limites. Un grand merci.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude envers mon compagnon qui a été mon roc, mon confident et mon plus grand soutien. Son écoute attentive, ses encouragements constants et sa présence bienveillante ont été une source de réconfort et de force tout au long de cette aventure. Des années de joie, de pleures, de doutes, de plaintes et de réussites que nous avons partagées. Malgré tout, mon mauvais caractère n'a pas eu raison de toi...

Merci de tout mon cœur pour ce que tu as fait et pour ce que tu es.

Je souhaite finalement exprimer une infinie gratitude envers mes amis, ma famille et plus particulièrement mes parents, ma sœur et mon frère pour leur soutien inconditionnel, leur amour et leur compréhension tout au long de ce périple. Leur accompagnement constant a été une source de motivation et de réconfort. Leur soutien indéfectible a été la pierre angulaire sur laquelle j'ai construit mon parcours de vie. Leur présence, leurs sacrifices et leur confiance en moi m'ont permis d'avancer avec courage et détermination à chaque étape de ma vie.

Je vous dois tout et cette thèse est autant la vôtre que la mienne. Merci du fond du cœur pour tout ce que vous avez fait pour moi.

« Ny hazo no vanon-ko làkana hono, ny tany naniriany no tsara ».

7

I.2.5	Transmission et réflectivité d'une cavité fibrée	62
I.2.6	Conclusions	64
I.3	Transducteur interférométrique Fabry-Pérot pour la mesure de pression hautes température.....	64
I.3.1	Sensibilité thermique.....	65
I.3.1	Sensibilité à la pression	68
I.3.2	Application des cavités interférométriques Fabry-Pérot pour la mesure de pression 70	
(a)	Capteur interférométrique Fabry-Pérot extrinsèque.....	71
(b)	Capteur interférométrique Fabry-Pérot intrinsèque	77
I.4	Conclusions du chapitre.....	94
Chapitre II	Modélisation du transducteur de pression interférométrique Fabry-Pérot.....	97
II.1	Déflexion d'une membrane	98
II.1.1	Modèle analytique de la déflexion d'une membrane	98
II.1.2	Modèle numérique d'une membrane uniforme en silice.....	101
II.2	Transducteur de pression Fabry-Pérot.....	104
II.2.1	Modèle analytique du transducteur de pression Fabry-Pérot	105
II.2.2	Modélisation numérique du transducteur de pression Fabry-Pérot : choix de la dimension spatiale	107
II.2.3	Modèle numérique d'un transducteur Fabry-pérot sans membrane.....	111
(a)	Cas d'une cavité sphérique.....	112
(b)	Cas d'une cavité elliptique	113
(c)	Cas d'une cavité de type cylindrique	115
(d)	Comparaison des différentes structures.....	117
II.2.4	Modèle numérique d'un transducteur Fabry-Pérot avec une membrane de silice 118	
(a)	Cas d'une cavité sphérique.....	118
(b)	Cas d'une cavité elliptique	121

(c)	Cas d'une cavité cylindrique	123
(d)	Comparaison des différentes structures.....	125
II.3	Conclusions du chapitre.....	127
Chapitre III	Réalisation de prototypes de transducteur à fibres optiques.....	129
III.1	Micro usinage au laser femtoseconde	130
III.1.1	Généralités sur la micro-structuration par laser femtoseconde	130
III.1.2	Interaction laser – matière	131
III.1.3	Banc d'inscription laser femtoseconde	133
III.2	Réalisation d'un transducteur interférométrique Fabry-Pérot	134
III.2.1	Processus de fabrication de la cavité à géométrie sphérique	134
III.2.2	Processus de fabrication de la cavité à géométrie cylindrique.....	137
III.2.3	Pertes d'insertion en fonction de la longueur au sein d'une cavité Fabry-Pérot	139
III.2.4	Etude de reproductibilité sur des cavités Fabry-Pérot.....	141
(a)	Cavité Fabry-Pérot sphérique.....	141
(b)	Cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique	142
III.2.5	Conclusions	143
III.3	Influence des paramètres expérimentaux sur la réalisation de la cavité Fabry-Pérot à géométrie sphérique.....	144
III.3.1	Influence de l'énergie du laser femtoseconde	144
III.3.2	Influence du motif de germe femtoseconde	145
III.3.3	Influence des paramètres de la soudeuse optique à arc électrique	146
III.3.4	Cavité Fabry-Pérot par soudure de fibres hétérogènes.....	149
III.3.5	Conclusions	152
III.4	Réalisation d'un transducteur Fabry-Pérot constitué d'une membrane en silice.	153
III.4.1	Procédé d'usinage de la membrane de silice.....	153
III.4.2	Caractéristique d'un transducteur Fabry-Pérot à membrane.....	154
III.5	Inscription de réseau de Bragg par laser femtoseconde.....	158

III.6	Conclusions du chapitre	160
Chapitre IV	Caractérisation des prototypes de capteur de pression pour la mesure à hautes températures	163
IV.1	Méthode d'interrogation	164
IV.1.1	Interrogateur MicronOptics.....	164
IV.1.2	Laser accordable Tunics et spectromètre CT400	165
IV.1.3	Choix de l'appareil de mesure.....	166
IV.2	Méthode de démodulation.....	167
IV.2.1	Méthode d'analyse de pic.....	167
IV.2.2	Analyse dans l'espace de Fourier.....	173
IV.2.3	Choix de la méthode de démodulation.....	179
IV.3	Caractérisation hautes températures de transducteurs à cavité interférométrique Fabry-Pérot.....	180
IV.3.1	Montage expérimental.....	181
IV.3.2	Etude de la stabilisation en température.....	182
(a)	Traitement thermique de 30°C à 900°C sur cavité Fabry-Pérot sphérique sans membrane	182
(b)	Traitement thermique de 30°C à 900°C sur cavité cylindrique sans membrane	189
(c)	Traitement thermique de 30°C à 900°C sur cavité Fabry-Pérot sphérique avec membrane	193
IV.3.3	Influence d'un revêtement hautes températures sur la réponse thermique du transducteur	197
IV.3.4	Conclusions	199
IV.4	Caractérisation de prototypes de capteurs interférométriques Fabry-Pérot en pression	200
IV.4.1	Montage expérimental.....	200
IV.4.2	Etude de la réponse en pression du transducteur Fabry-Pérot sans membrane de silice	204

(a) Cas de la cavité sphérique	204
(b) Cas de la cavité cylindrique	208
IV.4.3 Etude de la réponse en pression du transducteur Fabry-Pérot avec une membrane de silice 210	
(a) Cas de la cavité sphérique	210
(b) Cas de la cavité cylindrique	214
IV.4.4 Comparaison des différents transducteurs à cavité Fabry-Pérot	219
IV.4.5 Influence d'un prétraitement thermique sur la réponse en pression du transducteur Fabry-Pérot.....	222
IV.4.6 Conclusions	224
IV.5 Caractérisation d'un réseau de Bragg pour la mesure de température.....	225
IV.5.1 Caractérisation en température d'un Réseau de Bragg	226
IV.5.2 Caractérisation en pression d'un réseau de Bragg	228
IV.6 Caractérisation d'un prototype de capteur hybride pour la mesure de pression à hautes températures	230
IV.6.1 Principe.....	230
IV.6.2 Caractérisation en température et en pression.....	233
IV.6.3 Méthode de démodulation pour une discrimination de la mesure de pression et de température.....	234
IV.7 Conclusions du chapitre	236
Conclusion générale.....	240
Annexe I Mise en place du modèle de transducteur de pression Fabry-Pérot	244
a) Influence du maillage	244
b) Etude de convergence.....	246
Références bibliographiques.....	249

Liste des figures

Figure I-1 : Schéma de principe d'un capteur à fibre optique.....	36
Figure I-2 : Principe de réflexion totale au sein de la fibre optique.....	37
Figure I-3 : Principe de la réfraction de la lumière.	38
Figure I-4 : Schéma de principe d'un réseau de Bragg.	40
Figure I-5 : (a) Schéma de principe de la photoinscription par holographie transverse [11]. (b) Schéma de principe de la photoinscription par masque de phase [12].....	42
Figure I-6 : Image au microscope optique d'un réseau de Bragg de 5,5 mm de longueur inscrit au laser femtoseconde en mode point-par-point dans une fibre SMF-28 [13].....	43
Figure I-7 : (a) Spectre du réseau de Bragg à 858 °C pour les deux polarisations orthogonales et cas du spectre non polarisé à 15 psi (1 bar) (b) Décalage de la résonance de Bragg induite par la biréfringence sous l'effet de la pression à 199°C et 858°C [15].....	46
Figure I-8 : (a) Schéma de la matrice de trous de la fibre microstructurée. (b) Schéma de la fibre microstructurée avec géométrie de trou « liés » [5].	46
Figure I-9 : Image au microscope électronique à balayage des deux fibres optiques microstructurées (a) MOF1 et (b) MOF2. Zoom sur la région du cœur (c) MOF1 et (d) MOF2[17].....	48
Figure I-10 : Spectre optique en réflexion lorsque la fibre est soumise à une pression hydrostatique de 0 bar (pression ambiante) et 90 bar pour (a) MOF1 et (b) MOF2.....	48
Figure I-11 : Schéma de principe d'un interféromètre de Mach Zehnder.....	49
Figure I-12 : (a) Schéma de principe du capteur Mach Zehnder à double cœur [20]. (b) Spectre en transmission du capteur Mach Zehnder.	50
Figure I-13: Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson.	51
Figure I-14: Schéma de principe de l'interféromètre de Sagnac.	52
Figure I-15 : (a) Schéma du capteur de pression basé sur l'interféromètre de Sagnac. (b) Image de la bobine sur laquelle est enroulée la fibre PM-PCF [22].	52
Figure I-16: Schéma de principe de la cavité interférométrique Fabry-Pérot.....	53
Figure I-17 : Fonction d'Airy (en réflexion) d'une cavité de longueur de 70 μm	54
Figure I-18 : (a) Schéma du principe d'interférence à deux ondes. (b) Spectre en réflexion résultant de l'interférence à deux ondes ($L=70 \mu\text{m}$).	55
Figure I-19 : Schéma de principe du faisceau gaussien (issu de [26]).....	58

Figure I-20 : (a) Schéma de principe du modèle de propagation d'un faisceau gaussien dans une cavité Fabry-Pérot de longueur $L=70\text{ }\mu\text{m}$ (b) Spectre d'interférence du modèle gaussien pour un waist de $100\text{ }\mu\text{m}$, $ZR = 20\text{ mm}$ (noir) et un waist de $4\text{ }\mu\text{m}$, $ZR = 32\text{ }\mu\text{m}$. Les pertes de propagation au sein de la cavité sont considérées comme nulles dans cet exemple.	59
Figure I-21 : (a) Propagation du faisceau gaussien au sein de la cavité Fabry-Pérot (b) Principe de divergence par diffraction du faisceau gaussien sur une distance $2L$ correspondant à un aller-retour dans la cavité.....	61
Figure I-22 : (a) Image au microscope à immersion de la cavité à miroir plan de longueur $L=70\text{ }\mu\text{m}$ au sein d'un fibre optique monomode SMF-28 (b) Image au microscope à immersion d'une cavité concentrique de longueur $L=67\text{ }\mu\text{m}$ au sein d'une fibre optique monomode SMF-28.	62
Figure I-23 : (a) Spectre en réflexion de la cavité Fabry-Pérot à miroirs plans-courbe expérimentale (noir) et courbe issue de la formule analytique des faisceaux gaussiens (cf. Équation I-30) (b) Spectre en réflexion de la cavité concentrique.....	63
Figure I-24 : Schéma de principe du montage pour la mesure de puissance transmise et réfléchi par la cavité Fabry-Pérot.	64
Figure I-25: Schéma de principe du transducteur à cavité Fabry-Pérot étudié.	65
Figure I-26 : Schéma de principe de l'interférence à trois ondes.....	68
Figure I-27 : Schéma de principe de la cavité Fabry-Pérot de longueur L avec une membrane de silice d'épaisseur e . $R0$ correspond au rayon de la fibre optique.	68
Figure I-28 : Schéma de principe du transducteur à cavité interférométrique Fabry-Pérot. Cas d'un transducteur avec une membrane en silice. $R0$ correspond au rayon de la fibre optique.	70
Figure I-29: interféromètre Fabry-Pérot formé par deux surfaces réfléchissantes le long de la fibre.	70
Figure I-30 : Procédé de fabrication du capteur, image du capteur au microscope et spectre en réflexion du capteur [33].	72
Figure I-31 : (a) Processus de fabrication de la microcavité avec membrane en graphène. (b) image au microscope du capteur.	73
Figure I-32: (a) Schéma de principe du capteur de pression [35]. (b) Schéma de principe de la méthode de dépôt chimique en phase vapeur au laser (LCVD).....	74
Figure I-33: Schéma de principe du capteur de pression (a) modèle du capteur (b) schéma de principe de la cavité d'air ouverte Fabry-Pérot [36].	75
Figure I-34: Cavité Fabry-Pérot obtenue par impression 3D [36] (a) image au microscope de la cavité Fabry-Pérot. (b) et (c) image au microscope électronique à balayage de la cavité. [36]	76

Figure I-35 : Capteur de pression de chez OPSEnS – référence OPP-W	76
Figure I-36: Capteurs de pression proposés par la société Fiso Technologies. (a) Différents modèles de capteurs commercialisés. De gauche à droite : FOP-MIV, FOP-M260, FOP-F125. (b) Structure du capteur avec protection en polymide. (c) Schéma de principe du capteur.....	77
Figure I-37 : Schéma du capteur à guide optique anti résonnant[40]. (a) Schéma de principe (b)- (c) Vue de haut et de côté au microscope du capteur. FP : Fabry-Pérot, AR : Anti résonnant.	79
Figure I-38 : Spectre en réflexion du capteur pour différentes longueurs l de fibre HCF [40]. (a) $l=337\mu\text{m}$. (b) $l=1468\mu\text{m}$. FSR=Free Spectral Range (« Intervalle Spectral Libre » en français).....	79
Figure I-39: Schéma du capteur avec capillaires en silice [42]. (a) schéma de principe du capteur de pression et de température basé sur une cavité Fabry-Pérot et un guide d'onde anti résonnant. (b) interférence du Fabry-Pérot et du guide d'onde anti résonnant.....	81
Figure I-40: (a)-(c) : image au microscope des 3 capteurs. (d) spectre en réflexion mesuré des prototypes dans des conditions normales de pression et température [42].	81
Figure I-41 : Schéma du capteur de pression proposé par Zhe Zhang et al. [43]. (a) Schéma de principe du capteur à double cavité Fabry-Pérot. (b) Vue de côté au microscope du capteur.	82
Figure I-42: (a)-(d) Processus de fabrication du capteur à double cavité FP. (e) Graphique représentant le principe de démodulation de phase [44].	83
Figure I-43 (a) Schéma de principe de cavité d'air confocale (b) processus de fabrication [24].	85
Figure I-44 : (a) Modélisation du spectre en réflexion de la cavité d'air confocale en fonction de la longueur d de la cavité [24]. (b) Spectre en réflexion du capteur de déformation à cavité d'air sphéroïdale (pour différentes valeur de déformation relative) [31].	85
Figure I-45: (a) Image du capteur de pression à cavité Fabry-Pérot TFP10 proposé par la société Technica. (b) Image de la cavité Fabry-Pérot du capteur de pression Technica observée au microscope. (c) Spectre en réflexion du capteur.	86
Figure I-46: Schéma et image du capteur à deux cavités FP. a) Schéma de principe [38]. b) image au microscope de la soudure entre SMF1 et SMF2. c) Image au microscope de la cavité d'air avec le micro canal.	89
Figure I-47: Schéma de principe de fabrication du capteur à double cavités Fabry-Pérot [47].	90
Figure I-48 : (a) Etapes de fabrication de la cavité d'air. (b) Principe d'interférence à trois ondes du capteur de pression [48].	91

Figure I-49 : (a) Spectre en réflexion en fonction de la pression. (b) Shift en longueur d'onde d'un pic de l'enveloppe en fonction de la pression appliquée [48].	92
Figure I-50 : Schéma de principe du capteur à cavité elliptique micro usinée au laser femtoseconde et image MEB du transducteur [32].	93
Figure II-1 : Schéma de principe de la membrane	100
Figure II-2 : Sensibilité théorique SPL en pression en fonction de l'épaisseur de membrane, $a = 40 \mu m$. Les graphiques sont représentés en échelle logarithmique.	100
Figure II-3 : Pression maximum avant rupture en fonction de l'épaisseur de membrane (traits pleins) et limite de pression de la région linéaire (marqueurs circulaires).	101
Figure II-4 : Vue de côté (a) et vue de face (b) d'une membrane circulaire d'épaisseur $e=12 \mu m$ e de rayon $a=62,5 \mu m$ modélisée sur Comsol. En couleur: amplitude de déplacement sous l'effet d'une pression de 80 bar. (c) profil transverse de l'amplitude de déplacement.	103
Figure II-5 : (a) Amplitude de déplacement en fonction de la pression appliquée pour différentes épaisseurs de membrane, $a=40\mu m$. (b) Sensibilité en pression en fonction de l'épaisseur de membrane. Simulation Comsol (bleu) et courbe analytique (noir) issu de l'Équation II-4.	103
Figure II-6 : Simulation du transducteur de pression et ses différentes géométrie de membrane (convexe, plano-concave et concave) [52].	104
Figure II-7 : Schéma de principe du transducteur à cavité interférométrique Fabry-Pérot. (a) Cas avec membrane en silice. (b) Cas sans membrane de silice.	107
Figure II-8 : (a) Sensibilité en pression SP en fonction de l'épaisseur de la membrane (cas du transducteur constitué d'une membrane en silice) calculé à l'aide de l'Équation II-9 (valeurs « absolues »). $R0 = 62,5, a = 40 \mu m, L0 = 80 \mu m$ (b) Sensibilité en pression SP en fonction de l'épaisseur de la paroi (cas du transducteur sans membrane de silice) calculé à l'aide de l'Équation II-10 (valeurs « absolues »). $R0 = 62,5, L0 = 80 \mu m$.	107
Figure II-9 : Simulation de l'amplitude de déplacement (selon l'axe x) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 80 bar – modèle en deux dimensions. $L = 150 \mu m, a = 40 \mu m$.	109
Figure II-10 : Simulation de l'amplitude de déplacement (selon l'axe x) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 80 bar – modèle en trois dimensions. $L = 150 \mu m, a = 40 \mu m$.	110
Figure II-11 : Sensibilité spectrale en pression SP en fonction de la longueur de la cavité.	110
Figure II-12 : (a) Exemple de géométrie de la cavité Fabry-Pérot. $L=d=80 \mu m$ (b) Simulation du champ de déplacement (composante selon l'axe x) induit par une pression hydrostatique de 85 bar.	112

Figure II-13: Sensibilité en pression SP en fonction de la longueur (ou du diamètre) de la cavité sphérique	113
Figure II-14 : Géométrie de la cavité elliptique et simulation du champ de déplacement induit par une pression hydrostatique de 85 bar.(a)-(b) $L=180\mu m$, $d=100\mu m$ (c)-(d) $L=20\mu m$, $d=100\mu m$	114
Figure II-15: (a) Sensibilité spectrale en fonction de la longueur de la cavité elliptique dans le cas $d=80\mu m$. (b) Sensibilité en fonction du diamètre de la cavité pour $L=20\mu m$ et $L=80\mu m$	115
Figure II-16 : (a) Schéma de principe du transducteur à cavité Fabry-Pérot [54]. Image du transducteur à cavité Fabry-Pérot à paroi réduite (diamètre de fibre de $96\mu m$). (c) transducteur non attaqué à l'acide fluorhydrique.....	115
Figure II-17: (a) Exemple de géométrie de la cavité Fabry-Pérot cylindrique. $L=d=80\mu m$ (b) Simulation du champ de déplacement (composante selon x) induit par une pression hydrostatique de 85 bar	116
Figure II-18: (a) sensibilité en fonction de la longueur de la cavité, $d=80\mu m$. (b) sensibilité en fonction du diamètre de la cavité pour $L=20\mu m$ et $L=80\mu m$ et courbe analytique (Équation II-10).....	116
Figure II-19: Sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité - comparaison des géométries de cavité (sphérique, plan, elliptique), $d=80\mu m$	117
Figure II-20 : (a) Schéma de principe de la cavité sphérique avec membrane plan.(b) Simulation de l'amplitude de déplacement (selon x) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 85 bar (vue sur la face de la membrane et vue de côté).	119
Figure II-21 : Simulation de l'amplitude de déplacement (en mètre) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 85 bar. L'épaisseur de membrane est de $e=10\mu m$ (a) membrane plan (b) membrane plan, angle de 10 degrés (c) membrane sphérique (d) membrane elliptique.....	120
Figure II-22 :Sensibilité en pression SP en fonction de l'épaisseur de membrane – comparaison des différentes géométries de membrane. $d = L = 80\mu m$	120
Figure II-23 : (a) Sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité pour $e=10\mu m$ et $e=20\mu m$. (b) Sensibilité en pression en fonction de l'épaisseur de membrane pour $L=80\mu m$	121
Figure II-24 : (a) Géométrie de la cavité elliptique avec membrane en silice. $L = 20\mu m$, $d = 100\mu m$, $e = 10\mu m$ (b) Simulation de l'amplitude de déplacement induit par une pression hydrostatique de 85 bar (vue de face et vue de côté).	122

Figure II-25 : (a) Sensibilité en pression en fonction de la longueur de cavité pour $d=80\mu\text{m}$ ($p=22,5\mu\text{m}$). (b) Sensibilité en pression en fonction du diamètre de cavité pour différentes longueurs de cavité et différentes épaisseurs de membrane.....	123
Figure II-26 : (a) Géométrie de la cavité cylindrique avec membrane en silice. $L = 20 \mu\text{m}$, $d = 100 \mu\text{m}$, $e = 10 \mu\text{m}$ (b) Simulation de l'amplitude de déplacement induit par une pression hydrostatique de 85 bar (vue de face et vue de côté).	124
Figure II-27 : (a) Sensibilité en pression SP en fonction de la longueur de cavité pour $d=80 \mu\text{m}$ pour différentes épaisseurs de membrane (b) Sensibilité en pression en fonction du rayon effectif $a = d/2$ de la cavité pour $L = 50 \mu\text{m}$ pour différentes épaisseurs de membrane.	125
Figure II-28: Sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité - comparaison des géométries de cavité (sphérique, plan, elliptique), $d=80 \mu\text{m}$, $e=10 \mu\text{m}$	126
Figure III-1 : (a) Guide d'onde inscrit au laser femtoseconde à une longueur d'opération de 1030 nm (en haut) et 515 nm (en bas) dans du saphir [59] (b) Image au MEB d'une coupe transverse présentant des nanostructures inscrite au laser femtoseconde dans le verre [60].	131
Figure III-2 Diagramme de l'énergie par impulsion en fonction de la durée d'une impulsion (échelle logarithmique) définissant les différents régimes d'interaction laser avec la silice (l'ouverture numérique de l'objectif focalisant le laser est de 0,65), d'après [66].	132
Figure III-3 : Schéma du montage de la plateforme d'inscription de germes au laser femtoseconde.....	134
Figure III-4 : Image à la caméra du laser femtoseconde en extrémité de fibre optique non focalisé (a) et focalisé (b).	135
Figure III-5 : (a) Image à la caméra de la soudeuse optique de l'extrémité de fibre dotée d'un germe femtoseconde de $40 \mu\text{m}$ de profondeur (b) Image à la soudeuse de la cavité Fabry-Pérot d'air sphérique résultante par soudure. Les effets de courbure de la fibre résultent en une cavité qui apparaît de forme elliptique.	136
Figure III-6 : (a) Image au microscope optique à immersion d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de $53 \mu\text{m}$. (b) Spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot.	137
Figure III-7 : (a) Soudure entre une fibre monomode et un capillaire de rayon interne de $57 \mu\text{m}$. (b) Soudure entre une fibre monomode et un capillaire de diamètre interne de $57 \mu\text{m}$ optimisée.	138
Figure III-8 Schéma de montage pour le clivage de la fibre optique au laser femtoseconde	139
Figure III-9 : (a) Image au microscope à immersion d'une cavité à géométrie cylindrique de longueur de $50 \mu\text{m}$. (b) Spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique de longueur de $50 \mu\text{m}$	139

Figure III-10 : Contraste en fonction de la longueur de la cavité Fabry-Pérot sphérique (a) et de la cavité Fabry-Pérot à miroirs plans (b).	141
Figure III-11 : Longueur de cavité et contraste du spectre d'interférence évalué pour les différents échantillons de cavité Fabry-Pérot sphérique.	142
Figure III-12 : Longueur de cavité et contraste du spectre d'interférence évalué pour les différents échantillons de cavité Fabry-Pérot sphérique.	143
Figure III-13 : Image au microscope de la cavité Fabry-Pérot cylindrique. (a) échantillon 1 et (b) échantillon 6.	143
Figure III-14 : Longueur de cavité Fabry-Pérot en fonction de l'énergie par pulse.	145
Figure III-15 : Longueur de cavité en fonction de la profondeur du germe.....	145
Figure III-16 : Photo des électrodes de la soudeuse optique (Fujikura 70S) utilisée lors de l'étude paramétrique.....	146
Figure III-17 : Longueur de la cavité Fabry-Pérot et contraste en fonction de la puissance d'arc	147
Figure III-18 : (a) Spectre en réflexion de la cavité Fabry-Pérot en fonction du nombre d'arcs électriques appliquées sur la cavité pour une puissance d'arc x de 12 bits (b) Longueur de la cavité et contraste du spectre en fonction du nombre d'arcs électriques.	148
Figure III-19 Image au microscope de la fibre microstructurée réalisée au laboratoire du PhLAM.....	150
Figure III-20 : Images au microscope d'une cavité Fabry-Pérot obtenue par soudure entre une fibre microstructurée et une fibre monomode pour différents paramètres de soudure. (a) échantillon 1 de longueur de cavité de 30,3 μm (b) Echantillon 2 de longueur de cavité de 34,7 μm . (c) Echantillon 3 de longueur de cavité de 32,2 μm	151
Figure III-21 : (a) Echantillon 1 : image à la soudeuse optique d'une cavité obtenue par soudure entre une fibre monomode (gauche) et une fibre multimode (droite). Temps d'arc de 1 s (b) échantillon 2 : image au microscope d'une seconde cavité obtenue par soudure entre une fibre monomode et une fibre mulitmode. Le temps d'arc est de 3 s.....	152
Figure III-22 : (a) Image au microscope d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de silice de 8 μm (b) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de 12 μm	153
Figure III-23 : (a) Schéma de principe de l'usinage de la membrane par polissage mécanique (Krelltech). (b) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de 14 μm	154

Figure III-24 : Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot cylindrique de $22\ \mu\text{m}$ avec une membrane de $12\ \mu\text{m}$	155
Figure III-25 (a) Spectre d'interférence en réflexion de la cavité Fabry-Pérot avec une membrane de $12\ \mu\text{m}$ avec et sans gel d'indice (b) Transformée de Fourier du spectre optique	156
Figure III-26 : (a) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot sphérique avec une membrane de $12\ \mu\text{m}$ avec angle d'environ 10 degrés. (b) Spectre en réflexion du transducteur avec et sans gel d'indice	157
Figure III-27 : Transformée de Fourier du spectre d'interférence du transducteur à cavité sphérique avec membrane en angle.....	157
Figure III-28 : (a) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot sphérique avec une membrane de $12\ \mu\text{m}$ avec angle d'environ 10 degrés. (b) Spectre en réflexion du transducteur avec et sans gel d'indice	157
Figure III-29 : Transformée de Fourier du spectre d'interférence du transducteur à cavité cylindrique avec membrane en angle.	158
Figure III-30 : Schéma du montage expérimental de l'inscription point par point au laser femtoseconde par une modification de type III.....	159
Figure III-31 : (a) Schéma de principe de l'inscription point par point au laser femtoseconde par une modification de type III. (b) spectre en réflexion de réseaux de Bragg multiplexés dans une fibre optique.....	159
Figure IV-1: Architecture du MicronOptics si255. P1-P8 : port 1- port 8, D1-D8 : détecteur 1- détecteur 8.	165
Figure IV-2 : schéma de montage de la Tunics/CT400.	166
Figure IV-3 : exemple de spectre en réflexion acquis via l'interrogeur MicronOptics (a) et via le système Tunics/CT400 (b).	167
Figure IV-4 : Principe de l'approximation par un polynôme sur un pic du spectre d'interférence.	170
Figure IV-5 : (a) Spectre d'interférence bruité utilisé pour la comparaison des algorithmes, (b) différentes positions du deuxième pic du spectre bruité	171
Figure IV-6 : Erreur relative pour chaque méthode.	172
Figure IV-7 : Erreur d'estimation moyenne de la méthode d'ajustement non linéaire en fonction du contraste.	172
Figure IV-8 : (a) spectre d'interférence d'une cavité Fabry-Pérot de longueur $L = 70\ \mu\text{m}$ et de gamme spectrale $\Gamma = 60\ \text{nm}$. (b) Transformée de Fourier du spectre « brute » et transformée	

de Fourier du spectre avec une gamme spectrale plus importante ($\Gamma = 460 \text{ nm}$ et ajout de zero ($npad = 3$)).	175
Figure IV-9 : Erreur d'estimation de la longueur d'une cavité Fabry-Pérot via la méthode de transformée de Fourier en fonction de $npad$ pour différentes gammes spectrales de mesure. Echelle logarithmique	176
Figure IV-10 : Spectre en réflexion Fabry-Pérot pour différentes longueur de cavité.	178
Figure IV-11 : Erreur d'estimation de la longueur en fonction de la longueur de cavité. Echelle logarithmique	178
Figure IV-12 : Résumé des méthodes de démodulation en fonction des différents cas de figure.	180
Figure IV-13 : montage expérimental pour la caractérisation en température.	182
Figure IV-14 : Image au microscope d'une cavité Fabry-Pérot d'air de forme sphérique dans une fibre type SMF-28 sans membrane. Longueur de la cavité : $L=53 \mu\text{m}$.	182
Figure IV-15 : (a) Spectre en réflexion « brut » du transducteur à cavité Fabry-Pérot avant et après le traitement thermique (b) Décalage du pic de mesure à différentes températures du spectre lissé.	183
Figure IV-16 : (a) Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps (b) Dérive sur un palier de 900°C des différents cycles thermiques.	184
Figure IV-17 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. (b) Ecart de la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambient entre les différents cycles.	185
Figure IV-18 : Erreur en fonction de la température dans le cas d'un ajustement des données par une fonction linéaire (noir) et par un polynôme de degré 3 (rouge) (a) ajustement sur la gamme de température $[25^\circ\text{C}-700^\circ\text{C}]$ (b) ajustement sur la gamme de température $[250^\circ\text{C}-700^\circ\text{C}]$.	186
Figure IV-19 : Coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques...	186
Figure IV-20 : (a) Spectre en réflexion du transducteur avant traitement thermique à 900°C pendant 5 h (noir) et après traitement thermique (b) Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.	188
Figure IV-21 : (a) Variation du pic de mesure au cours du traitement thermique à 900°C pendant 5 h. (b) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température lors des phases de montée du premier et du second cycle.	188
Figure IV-22 : Dérive sur un palier de 900°C avant et après le traitement thermique.	189
Figure IV-23 : Image au microscope à immersion du transducteur à cavité Fabry-Pérot de forme cylindrique de longueur $L=39 \mu\text{m}$.	190

Figure IV-24 : (a) Spectre en réflexion du transducteur à miroirs plans avant et après le traitement thermique. (b) Evolution du pic de mesure (deuxième pic) à différentes températures (courbe obtenue après lissage sur spectre).	191
<i>Figure IV-25 : Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.</i>	<i>191</i>
<i>Figure IV-26 : Variation du pic de mesure (rouge et noir) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps. Courbe en rouge : détection de pic sur spectre bruts « lissé ». Courbe en noir : détection de pic via algorithme de détection de pic. Zoom sur le premier cycle thermique.....</i>	<i>192</i>
Figure IV-27 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. (b) Coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques.....	193
Figure IV-28 : (a) Image au microscope du transducteur à cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur 57,8 μm avec une membrane poli en angle de 10° et d'épaisseur de 12 μm . (b) Spectre en réflexion du transducteur à différentes températures.	194
Figure IV-29 : Spectre brute en réflexion du transducteur sphérique à membrane polie en angle avant et après le traitement thermique.....	194
<i>Figure IV-30 : Décalage spectral des pics de mesure (pic 1, 2, 4 et 5) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.....</i>	<i>195</i>
Figure IV-31 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. Exemple du pic 4. (b) Coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques.	196
Figure IV-32 : (a) Spectre en réflexion de la cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur $L=69,6 \mu\text{m}$ revêtu d'un revêtement céramique. (b) Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.....	198
Figure IV-33 : Ecart de la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambient entre les différents cycles.....	198
Figure IV-34 :(a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. (b) coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques. Comparaison au cas d'un transducteur sans revêtement haute température (cf. section IV.3.2(a)).....	199
Figure IV-35 : Montage expérimental pour les caractérisations en pression.....	201
Figure IV-36 : image d'un prototype de capteur testé en pression.	201
<i>Figure IV-37: Schéma du montage expérimental avec plaque métallique</i>	<i>202</i>
Figure IV-38: (a) Spectre en réflexion du capteur sans la présence de la plaque métallique (b) Zoom sur le premier pic du spectre sans la présence de la plaque métallique (rouge) et avec la	

présence de la plaque métallique (en noir) - spectre obtenu via un moyennage appliqué sur ce dernier.....	203
Figure IV-39 : (a) Spectre dans l'espace de Fourier lorsque le capteur est en environnement ambiant (courbe rouge) et lorsque le capteur est face à un plaque métallique (courbe noire) (b) Décalage spectral mesuré sur le premier pic sans et avec la présence de la plaque métallique.	203
Figure IV-40 : Image au microscope à immersion du transducteur testé en pression – prototype A.....	205
Figure IV-41 : (a) Spectre en réflexion du transducteur constitué d'une cavité de longueur de $75,6\ \mu\text{m}$	205
Figure IV-42: (a) Variation de la pression (courbe en bleue) et décalage spectral du pic de mesure en fonction du temps (courbe en rouge). (b) Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression.	207
Figure IV-43 : Décalage spectral en fonction de la pression – test en pression sur le second transducteur à cavité Fabry-Pérot de longueur $L=79\ \mu\text{m}$	207
Figure IV-44 : (a) Spectre d'interférence en réflexion du transducteur (prototype B) à cavité cylindrique (b) Zoom sur le deuxième pic du spectre (obtenu après un lissage) à différentes pressions.	208
Figure IV-45 : (a) Pression en fonction du temps (courbe bleue) et décalage spectral en fonction du temps (courbe rouge) (b) Pression et décalage spectral en fonction du temps – palier de 98 bar. Prototype B.....	209
Figure IV-46 : Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype B.....	209
Figure IV-47 : Image au microscope à immersion du prototype C composé d'une cavité Fabry-Pérot de longueur $51\ \mu\text{m}$ et d'une membrane de silice d'épaisseur $20\ \mu\text{m}$	210
Figure IV-48 : (a) Spectre en réflexion avant et après le cycle en pression. (b) Zoom sur le pic de mesure (second pic du spectre) pour différentes pressions. Prototype C	211
Figure IV-49 : (a) Pression et décalage spectrale en fonction du temps (b) Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype C.....	212
Figure IV-50 : Image au microscope à immersion du transducteur constitué d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de $57,8\ \mu\text{m}$ et d'une membrane d'épaisseur de $12\ \mu\text{m}$ - prototype D	213
Figure IV-51 : (a) Spectre en réflexion avant et après le cycle en pression. (b) Zoom sur le pic de mesure (quatrième pic du spectre, après lissage) pour différentes pressions. Prototype D	213

Figure IV-52 Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype D	214
Figure IV-53 (a) Image au microscope à immersion de la cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique de longueur de 84,2 μm et d'épaisseur de membrane de 32,5 μm .(b) Spectre d'interférence du transducteur. Prototype E.....	215
Figure IV-54 (a) Pression et décalage spectrale en fonction du temps (b) Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype E	216
Figure IV-55 (a) Image au microscope à immersion du transducteur composé d'une cavité cylindrique de longueur de 22,6 μm et d'une membrane plan d'épaisseur de 11,6 μm (b) Spectre en réflexion du capteur avant et après le cycle en pression. Prototype F.....	217
Figure IV-56 : Spectre en réflexion du capteur à 0 bar et à 77 bar. Prototype F	217
Figure IV-57 Pression et décalage spectral en fonction du temps- insert : décalage spectral en fonction du temps durant le palier à 77 bar. Prototype F	218
Figure IV-58 : Décalage spectral en fonction de la pression	219
Figure IV-59 :(a) Décalage spectral en fonction de la pression pour les différents prototypes testés. (b) Décalage spectral en fonction de la pression pour les prototypes A, B, C, D et E.	221
Figure IV-60 : (a) Spectre en réflexion du capteur avant et après le cycle en pression. (b) Pression et décalage spectral en fonction du temps.	223
Figure IV-61: (a) décalage spectral en fonction de la pression – cycle de montée et de descente en pression avant et après traitement thermique (b) zoom sur la figure.	224
Figure IV-62 : (a) Longueur d'onde de Bragg à différentes températures. (b) Température en fonction du temps et décalage spectrale du pic de Bragg en fonction du temps.....	226
Figure IV-63 : (a) Décalage spectral du pic de Bragg en fonction de la température. Insert : zoom sur la plage 480 °C – 520 °C. (b) Coefficient de sensibilité thermique au cours des différents cycles.	227
Figure IV-64 : (a) Ecart de la longueur d'onde de Bragg au retour à l'ambient $\Delta\lambda_n$ entre les différents cycles (cf. Équation I-11). (b) Dérive au cours du palier de 9 h lors du cinquième cycle.	228
Figure IV-65 : (a) Spectre du réseau de Bragg avant et après le cycle en pression (b) Pression appliquée et décalage spectral en fonction du temps. Les « sauts » de la résonance de Bragg à chaque transition de palier de pression ne sont pas représentés sur le graphique	229
Figure IV-66 : (a) Pression appliquée et décalage spectral en fonction du temps – zoom sur la plage de pression 5 bar – 30 bar avec présence des « sauts » aux transitions entre les paliers de pression (c) Décalage spectral du pic de Bragg en fonction de la pression	230

Figure IV-67 : (a) Schéma de principe du capteur hybride (b) spectre en réflexion du capteur hybride.....	232
Figure IV-68 (a) spectre en réflexion au niveau du pic de Bragg. (b) Transformée de Fourier du spectre en réflexion du capteur.....	232
Figure IV-69 : (a) spectre en réflexion du capteur à différentes températures (b) décalage spectral du réseau de Bragg (« RdB »-courbe noir) et du Fabry-Pérot (courbe en rouge) en fonction de la température.....	233
Figure IV-70 : décalage spectral en fonction de la pression de la cavité Fabry-Pérot (courbe en noir) et de la longueur d'onde de Bragg (courbe en rouge)	234
Figure I-1 : Modèle de transducteur à cavité plan avec différents maillages. (a) maillage n°1 (b) maillage n° 2 (c) maillage n° 3.....	245
Figure I-2: (a) sensibilité en pression $Sp\lambda$ en fonction de la longueur de la cavité; comparaison des 3 maillages (b) erreur pour les deux premiers maillages.	246
Figure I-3 : Sensibilité en pression $Sp\lambda$ en fonction dimension élémentaire du maillage. (a) Longueur de cavité $L=5\ \mu\text{m}$ (b) Longueur de cavité $L=100\ \mu\text{m}$	247

Liste des tableaux

Tableau 1 : tableau récapitulatif des capteurs de pression intrinsèques. Les cases sont marquées « - » lorsqu'il n'y a pas d'informations sur la valeur associée.....	87
Tableau 2 : Tableau récapitulatif des performances des capteurs par micro usinage laser. FP : Fabry-Pérot.....	93
Tableau 3 : Caractéristiques de maillage du modèle 3D de membrane en silice	102
Tableau 4 : Tableau comparatif des sensibilités en pression évaluées par modélisation Comsol (modèle 2D et modèle 3D) et obtenues expérimentalement. FP : Fabry-Pérot.....	111
Tableau 5 : Tableau récapitulatif des méthodes d'analyses (pour un spectre d'interférence à deux ondes). ¹ L'erreur d'estimation est calculée par rapport à l'excursion du spectre (décalage maximum) de 3 nm	173
Tableau 6 : Récapitulatif des erreur de mesure et du temps de calcul pour différents paramètres.	179
Tableau 7 : Coefficients de sensibilité obtenus sur différents pics du spectre lors de la phase de descente en pression. Prototype C.....	212
Tableau 8 : Caractéristiques des différents prototypes testés en pression et résultats obtenus par modélisation Comsol. ⁽¹⁾ La résolution est obtenue en prenant en compte la résolution du système d'interrogation de 1 pm.	220
Tableau I-1 : caractéristiques des maillages.....	244
Tableau I-2 : Différentes configurations de maillage du modèle 3D de transducteur à cavité plan.	245

Introduction générale

Le secteur de l'aviation est souvent considéré comme l'archétype de l'industrie polluante. L'aviation commerciale représentait 2,9 % des émissions de gaz à effet de serre dans le monde en 2018. De plus, en tenant compte des émissions hors CO₂ telles que les traînées de condensation et cirrus induit, l'impact sur l'atmosphère correspondrait à multiplier par trois les émissions de CO₂. [1]. Ainsi, comme pour les Suédois avec l'émergence de la « honte de voler », se pose de plus en plus la question de la durabilité de ce mode de transport. Face à cette problématique, l'enjeu premier des avionneurs est de développer une stratégie résolument durable. Safran mène ainsi une politique ambitieuse afin de réduire son empreinte carbone et de contribuer à la transition vers une aviation neutre en carbone d'ici 2050.

Dans ce cadre, un des objectifs principaux de l'entreprise porte sur le traitement de problèmes complexes et sur l'optimisation des processus afin d'avoir une maîtrise absolue de tout le cycle de vie des structures aéronautiques. La gestion et le contrôle de ces structures permet ainsi une traçabilité, une visibilité et une efficacité opérationnelle et durable, tout en assurant la sécurité aéronautique. La mise en place de solutions innovantes d'acquisition de données et d'aide à la décision est un enjeu majeur pour le groupe. Pour ce faire, le besoin réside dans l'obtention de données fiables et précises de la santé des structures. La mise en place de systèmes de capteurs au plus proche des zones à surveiller et dans des zones faiblement ou non instrumentées permettra une mesure en condition réelle et d'ainsi affiner les modèles numériques de prédiction du comportement de structures.

Les composants aéronautiques tels que les moteurs d'avions sont sujets à un environnement sévère en terme de pression et de température. Aussi, ce type d'infrastructure demande un niveau de détection des dommages performant étant donné que leur design est effectué selon des spécifications très précises notamment concernant les tolérances. Un contrôle en opération est indispensable afin d'assurer le bon fonctionnement des composants dans les plages admises, en particulier en température. De plus, ces composants requièrent ainsi un suivi de manière continue afin de pouvoir prédire les éventuels dommages et réduire le coût des opérations de maintenance. Parmi les capteurs nécessaires pour l'instrumentation de la zone moteur, les capteurs de pression ont pour objectif de mesurer la pression en environnement sévère où les températures peuvent être supérieures à 500°C (*e.g.* la chambre à combustion peut atteindre des températures de plus de 1000 °C).

Parmi les solutions de capteur de pression déployés dans le domaine aéronautique, les capteurs piézorésistifs constituent une technologie très répandue. Cependant, étant basé sur un système électronique, ce dernier aura l'inconvénient de ne pas résister à des températures d'opération supérieures à 200 °C. En outre, la dimension typique du capteur est de l'ordre de quelques centimètres et est donc peu compacte dans le cadre de mesure dans des zones difficiles d'accès. Ainsi, le capteur à fibre optique (CFO) est un bon candidat pour effectuer du monitoring d'infrastructures en environnement sévère dans le secteur industriel. Leurs capacités intrinsèques telles que leur insensibilité aux radiations électromagnétiques, la taille et le poids réduit et une haute sensibilité font des CFO une solution idéale pour le monitoring de structures aéronautiques. En outre, l'objectif est de déployer la technologie de capteurs à fibres optiques en exploitant les architectures déjà mises en place pour les systèmes de télécommunication par fibre optique. Cela permettra ainsi d'augmenter le nombre de capteurs sans augmenter le nombre de câble.

Dans le cadre de la thèse, le capteur de pression à fibre optique aura pour objectif d'instrumenter une structure moteur dont l'architecture est favorable à la mise en place d'un capteur d'extrémité. Le capteur sera basé sur un élément sensible intrinsèque à la fibre optique, sans ajout de corps d'épreuve externe afin de garantir un fort degré d'intégration. Le capteur devra effectuer des mesures de pression (pouvant atteindre 70 bar) en environnement sévère de température, supérieures à 500 °C. De plus, la résolution du système de mesure devra être inférieure au bar. Ainsi, le système devra permettre une discrimination de la mesure de pression et de température tout en conservant son intégrité aux hautes températures.

Le **chapitre I** constitue une introduction et décrit tout d'abord des généralités sur les capteurs à fibres optiques et plus précisément sur le principe des capteurs de pression à fibres optiques. Il s'agira de présenter les différents types de capteurs à fibres optiques pour la mesure de pression tels que les capteurs de pression dits interférométriques (Mach Zehnder, Michelson et Sagnac), ainsi que les capteurs basés sur la technologie à Réseaux de Bragg permettant une mesure de température. Par la suite et dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons plus spécifiquement au capteur de pression interférométrique de type Fabry-Pérot ayant pour avantage de reposer sur un principe simple, notamment dans sa conception, tout en garantissant une bonne sensibilité et une fiabilité dans la mesure. Ainsi, il s'agira dans un premier temps de décrire le principe et les caractéristiques d'une cavité interférométrique Fabry-Pérot. Enfin, nous présenterons la fonctionnalisation de la cavité en tant que transducteur pour la mesure de pression.

Le **chapitre II** présente la modélisation numérique du transducteur de pression interférométrique Fabry-Pérot. L'objectif est de déterminer la structure optimale du transducteur permettant la meilleure sensibilité en pression *via* une modélisation basée sur la mécanique des structures sur COMSOL Multiphysics ©. Il s'agira ainsi d'étudier l'influence structurelle du transducteur sur la réponse en pression de ce dernier. En outre, nous étudierons dans un premier temps le cas de la déflexion de la membrane de silice constituant l'élément sensible à la pression et l'effet de l'épaisseur de cette dernière sur la sensibilité en pression. Dans un second temps, nous étudierons le modèle du transducteur dans sa globalité comprenant la cavité Fabry-Pérot et la membrane de silice. Il s'agira d'effectuer une étude en fonction de différents paramètres tels que la géométrie de la cavité ainsi que la forme de la membrane. Dans ce cadre, une modélisation du transducteur basé sur différentes géométries sera mise en place et une étude comparative de la sensibilité en pression sera effectuée afin de conclure sur la structure optimale.

Le **chapitre III** porte sur la réalisation de prototypes de transducteurs interférométriques Fabry-Pérot. Nous présenterons tout d'abord le procédé d'usinage de la cavité Fabry-Pérot à géométrie sphérique basé sur le principe de micro structuration au laser femtoseconde. Nous présenterons les différentes étapes relatives au procédé de fabrication de la cavité. Dans ce cadre, nous étudierons les différents paramètres pouvant influencer sur le dimensionnement de la cavité tels que l'énergie du laser ou encore les paramètres de la soudeuse optique permettant de créer la cavité d'air Fabry-Pérot. Par la suite, nous présenterons le procédé d'usinage de la cavité Fabry-Pérot à miroirs plans basé sur différentes étapes de soudure optique. En outre, dans l'optique de réaliser une cavité Fabry-Pérot basé sur une géométrie elliptique, nous étudierons la réalisation de cavité par soudure entre deux fibres optiques hétérogènes. Ensuite, l'usinage d'une membrane de silice sera présenté en utilisant le principe d'usinage au laser femtoseconde et la méthode de polissage mécanique. Enfin, nous présenterons le principe d'inscription de réseaux de Bragg afin de permettre une mesure de température.

Le **chapitre IV** porte sur la caractérisation du transducteur de pression Fabry-Pérot en température et en pression. Il s'agira tout d'abord de présenter le système d'interrogation permettant d'acquérir les spectres optiques du transducteur. Ensuite, nous présenterons l'étape de démodulation des spectres d'interférences afin d'extraire l'information relative au décalage spectral et permettant, après une étape de calibration, de remonter à la mesure de pression. Dans ce cadre, nous présenterons différentes méthodes de démodulation afin d'effectuer une étude comparative et de déterminer la méthode optimale en fonction des différents cas de figure. Dans

un second temps, nous présenterons les tests en température menés jusque 900 °C sur différents prototypes de transducteurs Fabry-Pérot. Nous étudierons l'effet d'un traitement thermique sur la stabilisation du capteur. Ensuite, nous présenterons les caractérisations en pression de différents prototypes de transducteurs de pression *via* des tests en cellule de pression jusque 70 bars. Une étude comparative sera menée afin de conclure sur la structure optimale en terme de sensibilité en pression et de résolution. Les résultats seront de plus comparés à ceux obtenus par modélisation sur COMSOL Multiphysics ©. Dans l'optique d'obtenir une mesure de pression et de température de manière décorrélée, la caractérisation en température et en pression d'un prototype de transducteur basé sur une cavité Fabry-Pérot et un réseau de Bragg sera présentée.

Chapitre I CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES POUR LA MESURE DE PRESSION EN ENVIRONNEMENT SEVERE

Dans le domaine aéronautique, le monitoring des structures et composants liés à la propulsion nécessite des instrumentations pouvant opérer en environnement sévère, en particulier en terme de température, souvent supérieure à 500 °C.

Les capteurs à Fibres Optiques (CFO) sont d'excellents candidats pour effectuer du monitoring de structures en environnement sévère. Si les CFO sont souvent utilisés en tant que capteur de température ou de déformation, la mesure de pression statique est un enjeu fort vis-à-vis des systèmes propulsifs. Réaliser un CFO suffisamment sensible à la pression tout en étant résistant aux hautes températures constitue un réel challenge. La littérature scientifique recense plusieurs solutions de capteurs de pression à fibres optiques pour les hautes températures. Souvent basées sur une étape de micro structuration de la fibre optique, elles présentent un fort potentiel tant en terme de sensibilité que de robustesse du capteur [2].

Dans ce manuscrit, nous nous attacherons dans un premier temps à décrire la fibre optique en tant que guide d'onde et sa fonctionnalisation en tant que capteur à fibre optique. Nous décrirons les différentes structures de capteurs de pression à fibres optiques à mesure ponctuelle, basées sur un transducteur interférométrique (de type Mach Zehnder [3] ou encore Michelson [4]). Dans le but de discriminer la mesure de pression et de température, le transducteur à réseau de Bragg sera également considéré [5]. Nous décrirons par la suite la solution envisagée dans le cadre de cette thèse, à savoir un transducteur exploitant un interféromètre de type Fabry-Pérot fibré. Nous étudierons plus en détail la théorie de la cavité interférométrique Fabry-Pérot ainsi que sa fonctionnalisation en tant que transducteur pour la mesure de pression.

I.1 GENERALITES SUR LE CAPTEUR A FIBRE OPTIQUE

I.1.1 Le capteur à fibre optique

L'architecture d'un système à fibre optique est constituée de plusieurs blocs élémentaires : un système d'interrogation, une fibre de déport et un capteur. Lorsque l'on

considère une mesure en réflexion, nous considérons un système d'interrogation généralement constitué d'une source optique (en général une source large bande type diode super luminescente ou un laser accordable), d'un circulateur optique ainsi que d'un système de détection (*cf.* Figure I-1). Le capteur (ou transducteur) constitue l'élément sensible vis-à-vis d'une perturbation extérieure. La lumière injectée par la source optique se propageant dans la fibre optique jusqu'au transducteur sera ensuite partiellement réfléchi par ce dernier. Sous l'effet d'une perturbation extérieure, le signal lumineux réfléchi se verra modifié. L'analyse du signal réfléchi permettra de remonter à la mesure des grandeurs physiques (mesurandes) appliquées à la fibre, telles qu'une variation de température ou de pression.

Les capteurs à fibres optiques peuvent être définis selon trois grandes approches technologiques : les capteurs à fibres optiques à mesure ponctuelle, distribuée et répartie. Dans le premier cas, la mesure est réalisée en un point de la fibre optique (*e.g.* capteur interférométrique). Le capteur distribué comprend plusieurs éléments sensibles au sein de la fibre optique (*e.g.* réseaux de Bragg). Enfin, dans le cas du capteur réparti, la fibre optique constitue l'élément sensible sur toute sa longueur (*e.g.* rétrodiffusion Rayleigh).

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons tout particulièrement au développement d'un capteur de pression ponctuel basé sur une cavité interférométrique Fabry-Pérot. Afin de discriminer la mesure de pression et de température, la mise en place d'une structure additionnelle telle qu'un réseau de Bragg possédant une sensibilité à la température sera envisagée, que nous décrirons plus en détail dans la section I.1.3.

Les performances d'un capteur à fibre optique sont basées sur différents paramètres : la sensibilité, la résolution de mesure, la précision de mesure ainsi que la stabilité. Outre un travail sur la structure du transducteur afin d'optimiser les paramètres de sensibilité, de stabilité et de robustesse du capteur, le choix du système d'interrogation aura également une influence directe sur les performances du capteur, notamment en terme de résolution de mesure.

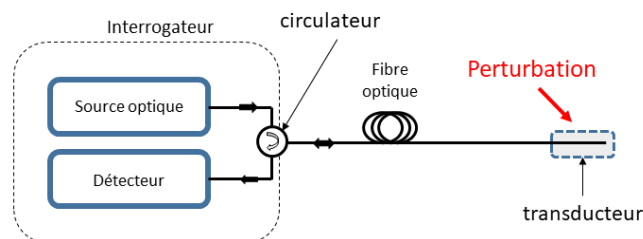


Figure I-1 : Schéma de principe d'un capteur à fibre optique.

I.1.2 La fibre optique : principes de base

Une fibre optique peut être décrite dans le cas le plus simple et le plus courant, comme deux cylindres concentriques de silice amorphe et d'indice de réfraction différents : un premier milieu appelé « cœur optique » d'indice de réfraction n_c et un second milieu appelé « gaine optique » d'indice de réfraction n_g , avec $n_g < n_c$. Pour obtenir cet écart d'indice entre le cœur et la gaine, des dopants sont ajoutés à la silice. Des dopants comme par exemple le Germanium (Ge) ou encore le Phosphore (P) permettent d'augmenter l'indice du milieu, tandis que des dopants tels que le Fluor (F) ou le Bore (B) diminuent l'indice de réfraction du milieu.

Autour de la gaine optique, un revêtement (*e.g.* polyacrylate ou polyimide) assure la tenue mécanique de la fibre optique. Ces revêtements peuvent résister à des températures pouvant atteindre 300 °C. Pour des applications impliquant des températures plus élevées, les revêtements métalliques comme par exemple l'aluminium ou encore des revêtements de type Or permettront de conserver l'intégrité de la fibre jusqu'à 400 °C voir 700 °C dans le cas du revêtement Or. Pour des températures d'opération supérieures à 700 °C, un revêtement spécial devra être mis en place pour protéger la fibre optique et assurer sa tenue mécanique aux hautes températures (*cf.* Chapitre IV).

Le guidage de l'onde lumineuse dans une fibre optique repose sur le principe de réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine optique, lorsque l'indice du cœur est supérieur à celui de la gaine (*cf.* Figure I-2).

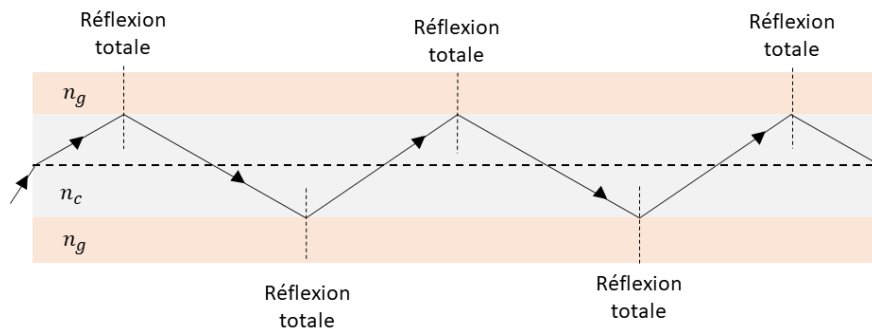


Figure I-2 : Principe de réflexion totale au sein de la fibre optique.

Ce principe peut être décrit par la loi de Snell-Descartes qui relie l'angle de la lumière incidente à l'angle de la lumière réfractée en fonction des indices des milieux (*cf.* Figure I-3):

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

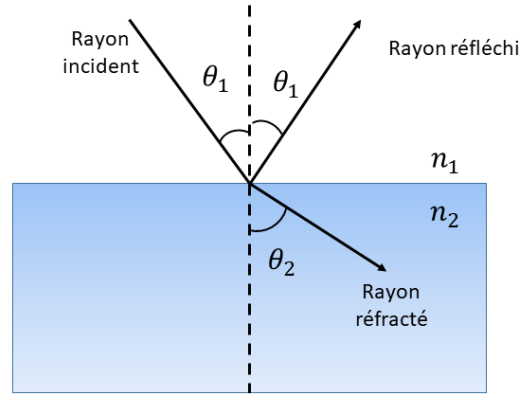


Figure I-3 : Principe de la réfraction de la lumière.

Il existe un angle d'incidence appelé « angle critique » θ_c au-delà duquel la lumière est totalement réfléchie tel que :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right), n_1 > n_2 \quad \text{Équation I-1}$$

En appliquant la loi de Snell-Descartes à l'entrée de la fibre optique (interface air/silice), il est possible de déterminer l'angle du cône d'acceptance pour lequel la lumière est guidée dans le cœur de la fibre par réflexion totale. La grandeur associée à cet angle est appelée « ouverture numérique ». Au-delà de cette valeur, la lumière injectée dans la fibre sera réfractée à l'interface cœur/gaine et ne sera pas guidée. L'ouverture numérique est définie comme suit :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}, \quad \text{Équation I-2}$$

avec n_c et n_g les indices de réfraction du cœur et de la gaine respectivement.

Une fibre optique est également caractérisée par un second paramètre, appelé fréquence normalisée, définie comme suit :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON \quad \text{Équation I-3}$$

avec a le rayon du cœur et λ la longueur d'onde dans le vide. Le paramètre V permet de déterminer le nombre de modes de propagation supportés par la fibre optique pour une longueur d'onde λ donnée. Si l'on considère une fibre à saut d'indice (indice de réfraction uniforme dans le cœur et fortement réduit à l'interface entre le cœur et la gaine optique), la fibre est monomode pour $V < 2,405$ et multimode au-delà [6]. A titre d'exemple, une variation d'indice relative entre le cœur et la gaine ($\frac{n_c - n_g}{n_c}$) d'environ 4 % et un diamètre de cœur de 8 μm conduit à un comportement monomode à la longueur d'onde de 1550 nm, [6]. Dans ce cas, la fibre optique

ne supporte qu'un mode de propagation dit « mode fondamental ». Le cœur de la fibre monomode possède généralement un diamètre compris entre 4 μm et 12 μm , alors que la gaine optique possède un diamètre de 125 μm . Dans le cas d'une fibre optique à saut d'indice avec un diamètre de cœur de 50 μm (ON~0,3), le guide d'onde est dit multimode. Les fibres optiques multimodes classiques possèdent généralement des diamètres de cœur pouvant varier de 50 μm ou 62,5 μm . La gaine optique possède alors un diamètre de 125 μm ou 250 μm .

I.1.3 Réseau de Bragg

(a) Principe

Le réseau de Bragg (RdB ou FBG – « Fiber Bragg Grating » en anglais) est constitué d'une modulation périodique de l'indice de réfraction au cœur de la fibre optique le long de son axe de propagation. Les réseaux de Bragg peuvent être divisés en deux catégories [7]:

- Les Réseaux de Bragg à pas court ayant des périodes allant de la centaine de nanomètres jusqu'à quelques micromètres
- Les Réseaux de Bragg à Pas Long (LPG - *Long Period Grating*) ayant des périodes supérieures à la centaine de micromètres.

En considérant les Réseaux de Bragg à pas court, la modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur engendre un couplage entre les deux modes fondamentaux guidés contra-directifs, en vérifiant la relation suivante :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} m, \quad \text{Équation I-4}$$

où $\Delta\beta = \beta_i - \beta_r$ est la différence entre la constante de propagation de l'onde incidente et de l'onde diffractée et m un entier. La constante de propagation peut être définie comme suit : $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$, avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé. Si l'on considère le couplage entre deux modes fondamentaux contra-directifs, (*i.e.* $\beta_i = -\beta_r = \beta$), nous pouvons alors en déduire la longueur d'onde de Bragg :

$$\lambda_B = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m} \quad \text{Équation I-5}$$

Avec m l'ordre du réseau. Ainsi, pour un signal optique incident présentant une large bande spectrale, le réseau de Bragg agit comme un filtre coupe bande en transmission et un filtre passe-bande en réflexion (*cf.* Figure I-4).

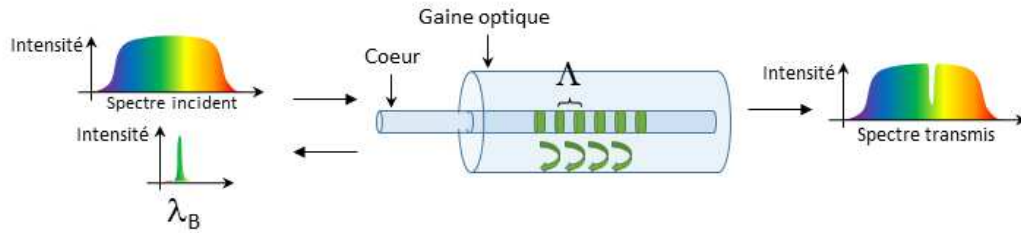


Figure I-4 : Schéma de principe d'un réseau de Bragg.

(b) Les différents types de réseaux de Bragg à pas courts

Les réseaux de Bragg peuvent être classés en plusieurs catégories suivant leur procédé d'inscription. En effet, il existe différentes techniques d'inscription, en fonction des différents mécanismes à l'origine de la modification d'indice, discutés plus en détail dans le Chapitre III. Selon le type de modification d'indice, les réseaux présentent des caractéristiques d'utilisation différentes notamment en fonction de leur tenue en température [8].

Les réseaux de type I sont les réseaux les plus couramment utilisés et les premiers à avoir été découverts, exploitant le principe de photosensibilité. La photosensibilité désigne la possibilité de modifier de façon permanente l'indice de réfraction d'un matériau à l'aide d'un éclairage approprié. Il existe différents types de matériaux photosensibles tels que les matériaux massifs à matrice vitreuse (*e.g.* silice dopée Germanium). La variation d'indice de réfraction est obtenue par insolation de ces matériaux à l'aide d'un faisceau dont la longueur d'onde est située dans leur spectre d'absorption. Il se produit alors des modifications de la structure même de ce matériau (rupture de liaison, polymérisations...) induisant simultanément une modification du spectre d'absorption et une variation de l'indice de réfraction. Les réseaux de Bragg sont inscrits en exploitant la photosensibilité des verres de silice dopés par exemple au Germanium avec des lasers continus ou pulsés (lasers nanosecondes) opérant le plus souvent dans l'ultraviolet [9]. La photosensibilité peut être augmentée en « chargeant » la fibre en hydrogène avant l'étape d'inscription du réseau. Pour hydrogéner la fibre, une méthode consiste à mettre la fibre dans une enceinte contenant de l'hydrogène à des pressions pouvant aller de 10 bars à une centaine de bars à température ambiante (ou à plus haute température) afin d'accélérer la diffusion du gaz vers le cœur de la fibre optique. La variation d'indice de réfraction Δn induite dans ce type de réseau peut ainsi atteindre 10^{-3} , en fonction du laser utilisé pour l'inscription en comparaison d'une fibre standard dopée à 3 % de germanium pour laquelle la variation d'indice du réseau de Bragg est plutôt de l'ordre de quelques 10^{-5} . Les

réseaux de type I sont caractérisés par une mauvaise tenue aux hautes températures, en particulier au-delà de 400 °C .

Les réseaux de type II sont issus d'un dommage permanent au sein de la silice. Ils peuvent être inscrits par des lasers UV nanosecondes ou encore des lasers femtosecondes. Afin de créer un tel réseau, la densité de puissance du laser doit être supérieure au seuil de dommage minimum de la silice. En outre, les réseaux de type II sont stables à des températures pouvant atteindre 1000 °C [10].

Le procédé d'inscription de réseaux de Bragg de type I et II est en général basé sur deux techniques : la photoinscription par holographie transverse (méthode du miroir de Lloyd) et la photoinscription par masque de phase. Le premier principe repose sur l'utilisation d'un laser continu émettant par exemple à 244 nm. Un ensemble de télescopes afocaux permet de réduire la divergence angulaire du faisceau (*cf.* Figure I-5(a)). Un miroir plan est ensuite disposé selon un plan vertical, perpendiculairement à l'axe de la fibre optique. Une lentille cylindrique permet de focaliser le faisceau ultraviolet au niveau de la fibre optique. Le miroir joue le rôle d'un séparateur de front d'onde permettant l'interférence entre le front d'onde réfléchi et le front d'onde transmis. L'angle α entre les deux plans d'onde détermine la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau, telle que [11]:

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_p}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad \text{Équation I-6}$$

Avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé pour la longueur d'onde de Bragg et λ_p la longueur d'onde du laser. La longueur d'onde de Bragg peut donc être modifiée par rotation du miroir, rendant le procédé très flexible mais limité par la longueur de cohérence du laser ultraviolet (UV).

La seconde méthode, basée sur la photoinscription par masque de phase, permet de s'affranchir des limitations imposées par la longueur de cohérence des lasers utilisés. Le masque est constitué d'une lame de silice à faces parallèles sur laquelle sont gravés des traits parallèles (*cf.* Figure I-5(b)). Le faisceau UV traverse la lame de silice et se trouve diffracté par les fentes du masque. Les ondes diffractées dans les ordres +1 et -1 créent un champ de franges d'interférences stable dont les plans d'égales intensités sont perpendiculaires au plan du masque. La fibre optique est placée à une distance de l'ordre de 100 μm du masque. Le pas de modulation d'indice de réfraction est égal à la demi largeur des fentes du masque de phase.

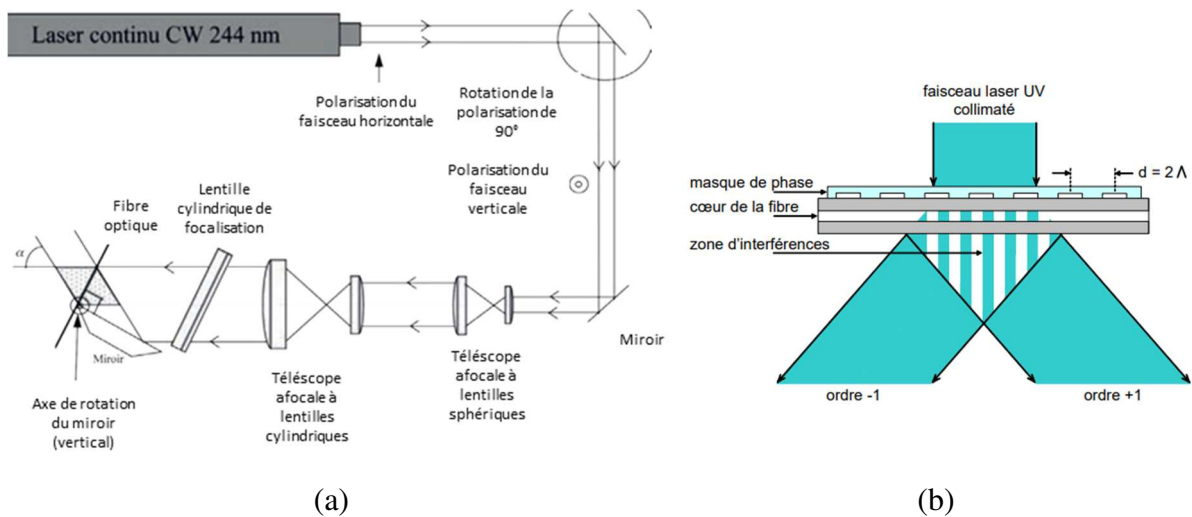


Figure I-5 : (a) Schéma de principe de la photoinscription par holographie transverse [11].
(b) Schéma de principe de la photoinscription par masque de phase [12].

Les réseaux de type III ou réseaux de Bragg à trous (ou « Voids gratings » en anglais) sont obtenus *via* une inscription au laser femtoseconde en focalisant toute la puissance de l'impulsion au cœur de la fibre optique, par exemple selon un mode dit « point-par-point ». Lorsque la densité d'énergie au sein d'un matériau dépasse un certain seuil, il est alors possible de créer des micro-explosions dans le cœur de la fibre et d'obtenir des micro-bulles entourées par une couche de silice densifiée (*cf.* Figure I-6)[13]. Le motif du réseau de Bragg est alors obtenu en déplaçant le point de focalisation du laser afin d'obtenir un chapelet de bulles. Ce type de réseau possède la même stabilité en température que les réseaux de type II inscrits par masque de phase et seront stables à des températures pouvant atteindre 1000 °C. Contrairement à l'inscription par masque de phase où les franges parcourent le cœur et une partie de la gaine optique, les bulles sont localisées dans un volume de l'ordre de $1 \mu m^3$. En outre, l'avantage de ces réseaux réside dans la flexibilité du procédé d'inscription. Il sera par exemple possible d'inscrire en différentes zones du cœur ou encore dans la gaine optique dans le but d'exciter des modes de gaine.

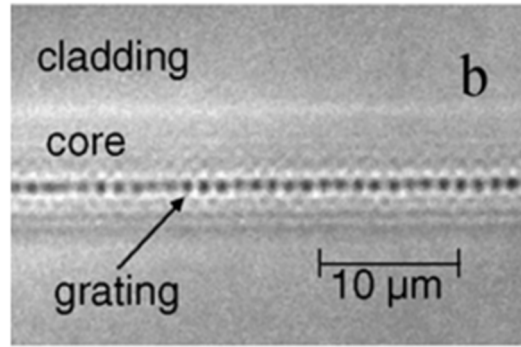


Figure I-6 : Image au microscope optique d'un réseau de Bragg de 5,5 mm de longueur inscrit au laser femtoseconde en mode point-par-point dans une fibre SMF-28 [13].

(c) Transducteur à réseau de Bragg

Le réseau de Bragg peut être fonctionnalisé afin de constituer l'élément sensible permettant la mesure de la grandeur physique considérée. Le réseau de Bragg est sensible aux effets de déformation mécanique induisant un allongement relatif de ce dernier. Néanmoins, dans le cadre de la thèse, nous nous intéresserons uniquement à l'effet de la température et de la pression sur le réseau de Bragg, ce dernier n'étant pas soumis à une contrainte mécanique.

Sous l'effet d'une perturbation extérieure (variation de température ou de pression), le pas du réseau et/ou l'indice effectif du mode guidé peuvent varier, ce qui aura pour conséquence de modifier la longueur d'onde de Bragg. Le décalage spectral de la longueur d'onde de Bragg sous l'effet d'une variation de température ΔT , d'une variation de pression ΔP , peut se décomposer comme suit :

$$\Delta\lambda_B = S_t \Delta T + S_p \Delta P \quad \text{Équation I-7}$$

Avec S_t le coefficient de sensibilité thermique (évalué à en moyenne à 10 pm/°C entre 0 °C et 100°C pour des fibres en silice à 1550 nm) et S_p le coefficient de sensibilité à la pression (évalué en moyenne à 0,45 pm/bar autour de la longueur d'onde 1550 nm [14]). Il est à noter que la composante relative à la déformation mécanique n'est pas prise en compte dans l'Équation I-7.

(i) Sensibilité thermique

La variation de la température ΔT se traduit par un décalage de la longueur d'onde de Bragg $\Delta\lambda_B$ résultant du couplage de deux phénomènes : la dilatation thermique de la fibre optique modifiant le pas du réseau de Bragg ainsi que la variation de l'indice de réfraction de

la fibre avec la température (effet thermo-optique). En prenant en compte ces deux effets et en dérivant l'Équation I-5, le coefficient de sensibilité thermique peut s'exprimer comme suit :

$$S_T = \lambda_B \left(\frac{1}{\Lambda} \left(\frac{\Delta\Lambda}{\Delta T} \right) + \frac{1}{n_{eff}} \left(\frac{\Delta n_{eff}}{\Delta T} \right) \right) \quad \text{Équation I-8}$$

En prenant en compte la définition du coefficient d'expansion thermique α telle que [14]:

$$\alpha = \frac{1}{\Lambda} \left(\frac{\Delta\Lambda}{\Delta T} \right)$$

Ainsi que le coefficient thermo-optique ξ tel que :

$$\xi = \frac{1}{n_{eff}} \left(\frac{\Delta n_{eff}}{\Delta T} \right)$$

Il vient :

$$S_T = \lambda_B (\alpha + \xi) \quad \text{Équation I-9}$$

Pour la silice, la valeur du coefficient d'expansion thermique est $\alpha_{silice} \approx 0,54 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$. Le coefficient thermo-optique de la silice est $\xi_{silice} \approx 8,3 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$. La sensibilité thermique du réseau de Bragg est donc :

$$S_T \approx 8,8 \cdot 10^{-6} \lambda_B \quad \text{Équation I-10}$$

A titre d'exemple, pour des réseaux de Bragg inscrit à 1550 nm, la sensibilité thermique est d'environ 13,7 pm/ $^{\circ}C$. Il est à noter que cette relation n'est valable que sur de faibles plages de températures proche de l'ambiante. Pour des gammes de température plus importantes (supérieures à 100 $^{\circ}C$), l'évolution est généralement quadratique dû à la variation de l'indice de réfraction de la silice avec la température.

(ii) Sensibilité à la pression

La réponse spectrale de la longueur d'onde de Bragg sous l'effet d'une pression extérieure ΔP peut s'écrire sous la forme [14] :

$$S_P = \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta P} = \left(\frac{1}{\Lambda} \left(\frac{\Delta\Lambda}{\Delta P} \right) + \frac{1}{n_{eff}} \left(\frac{\Delta n_{eff}}{\Delta P} \right) \right) \lambda_B = a \lambda_B \quad \text{Équation I-11}$$

La valeur du coefficient a dépend du type de pression générée sur la fibre optique. Dans le cas d'une pression hydrostatique, en tenant compte des coefficients élasto-optiques de la silice et du coefficient de Poisson, la valeur du coefficient a est d'environ $2,87 \cdot 10^{-6}/MPa$ [14]. Ainsi, le coefficient de sensibilité en pression S_P est d'environ 4,5 pm/MPa (ou 0,45 pm/bar) autour

d'une longueur d'onde de 1550 nm. Ce coefficient est très faible et en principe les réseaux de Bragg à pas court sont peu utilisés pour la mesure de pression hydrostatique, à l'exception de pression élevées de l'ordre d'une centaine de MPa. Il est néanmoins possible d'accroître la sensibilité en pression des réseaux de Bragg en travaillant avec des fibres optiques spéciales de type microstructurées, comme nous le verrons par la suite.

(iii) *Application des réseaux de Bragg pour la mesure de pression*

Les réseaux de Bragg possèdent un coefficient de sensibilité à la pression faible (*cf.* section précédente). Ainsi, les réseaux de Bragg à pas court inscrits dans des fibres conventionnelles sont peu utilisés pour la mesure de pression hydrostatique. Des solutions basées sur l'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres spéciales sont proposées et permettent d'améliorer la sensibilité du capteur. Jewart *et al.* proposent en 2010 un capteur de pression hydrostatique à réseau de Bragg, opérant jusque 2000 psi, soit 137 bar [15]. Le capteur de pression est composé d'un réseau de Bragg inscrit en cœur d'une fibre microstructurée à deux trous (« two-hole fiber ») de 90 μm de diamètre chacun. Le réseau de Bragg est inscrit par masque de phase au laser femtoseconde de type Ti :Saphir opérant à 800 nm [16]. La pression hydrostatique appliquée sur la fibre induit une biréfringence de la fibre qui résulte en un décalage spectral des deux pics de Bragg correspondant aux deux polarisations orthogonales, de manière proportionnelle à la pression appliquée. Dans le but d'optimiser la sensibilité du capteur, les deux trous de la fibre microstructurée sont positionnés à 1 μm du cœur de la fibre. Les tests démontrent une réponse linéaire à la pression jusque 1500 psi (~ 100 bar) avec une sensibilité à la pression d'environ 2 pm/bar. Cette tendance linéaire n'est plus conservée au-delà de 1500 psi. En effet, la largeur à mi-hauteur du pic de Bragg d'environ 1 nm ne permet pas une mesure de pression avec une bonne précision (*cf.* Figure I-7). Il est à noter une sensibilité en pression accrue comparé au cas d'un réseau de Bragg dans une fibre conventionnelle (sensibilité à la pression d'environ 0,45 pm/bar). Néanmoins, un travail est à mener concernant la démodulation du signal et la précision de mesure.

Dans ces travaux, des tests ont été effectués sur un réseau de Bragg inscrit dans le même type de fibre au laser à excimère opérant à 248 nm. La faible largeur à mi-hauteur ($\sim 0,1$ nm) comparé au réseau de Bragg inscrit au laser femtoseconde permet une mesure de pression avec une meilleure précision. Le capteur démontre de plus un comportement linéaire de 15 psi à 1900 psi. Néanmoins, il n'est pas mention de la stabilité du capteur à haute température que nous supposons moins bonne que pour le réseau de Bragg inscrit au laser femtoseconde.

En modifiant le design de la fibre microstructurée, il est possible d'optimiser la sensibilité du capteur. Jewart *et al.* présentent un autre capteur de pression similaire aux travaux menés dans [15], basé cette fois sur une fibre microstructurée consistant en une matrice de trous d'air dans une fibre à deux trous [5]. La taille des trous d'air a une influence sur l'indice de réfraction des deux polarisations propres de la fibre. De plus, le confinement modal sera fortement influencé par la taille des grands trous d'air. Afin d'optimiser la sensibilité du capteur tout en maintenant le caractère monomode de la fibre, une ligne de trous « liés » est réalisée au niveau de la gaine. Un réseau de Bragg est inscrit au cœur de la fibre afin d'effectuer la mesure. Le capteur démontre une sensibilité en pression de 4,5 pm/bar.

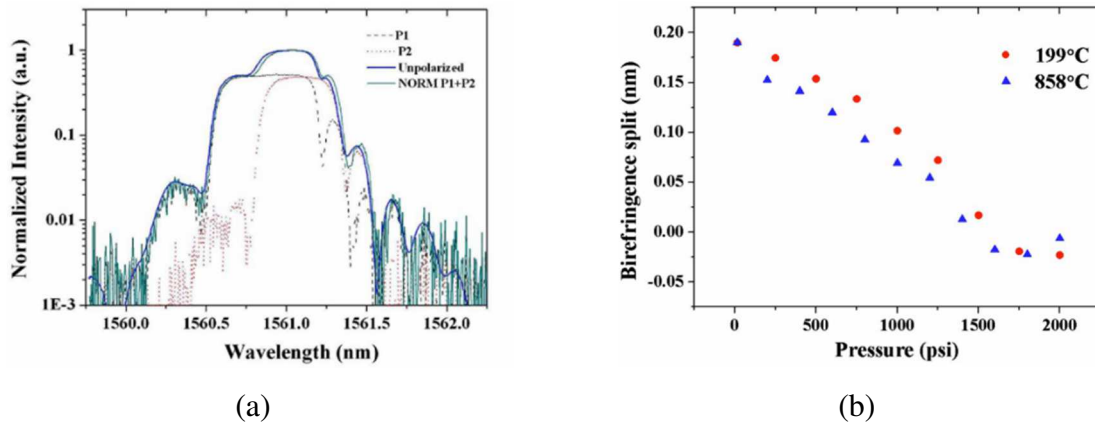


Figure I-7 : (a) Spectre du réseau de Bragg à 858 °C pour les deux polarisations orthogonales et cas du spectre non polarisé à 15 psi (1 bar) (b) Décalage de la résonance de Bragg induite par la biréfringence sous l'effet de la pression à 199°C et 858°C [15].

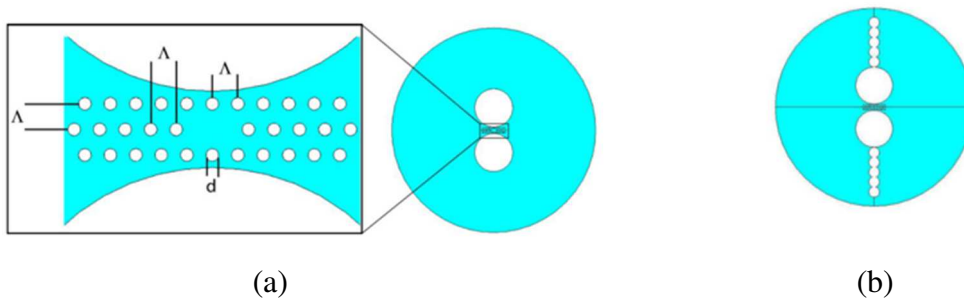


Figure I-8 : (a) Schéma de la matrice de trous de la fibre microstructurée. (b) Schéma de la fibre microstructurée avec géométrie de trou « liés » [5].

Basé sur le même principe, S. Sulejmani *et al.* développent en 2012 un capteur de pression à réseau de Bragg au sein d'une fibre microstructurée [17]. Dans ces travaux, une étude quant à l'influence de la structure et des paramètres d'étirage de la fibre microstructurée sur la sensibilité en pression du capteur est menée. Dans ce cadre, deux types de transducteurs à réseaux de Bragg sont comparés. Une première fibre (MOF1- « Microstructured Optical Fibers » en anglais) est étirée selon des conditions de pression, de température et de vitesse d'étirage de sorte à ce que la géométrie de la préforme soit maintenue. La fibre ainsi créée est caractérisée par une concentration en dioxyde de germanium GeO_2 de 7,4 mol% et un diamètre externe de gaine optique de 122 μm . Une seconde fibre microstructurée est réalisée (MOF2) en utilisant une préforme similaire mais différentes conditions d'étirage. La pression est ainsi augmentée et la vitesse d'étirage est modifiée afin d'élargir les canaux d'air entourant le cœur. La concentration en dioxyde de germanium est de 2,4 mol% et le diamètre externe de la gaine optique est de 114 μm . Les images au microscope électronique à balayage des fibres microstructurées sont présentées sur la Figure I-9. La structure des canaux d'air de la fibre MOF2 est telle que l'axe lent de polarisation est orienté selon l'axe x, contrairement à la fibre MOF1 où l'axe lent est orienté selon l'axe y. En outre, la pression induite sur la fibre a un effet plus important sur l'indice de réfraction du mode polarisé le long de l'axe x. Ainsi, la variation de l'écart entre les pics de Bragg des deux polarisations sera négative pour la fibre MOF1 et positive dans le cas de fibre MOF2 (*cf.* Figure I-10). De plus, le facteur de remplissage des canaux d'air ainsi que leur dimension sont plus élevés pour la fibre MOF2, ce qui résulte en une sensibilité à la pression plus importante. Les deux structures sont testées dans un réservoir d'huile à des pressions allant jusqu'à 90 bar. Le comportement demeure linéaire jusqu'à 90 bar, avec une sensibilité à la pression de -15 pm/MPa et 33 pm/MPa pour la fibre MOF1 et MOF2 respectivement.

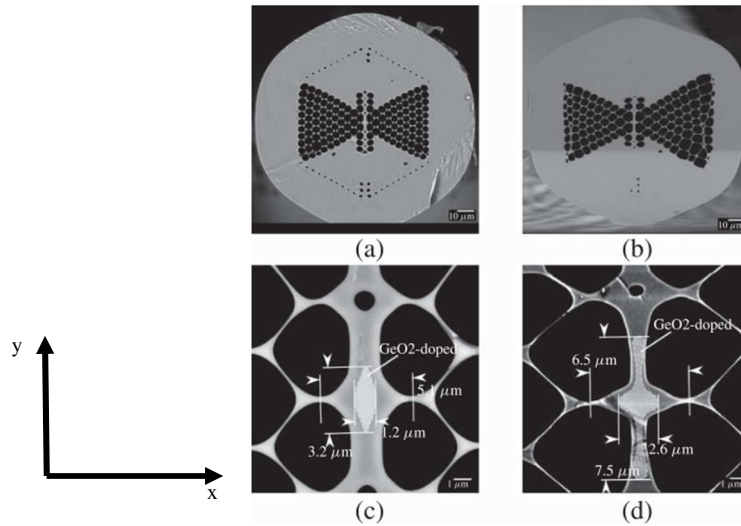


Figure I-9 : Image au microscope électronique à balayage des deux fibres optiques microstructurées (a) MOF1 et (b) MOF2. Zoom sur la région du cœur (c) MOF1 et (d) MOF2[17].

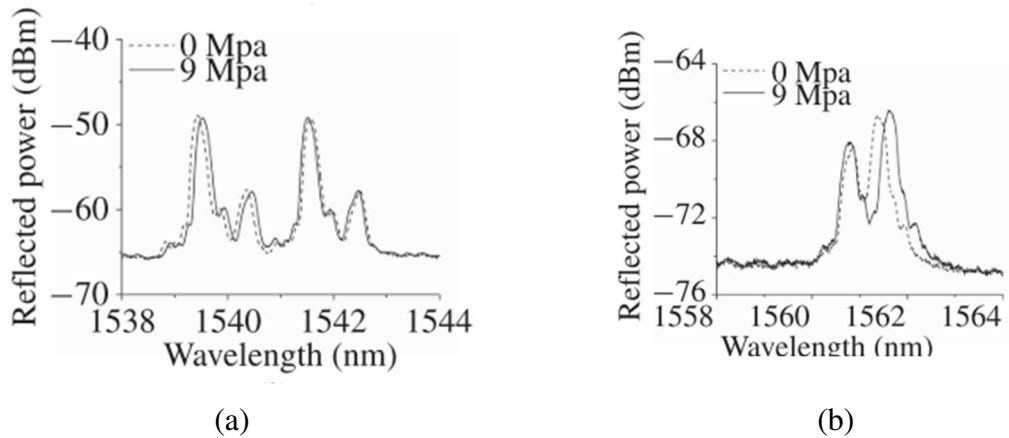


Figure I-10 : Spectre optique en réflexion lorsque la fibre est soumise à une pression hydrostatique de 0 bar (pression ambiante) et 90 bar pour (a) MOF1 et (b) MOF2.

I.1.4 Transducteurs interférométriques pour la mesure de pression

Les capteurs interférométriques sont basés sur des techniques cohérentes : analyse de la phase, de la fréquence ou de la polarisation de la lumière, principalement à partir de fibres optiques monomodes. Des capteurs exploitant l'analyse d'interférences entre modes dans des fibres multimodes ont été exploités mais restent à l'état de prototypes, malgré leur fort potentiel du point de vue de la sensibilité [18].

Afin d'effectuer une mesure de pression, les capteurs interférométriques couramment déployés sont basés sur des interféromètres de type Mach Zehnder, Michelson, Sagnac ou encore de type Fabry-Pérot. En outre, dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons plus particulièrement au transducteur de type Fabry-Pérot qui sera décrit plus en détail par la suite.

(a) *Transducteur interférométrique Mach Zehnder*

L'interféromètre de Mach Zehnder est l'un des plus anciens capteurs de cette catégorie. Il est constitué de deux bras, en général deux guides optiques de longueur L quasi identiques (cf. Figure I-11). Le déphasage $\Delta\Phi$ entre le faisceau ayant traversé le guide de référence et le faisceau ayant traversé le guide de mesure sera dû par exemple à l'allongement d'un guide ou à une variation d'indice de ce dernier, par exemple sous l'effet d'une variation de température ou de pression. Le but est d'observer la figure d'interférences formée entre les deux faisceaux sortant des deux guides afin de pouvoir quantifier la variation, ou défilement des franges d'interférences en fonction de la perturbation appliquée sur l'un des deux guides optiques.

Selon le principe d'interférence à deux ondes, la fonction de transfert de la cavité interférométrique peut être exprimée comme suit :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi) \quad \text{Équation I-12}$$

Avec I_1 et I_2 représentant les intensités des faisceaux ayant traversé les deux bras de l'interféromètre. Ce type d'interféromètre a été mis en avant dans de nombreuses recherches de par la haute visibilité des franges d'interférences, la possible compacité de son design et la polyvalence dans l'assemblage des composants.

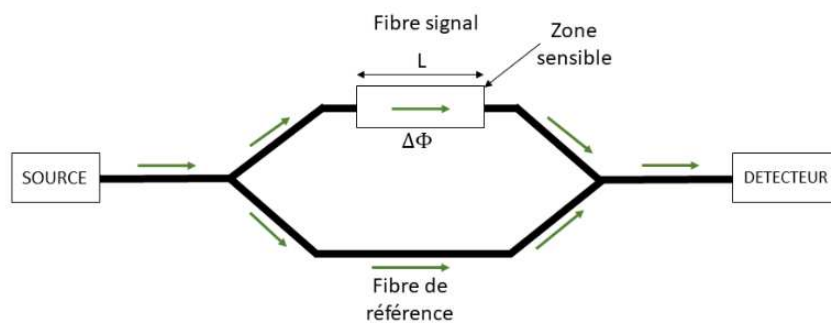


Figure I-11 : Schéma de principe d'un interféromètre de Mach Zehnder.

Une des principales applications des interféromètres Mach Zehnder est la mesure de l'indice de réfraction d'un liquide ou d'un gaz. Une mesure de pression pourra s'effectuer de

manière indirecte étant donné que la variation de pression le long d'un bras de l'interféromètre induit une variation de l'indice de réfraction. La structuration de l'interféromètre se fait le plus souvent par un usinage au laser femtoseconde. Parmi les différents types de structures nous trouvons les Mach Zehnder basés sur une structure en tranchée [19], sur une cavité d'air [3] ou encore des fibres à double cœur [20] (cf. Figure I-12).

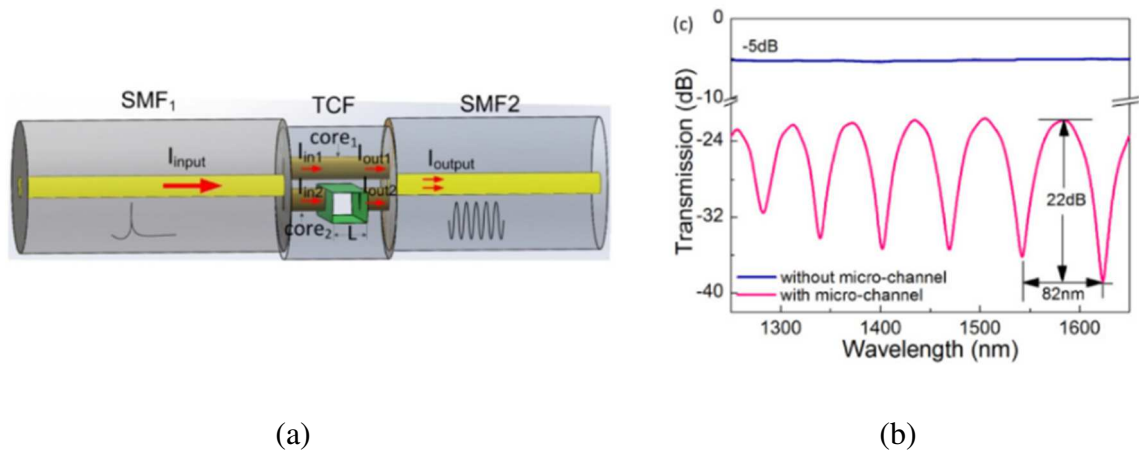


Figure I-12 : (a) Schéma de principe du capteur Mach Zehnder à double cœur [20]. (b) Spectre en transmission du capteur Mach Zehnder.

(b) Transducteur interférométrique de Michelson

L'interféromètre de Michelson est une légère variante du Mach-Zehnder. Il est généralement constitué d'un coupleur directionnel à fibre monomode (ou en optique intégrée sur silicium) et permet également la mesure d'indice de réfraction ou de température (cf. Figure I-13). Ce type de capteur peut tout comme l'interféromètre de Mach Zehnder faire office de capteur de pression *via* une mesure de la variation de l'indice de réfraction sous l'effet d'une pression extérieure [4]. A la différence du Mach-Zehnder, le guide de référence et de mesure sont terminés par des miroirs qui renvoient la lumière sur elle-même. La sensibilité de cet interféromètre est en théorie double par rapport à celle du Mach-Zehnder grâce à l'aller-retour du signal dans la zone sensible.

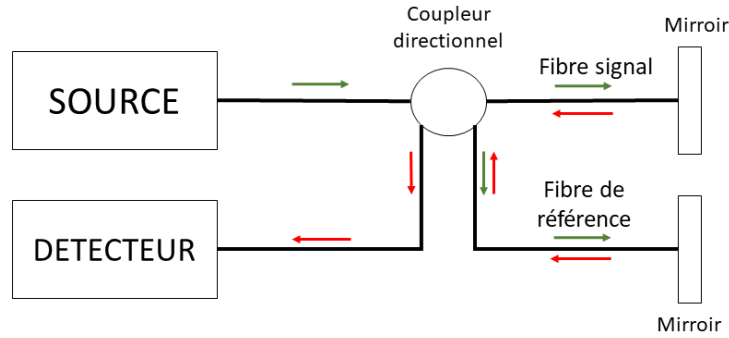


Figure I-13: Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson.

(c) Transducteur interférométrique Sagnac

L'interféromètre de type Sagnac consiste en une fibre optique montée en anneau, dans laquelle deux faisceaux se propagent en sens contraire avec différents états de polarisation. La lumière incidente est divisée en deux directions par un coupleur 50/50 et les deux faisceaux, après propagation dans la boucle dans des directions opposées, sont recombinaés par le même coupleur et interfèrent (cf. Figure I-14). Contrairement aux interféromètres décrits précédemment, la différence de chemin optique est déterminée entre les modes de propagation orthogonaux des ondes contrapropagatives, dépendant de la polarisation. Afin de maximiser cette dépendance à la polarisation, on utilise généralement des fibres biréfringentes pour constituer le capteur. Sous l'effet d'une perturbation extérieure telle qu'une variation de pression, un déphasage est introduit entre les deux modes de propagation orthogonaux des ondes contrapropagatives. Dans le cas d'un capteur de pression pour les hautes températures, les fibres hautement biréfringentes ou les fibres à maintien de polarisation classiques ne sont pas idéales à cause de leur forte dépendance à la température due à l'utilisation de barreaux de contraintes à coefficient d'expansion thermique élevé. Ainsi, les capteurs de température basés sur ce type de fibres démontrent une sensibilité thermique autour de $1 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, ce qui correspond à une sensibilité 100 fois plus élevée que pour un réseau de Bragg. L'utilisation de fibres à maintien de polarisation à cristaux photoniques (utilisant une biréfringence de forme et non de contraintes) permet de palier à ce problème et d'avoir un capteur peu sensible à la température. A titre d'exemple, X. Dong *et al.* proposent un capteur interférométrique de Sagnac basé sur une fibre à cristal photonique démontrant une sensibilité thermique de $0,29 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ [21]. Une équipe chinoise du Centre de recherche Photonique de Hong Kong propose ainsi en 2008 un capteur de pression basé sur un interféromètre de Sagnac réalisé avec une fibre à maintien de polarisation à cristaux photoniques (PM-PCF) [22].

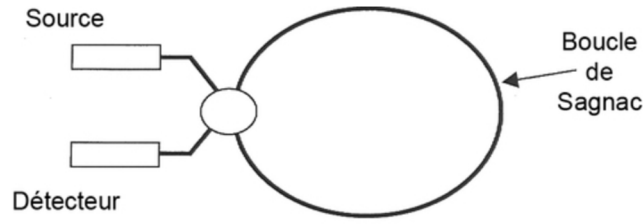


Figure I-14: Schéma de principe de l'interféromètre de Sagnac.

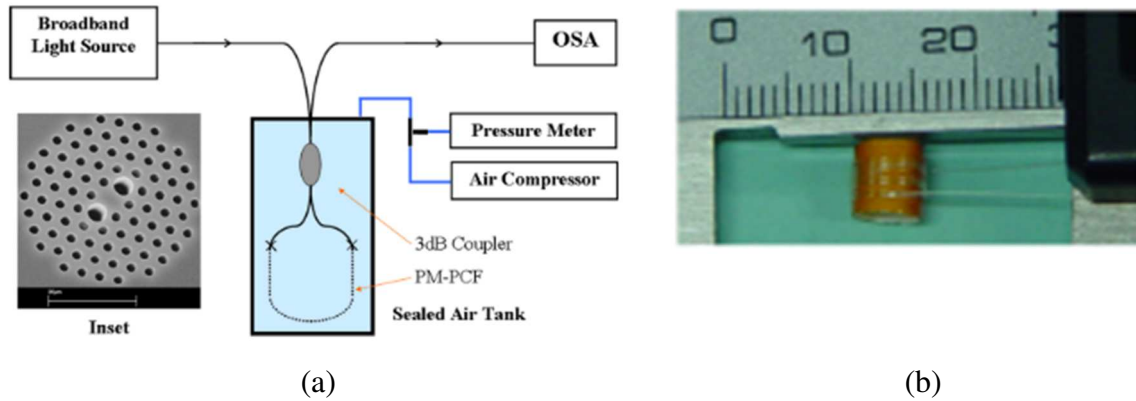


Figure I-15 : (a) Schéma du capteur de pression basé sur l'interféromètre de Sagnac. (b) Image de la bobine sur laquelle est enroulée la fibre PM-PCF [22].

I.2 CAVITE INTERFEROMETRIQUE FABRY-PEROT

Si les capteurs interférométriques type Mach-Zenhder ou encore Michelson ont été couramment développés, une attention toute particulière est portée sur les capteurs de pression type Fabry-Pérot qui auront pour avantage d'être plus compact et robuste pour la mesure de pression en environnement moteur. Dans cette section, il s'agira tout d'abord de décrire la théorie et les différentes caractéristiques de la cavité interférométrique Fabry-Pérot dans le cadre de la réalisation d'un transducteur interférométrique Fabry-Pérot fibré.

I.2.1 Interférence à ondes multiples

Dans cette section il s'agira de décrire la physique de l'interféromètre Fabry-Pérot basé sur le calcul de la fonction d'Airy. La théorie suppose une onde plane non divergente avec deux miroirs parallèles. On considère la cavité interférométrique Fabry-Pérot comme étant constitué de deux miroirs parallèles M_1 et M_2 partiellement réfléchissant et de coefficient de réflexion et de transmission r_1, r_2, t_1, t_2 respectivement. Les termes r_1' et t_1' représentent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission du miroir M_1 au sein de la cavité. Une réflexion sur un des miroirs induit un déphasage de π dans le cas où l'indice de réfraction du milieu incident

est supérieur à l'indice de réfraction du miroir. Pour simplifier le calcul, nous supposons ici que ce déphasage vaut zéro modulo π . La structure de la cavité est décrite sur la Figure I-16 où la distance entre les deux miroirs est définie comme étant L , le milieu entre les deux miroirs et le milieu environnant sont d'indice n_c et n_s respectivement. L'interféromètre Fabry-Pérot est basé sur la division d'amplitude du champ électromagnétique.

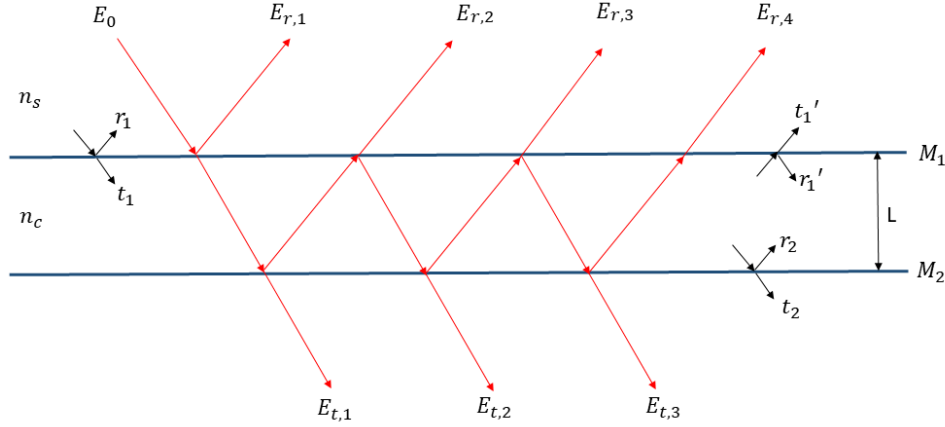


Figure I-16: Schéma de principe de la cavité interférométrique Fabry-Pérot.

On considère une onde incidente $\mathbf{E}_0 = E_0 e^{i\omega t}$ au miroir M_1 d'amplitude E_0 émise par une source ponctuelle monochromatique de longueur d'onde λ et nous calculons l'intensité lumineuse transmise par la cavité Fabry-Pérot. L'onde d'amplitude $E_{t,1}$ subit deux transmissions. En adoptant la phase de cette onde comme phase d'origine, il vient : $\mathbf{E}_{t,1} = t_1 t_2 E_0 e^{i\omega t}$. L'onde d'amplitude $E_{t,2}$ est telle que : $\mathbf{E}_{t,2} = t_1 t_2 r_2 r_1' E_0 e^{i(\omega t - \varphi)}$, avec $\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} n_c L$ le déphasage entre deux rayons consécutifs. En considérant $r_1 = r_2 = r_1' = r_2'$, nous pouvons en déduire l'expression de l'onde résultante issue de la superposition des ondes [23] :

$$\mathbf{E}_{total} = t_1 t_2 E_0 e^{i\omega t} + t_1 t_2 r^2 E_0 e^{i(\omega t - \varphi)} + t_1 t_2 r^4 E_0 e^{i(\omega t - 2\varphi)} + \dots + t_1 t_2 r^{2k} E_0 e^{i(\omega t - 2\varphi)} + \dots \quad \text{Équation I-13}$$

En factorisant l'Équation I-13 par le premier terme et en posant $R = r^2$ on obtient :

$$\mathbf{E}_{total} = t_1 t_2 E_0 e^{i\omega t} (1 + R e^{-i\varphi} + R^2 e^{-2i\varphi} + \dots + R^k e^{-ki\varphi} + \dots) \quad \text{Équation I-14}$$

Cette équation correspond à une série géométrique de raison $R e^{-i\varphi}$. Or, cette raison étant de module inférieur à 1, la série converge :

$$\mathbf{E}_{total} = t_1 t_2 E_0 e^{i\omega t} \frac{1}{1 - R e^{-i\varphi}} \quad \text{Équation I-15}$$

En définissant $T = t_1 t_2 = 1 - R$ (loi de conservation de l'énergie) et $I_0 = \frac{E_0^2}{2}$, l'intensité du flux transmis peut être définie comme :

$$I_{total} \propto \frac{1}{2} E_{total} E_{total}^* = \frac{I_0}{1 + m \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad \text{Équation I-16}$$

Avec $m = \frac{4R}{(1-R)^2}$

Nous définissons $\mathcal{T} = \frac{I_{total}}{I_0} = \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = 1 - \mathcal{R}$.

La Figure I-17 présente la fonction d'Airy (en réflexion) d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de 70 μm dans le cas où les miroirs ont une réflectivité $R = 0,95$ et le cas où la réflectivité des miroirs $R = 0,034$ (cas typique d'une réflexion de Fresnel entre une interface air/silice).

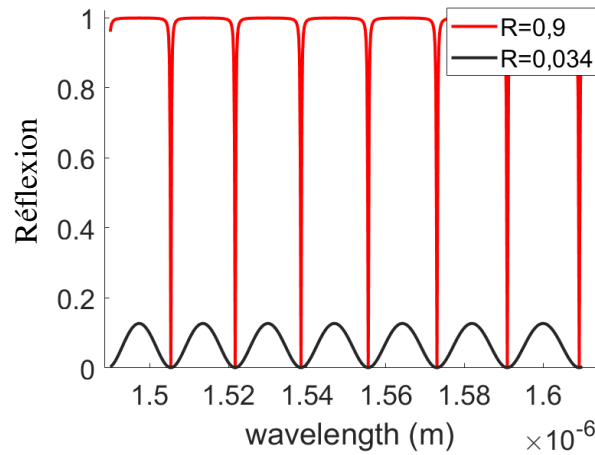


Figure I-17 : Fonction d'Airy (en réflexion) d'une cavité de longueur de 70 μm .

Dans le cas où les faces réfléchissantes constituant la cavité ne sont pas traitées et que l'on se place en incidence normale, nous pouvons déterminer les taux de réflexions aux interfaces en utilisant les coefficients de Fresnel :

$$r = \frac{n_c - n_s}{n_c + n_s} \quad \text{Équation I-17}$$

On considère l'indice de réfraction au sein de la cavité $n_c = 1$ (indice de l'air) et au sein du milieu extérieur $n_s = 1,45$ (indice de réfraction du verre). Dans ce cas, les deux premiers rayons ($E_{r,1}$ et $E_{r,2}$ représentés sur la Figure I-16) ont des intensités comparables (avec une réflectivité d'environ 4 %). Les autres rayons réfléchis ayant des intensités trop faibles, ils peuvent être négligés. Ainsi, l'interférence des faisceaux réfléchis par les miroirs de la cavité peut être décrite par le principe d'interférence à deux ondes.

I.2.2 Interférence à deux ondes

On considère la cavité interférométrique Fabry-Pérot comme étant constituée de deux miroirs plans parallèles M_1 et M_2 partiellement réfléchissant et de coefficient de réflexion :

$$R_1 = r_1^2 = \left(\frac{n_s - n_c}{n_c + n_s} \right)^2, R_2 = r_2^2 = \left(\frac{n_c - n_s}{n_c + n_s} \right)^2$$

La structure de la cavité est décrite sur la Figure I-18(a) où la distance entre les deux miroirs est définie comme étant L , le milieu entre les deux miroirs et le milieu environnant sont d'indice n_c et n_s , respectivement. La cavité est caractérisée par un coefficient de perte α (incluant les pertes dues à la divergence du faisceau et les pertes d'absorption au sein de la cavité).

L'intensité du faisceau résultant de l'interférence entre les faisceaux d'intensité I_1 et I_2 réfléchis par les miroirs de la cavité peut s'exprimer comme suit [24] :

$$I_{tot} = I_0(A_0 + A_1 \cos(k\delta + \pi)) \quad \text{Équation I-18}$$

Avec $A_0 = R_1 + (1 - \alpha)^2 (1 - R_1)^2 R_2$, $A_1 = 2 \sqrt{R_1 R_2} (1 - R_1)(1 - R_2)$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\delta = 2n_c L$ et I_0 l'intensité du faisceau incident.

La Figure I-18(b) présente le spectre d'interférence à deux ondes en réflexion d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de $70 \mu\text{m}$ avec $n_s = 1,45$ et $n_c = 1$.

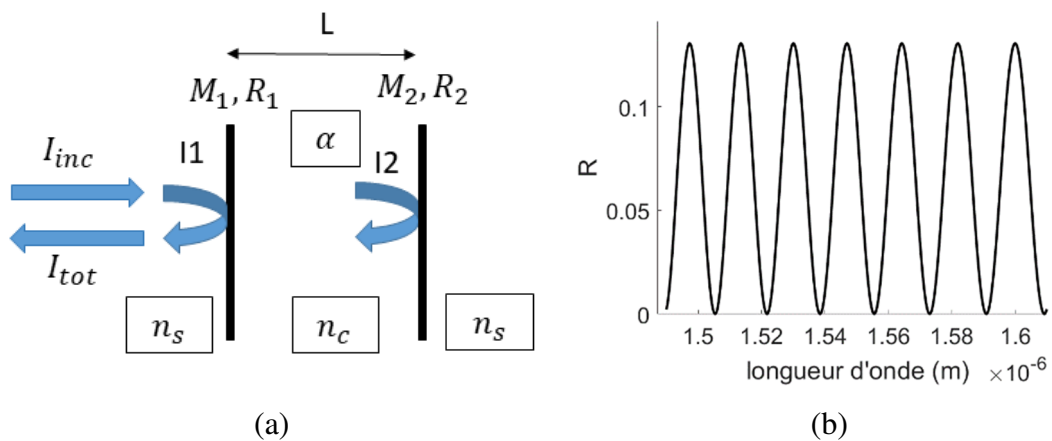


Figure I-18 : (a) Schéma du principe d'interférence à deux ondes. (b) Spectre en réflexion résultant de l'interférence à deux ondes ($L=70 \mu\text{m}$).

I.2.3 Caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot

(a) Intervalle Spectral Libre (ISL)

La distance $\Delta\lambda$ entre deux minima de réflexion est appelée Intervalle Spectral Libre (ISL) et est donnée par :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2n_s L} \quad \text{Équation I-19}$$

avec L et n_s étant la longueur et l'indice de réfraction de la cavité et λ correspondant à la longueur d'onde moyenne de la source optique.

L'intervalle Spectral Libre est ainsi directement relié à la longueur de la cavité Fabry-Pérot. Ce paramètre est à considérer lors de la conception du capteur Fabry-Pérot. En effet, l'architecture du transducteur telle que la longueur de la cavité Fabry-Pérot devra être réfléchie de sorte à optimiser les performances du système telles que la sensibilité à la pression de ce dernier. En fonction du spectre d'interférences résultant, la méthode de démodulation devra être adaptée afin d'extraire le décalage spectral permettant après une étape de calibration de remonter à la valeur de le mesurande.

(b) Visibilité du spectre d'interférence

La visibilité d'un interféromètre est définie comme étant :

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad \text{Équation I-20}$$

avec I_{max} et I_{min} l'intensité maximum et minimum du flux réfléchi par la cavité Fabry-Pérot. Dans le cas d'interférence à deux ondes, le contraste vaut :

$$\gamma = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \leq 1 \quad \text{Équation I-21}$$

Avec I_1 et I_2 l'intensité des faisceaux réfléchis par la première et la deuxième face de la cavité Fabry-Pérot respectivement. Il est à noter que le contraste est maximal dans le cas où les deux faisceaux réfléchis I_1 et I_2 sont de même intensité. Si l'on se réfère au spectre d'interférence exprimé en décibel, nous définissons le « contraste » comme étant l'amplitude crête-crête R_{cc} (en dB). Le contraste du spectre d'interférence est un paramètre important lors de la phase de démodulation du signal. En effet, il sera dans certains cas nécessaire d'optimiser le contraste

afin de minimiser l'erreur de mesure (cf. Chapitre IV). Le contraste du spectre sera dépendant de divers paramètres tels que la longueur de la cavité ou encore le rayon de courbure de la cavité.

I.2.4 Cavité interférométrique Fabry-Pérot au sein d'une fibre optique

Le transducteur Fabry-Pérot est constitué d'une cavité Fabry-Pérot au sein d'une fibre optique. Ainsi, le couplage à la cavité Fabry-Pérot se fait par l'intermédiaire de la fibre optique monomode. Le couplage entre le mode de la fibre optique et les modes de cavités dépend de la nature de la fibre monomode mais aussi de la géométrie du miroir formé par l'extrémité de la fibre optique. De plus, la quantité de lumière transmise ou réfléchié dépendra également des pertes induites par les miroirs. Ces paramètres auront une influence directe sur la fonction de transfert de la cavité telle que le contraste du spectre ou encore le rapport signal sur bruit de la mesure.

(a) Faisceau Gaussien

Les modes de propagation du faisceau au sein de la fibre optique sont décrits par la théorie des faisceaux gaussiens, solution de l'équation de Helmholtz paraxiale (*i.e.* les variations spatiales de l'amplitude du champ selon l'axe de la cavité sont très faibles en comparaison des variations de la phase du champ). Le mode le plus commun est le mode fondamentale gaussien TE_{00} , solution de Helmholtz paraxiale décrivant des cavités monomodes.

L'expression de la phase et de l'amplitude du faisceau Gaussien dépend des coordonnées radiales ρ telle que [25] :

$$E_g(\rho, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{\frac{ik\rho^2}{2R(z)}} e^{-i \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)} e^{i(kz - \omega t)} e^{-\alpha_l z} \quad \text{Équation I-22}$$

Avec w_0 le waist du faisceau dans le plan de focalisation du faisceau et $w(z)$ le rayon du faisceau après que le faisceau ai parcouru une distance z (cf. Figure I-19), tel que :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_R}{\pi}} \quad \text{Équation I-23}$$

L'expression du rayon du faisceau après avoir parcouru une distance z est donnée par :

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right) \quad \text{Équation I-24}$$

Le rayon de courbure $R(z)$ du front d'onde est tel que :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right) \quad \text{Équation I-25}$$

La phase de Gouy représente l'effet de courbure du front d'onde sur la phase lors de la propagation du faisceau :

$$\Theta = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad \text{Équation I-26}$$

L'éventuelle atténuation de l'amplitude du champ électrique lors de la propagation dans le milieu est décrit par le cinquième terme dans l'Équation I-22, où α_l représente la diminution de l'amplitude du champ par unité de distance.

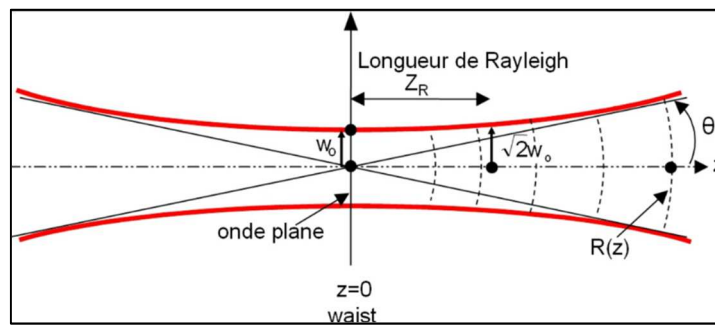


Figure I-19 : Schéma de principe du faisceau gaussien (issu de [26]).

La théorie basée sur la fonction d'Airy décrit la fonction de transfert de la cavité Fabry-Pérot dans la cas d'un faisceau non divergent. Si la théorie d'interférence à deux ondes prend en considération le caractère divergent du faisceau dans le coefficient de pertes de propagation, un modèle plus réaliste basé sur la théorie des faisceaux gaussiens permettra une description plus précise de la physique [25]-[27].

L'expression du champ électrique total réfléchi par la cavité Fabry-Pérot formée par deux miroirs plans est définie par [25]:

$$E_{tot} = E_1 + E_2 = E_1 + a_m E_g(\rho, z = 2L)E_0 \quad \text{Équation I-27}$$

Avec E_1 le faisceau réfléchi par le miroir M_1 (cf. Figure I-20), défini tel que :

$$E_1 = r_1 e^{-\frac{\rho^2}{w_0^2}} e^{\frac{ik\rho^2}{2R(0)}} e^{-i\omega t + \theta_{r1}} E_0 \quad \text{Équation I-28}$$

Avec θ_{r1} le changement de phase induite par la réflexion sur le premier miroir de la cavité. E_0 représente l'amplitude du champ incident.

a_m représente les coefficients de transmission et de réflexion aux miroirs du champ pour un aller-retour effectué dans la cavité tel que :

$$a_m = t_1^2 r_2 e^{2\theta_{t1}} e^{i\theta_{r2}} \quad \text{Équation I-29}$$

Avec θ_{t1}, θ_{r2} , des termes de phase relatifs à la transmission et réflexion sur les miroirs de la cavité.

La puissance totale résultante est ensuite intégrée sur l'aire totale du faisceau réfléchi tel que:

$$P_r(\lambda) = \int_0^\infty E_{tot}(\rho, \lambda) E_{tot}(\rho, \lambda)^* 2\pi\rho d\rho \quad \text{Équation I-30}$$

La Figure I-20(b) représente le spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot pour un faisceau gaussien ayant effectué un aller-retour dans la cavité pour différentes tailles de waist. Lorsque la taille du waist en entrée de la cavité est telle que l'on peut considérer le faisceau comme étant collimaté sur la longueur de la cavité ($L \ll z_R$), la figure d'interférence se rapproche du cas des interférences à deux ondes présenté dans la section précédente. La diminution de la taille du waist résulte en une diminution de la dynamique du spectre due aux pertes induites par la divergence du faisceau.

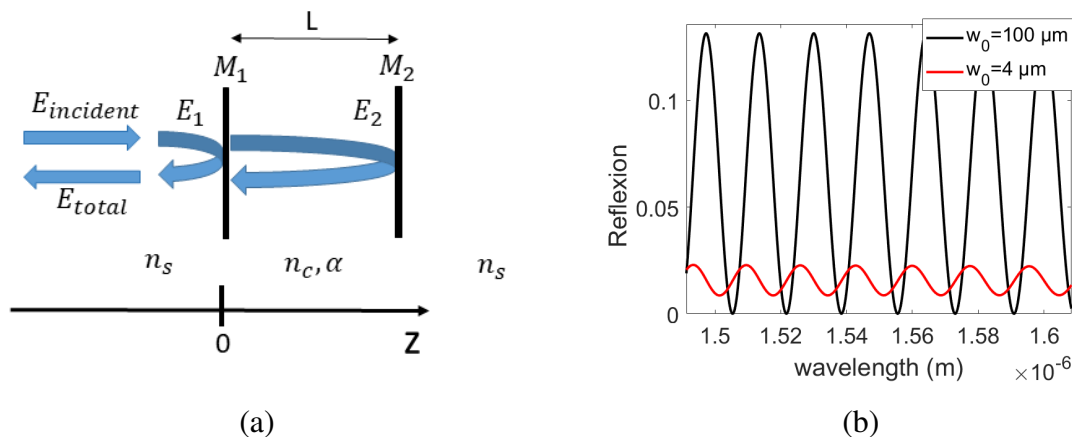


Figure I-20 : (a) Schéma de principe du modèle de propagation d'un faisceau gaussien dans une cavité Fabry-Pérot de longueur $L=70 \mu m$ (b) Spectre d'interférence du modèle gaussien pour un waist de $100 \mu m, Z_R = 20 mm$ (noir) et un waist de $4 \mu m, Z_R = 32 \mu m$. Les pertes de propagation au sein de la cavité sont considérées comme nulles dans cet exemple.

(b) Efficacité de couplage et pertes au sein d'une cavité Fabry-Pérot

En considérant que notre cas de figure s'apparente à une cavité Fabry-Pérot de faible finesse résultant d'interférences à deux ondes, le couplage entre le mode de cavité et le mode de la fibre optique sera un paramètre important. Dans ce cas, le mode de propagation de la fibre peut être considéré comme gaussien ayant un waist w_0^f . L'efficacité de couplage entre le mode de la fibre et le mode de la cavité correspond de manière approximée à l'intégrale de recouvrement de l'intensité du mode de la fibre et du mode gaussien de la cavité, caractérisé par un waist w_0^m . En supposant que le mode de cavité est parfaitement aligné avec l'axe optique, le couplage en puissance du mode fondamental gaussien est donné par [27] :

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{w_0^f}{w_0^m} + \frac{w_0^m}{w_0^f}\right)^2 + \frac{(z_0^m - z_0^f)^2}{z_R^m z_R^f}} \quad \text{Équation I-31}$$

Où $z_R^f = \frac{\pi w_0^{f^2}}{\lambda}$, $z_R^m = \frac{\pi w_0^{m^2}}{\lambda}$ sont les longueurs de Rayleigh du mode quittant la fibre et du mode de cavité, respectivement. Les termes z_0^f et z_0^m correspondent à la position du waist du mode de la fibre et du mode de la cavité respectivement.

Parmi les géométries de cavité Fabry-Pérot, la plus simple à mettre en place est la cavité formée par deux miroirs plans. Le mode guidé en sortie de fibre présente un front d'onde plan (position du waist) et diverge par diffraction sur une distance correspondant à deux fois la longueur de la cavité Fabry-Pérot avant d'être réinjecté dans le cœur de la fibre (*cf.* Figure I-21). Ainsi, en considérant le waist du mode issu de la fibre de $\sim 4 \mu\text{m}$, au bout d'un aller-retour au sein d'une cavité de longueur de $70 \mu\text{m}$, le faisceau possède un rayon de $18 \mu\text{m}$. Ainsi, en se basant sur l'Équation I-31, l'efficacité de recouplage correspondante est de 0,18. Afin de minimiser l'effet de diffraction, une solution est de diminuer la longueur de la cavité ou encore augmenter la taille du mode de guide en utilisant une fibre avec un diamètre de cœur plus important (tout en conservant le caractère monomode de la fibre).

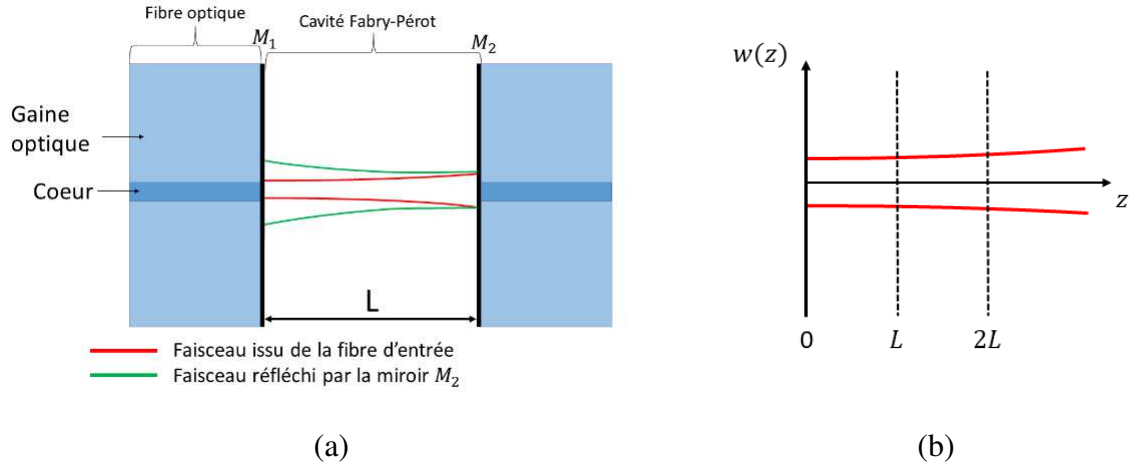


Figure I-21 : (a) Propagation du faisceau gaussien au sein de la cavité Fabry-Pérot (b) Principe de divergence par diffraction du faisceau gaussien sur une distance $2L$ correspondant à un aller-retour dans la cavité.

D'autres configurations de cavités permettent d'optimiser l'efficacité de couplage telles que la configuration confocale (miroirs dont les rayons de courbure sont égaux à la longueur de la cavité) ou la configuration de type cavité hémisphérique (ou semi-confocale). Dans ce dernier cas de figure, nous considérons une cavité formée par un premier miroir plan et un second miroir sphérique de rayon de courbure correspondant à deux fois la longueur de la cavité. La longueur de la cavité est égale à la longueur de Rayleigh[28]. Le faisceau issu du guide est de front d'onde plan (position du waist) et diverge par diffraction lors de sa propagation dans la cavité avant d'atteindre le miroir sphérique. Le faisceau réfléchi par le miroir sphérique résulte en un faisceau présentant un front d'onde plan au niveau de la face d'entrée de la fibre, permettant ainsi un couplage optimal avec le mode de la fibre optique ($\epsilon = 1$). L'inconvénient de ce type de cavité réside dans la complexité de réalisation, nécessitant un contrôle précis du rayon de courbure des miroirs.

Enfin, dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à la cavité de type concentrique, formée par deux miroirs de rayon de courbure R_1 et R_2 tel que $R_1 + R_2 = L$. L'avantage de ce type de cavité réside dans le procédé de fabrication permettant d'obtenir une structure robuste (cf. Chapitre III). Néanmoins, l'inconvénient réside dans la courbure des miroirs ne permettant pas d'optimiser le recouplage du mode dans la fibre.

La cavité est également caractérisée par les pertes de diffusion et d'absorption lors de la réflexion sur les miroirs de la cavité. Les pertes par absorption $\mathcal{A}$ et par diffusion des miroirs $\mathcal{S}$ sont définies telles que :

$$\mathcal{L} = \mathcal{S} + \mathcal{A} \quad \text{Équation I-32}$$

La réflectivité des miroirs est telle que :

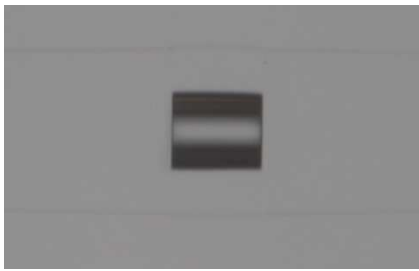
$$\mathcal{R} = 1 - \mathcal{T} - \mathcal{L} \quad \text{Équation I-33}$$

Avec $\mathcal{T}$ la transmission des miroirs.

Ces pertes sont intrinsèques à la qualité des miroirs telle que leur rugosité ou encore la qualité du revêtement appliqué sur ces derniers. Dans le cadre de cette thèse, aucun revêtement n'est appliqué sur les miroirs de la cavité fibrée. Ainsi, la réflectivité sera directement liée à la réflexion de Fresnel à l'interface air/verre.

I.2.5 Transmission et réflectivité d'une cavité fibrée

Afin de caractériser les pertes induites au sein de la cavité Fabry-Pérot fibrée mise en place dans le cadre de la thèse, la mesure de la fraction de puissance transmise et réfléchi au sein d'une cavité Fabry-Pérot est évaluée expérimentalement. Deux types de cavités fibrées de longueur similaire sont étudiées : une cavité Fabry-Pérot fibrée à miroirs plans de longueur $70 \mu\text{m}$ ainsi qu'une cavité Fabry-Pérot de type concentrique de longueur de $67 \mu\text{m}$ - cf. Figure I-22 (le procédé de fabrication des cavités est détaillé dans le Chapitre III). Il est à noter que le capteur à fibre optique est exploité en réflexion, ainsi, nous nous intéressons principalement à la puissance réfléchi par la cavité.



(a)



(b)

Figure I-22 : (a) Image au microscope à immersion de la cavité à miroir plan de longueur $L=70 \mu\text{m}$ au sein d'une fibre optique monomode SMF-28 (b) Image au microscope à immersion d'une cavité concentrique de longueur $L=67 \mu\text{m}$ au sein d'une fibre optique monomode SMF-28.

Tout d'abord, le spectre d'interférence en réflexion de la cavité Fabry-Pérot est étudié. Pour ce faire, une source laser accordable émettant un signal à une puissance $\mathcal{P}_0 = 2 \text{ mW}$ est injectée dans la fibre optique et le signal réfléchi (à une puissance $\mathcal{P}_r$) par la cavité Fabry-Pérot est détecté à l'aide d'un spectromètre. (cf. Figure I-23). Nous pouvons observer sur le spectre

que la fraction de puissance moyenne $\frac{P_r}{P_0}$ réfléchi par la cavité concentrique est plus faible ($\frac{P_r}{P_0} \sim 6.10^{-4}$) que dans le cas de la cavité à miroirs plans ($\frac{P_r}{P_0} \sim 2,3.10^{-2}$). La configuration concentrique aura pour conséquence de diminuer l'efficacité de couplage au sein de la cavité ce qui résulte en un signal réfléchi de puissance plus faible que pour la cavité à miroirs plans. Il est à noter que la mesure du spectre en réflexion inclut les pertes induites par le passage dans le circulateur optique. Le spectre en réflexion de la cavité à miroirs plan est comparé au spectre obtenu en utilisant le modèle analytique de propagation d'un faisceau gaussien (cf. Équation I-30). Nous considérons pour le modèle un faisceau gaussien de waist $w_0 = 5,5 \mu\text{m}$ (selon le diamètre de mode type de la fibre SMF-28). La puissance moyenne ainsi que le contraste est proche du cas expérimental.

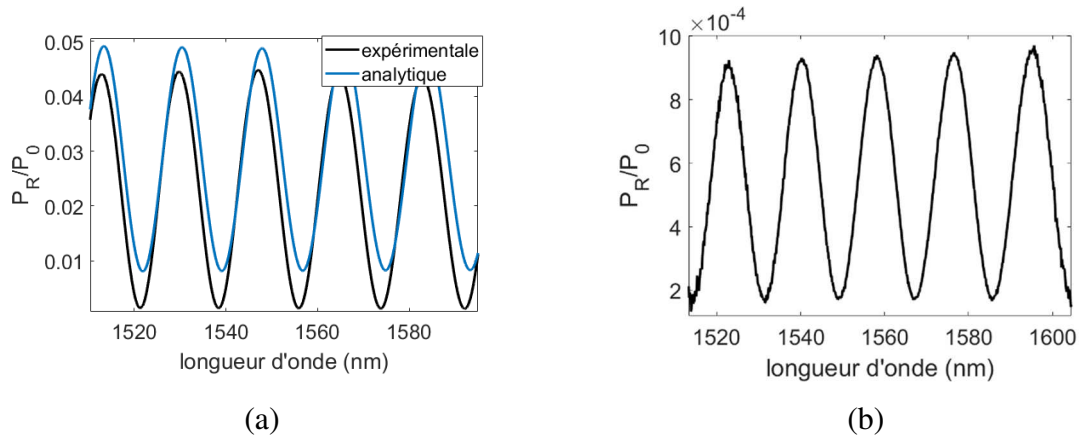


Figure I-23 : (a) Spectre en réflexion de la cavité Fabry-Pérot à miroirs plans-courbe expérimentale (noir) et courbe issue de la formule analytique des faisceaux gaussiens (cf. Équation I-30) (b) Spectre en réflexion de la cavité concentrique.

Ensuite, afin de mesurer la fraction de puissance transmise et réfléchi par la cavité Fabry-Pérot, un puissance-mètre à une longueur d'onde de résonance en réflexion de la cavité est utilisé (cf. Figure I-24). Les pertes induites par le passage de la lumière dans le circulateur sont soustraites aux valeurs de puissance mesurées au puissance mètre afin de ne considérer que les pertes intrinsèques à la cavité. Dans le cas de la cavité à miroir plan, les fractions de puissance transmise et réfléchi sont respectivement 59 % et 6,9 %. Les réflexions de Fresnel aux interfaces air-verre de la cavité (autour de 4 %) résultent en une faible fraction de lumière réfléchi par cette dernière. Dans le cas de la cavité concentrique, les fractions de puissance transmise et réfléchi sont respectivement 6,9 % et 1,5 %. Ainsi, la cavité concentrique résulte en des pertes plus élevées en comparaison de la cavité à miroirs plans.

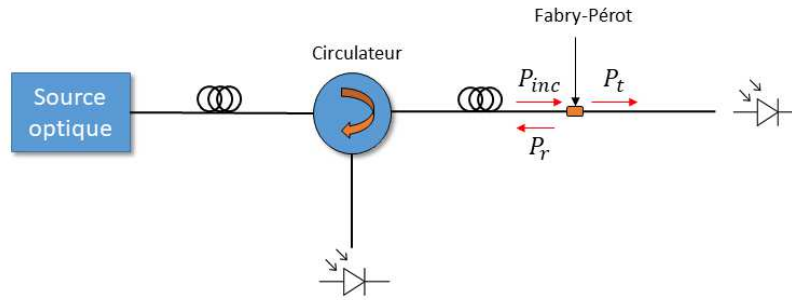


Figure I-24 : Schéma de principe du montage pour la mesure de puissance transmise et réfléchie par la cavité Fabry-Pérot.

I.2.6 Conclusions

La physique de la cavité interférométrique Fabry-Pérot peut être décrite par différents modèles présentant chacun des approximations propres. Le modèle gaussien permet une meilleure approximation de la physique lorsque l'on considère un faisceau issu d'une fibre optique monomode. Les caractéristiques relatives au dimensionnement de la cavité Fabry-Pérot telle que la longueur de la cavité auront une influence directe sur les caractéristiques du spectre d'interférences telles que le contraste ou l'Intervalle Spectral Libre. En conséquence, la méthode de démodulation sera à adapter afin de garantir un traitement optimal des données.

En outre, si l'on considère une cavité Fabry-Pérot au sein d'une fibre optique monomode, les pertes intrinsèques à la cavité et le couplage à la cavité seront dépendants de la structure même de cette dernière et auront une influence directe sur la qualité du spectre d'interférence et donc sur la mesure. Le rayon de courbure fini des miroirs de la cavité de type concentrique résulte en une diminution de la fraction de lumière réfléchie par la cavité, ce qui sera à prendre en compte lors de la conception du capteur, notamment dans la considération du type d'interrogateur utilisé (cf. Chapitre IV).

I.3 TRANSDUCTEUR INTERFEROMETRIQUE FABRY-PÉROT POUR

LA MESURE DE PRESSION HAUTES TEMPERATURE

Il s'agira dans cette section d'étudier la cavité interférométrique Fabry-Pérot fonctionnalisée afin de constituer l'élément sensible permettant la mesure de la grandeur physique considérée. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons uniquement à l'effet

de la pression et de la température sur le transducteur. Par la suite, nous considérons une cavité Fabry-Pérot d'air de longueur L au sein d'une fibre optique.

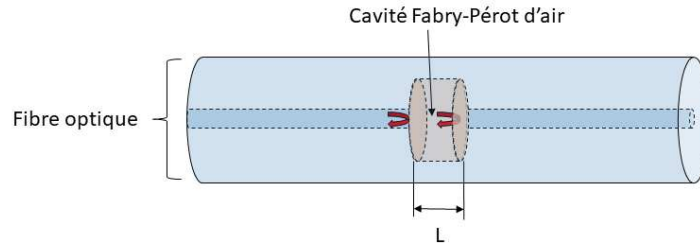


Figure I-25: Schéma de principe du transducteur à cavité Fabry-Pérot étudié.

Sous l'effet d'une perturbation extérieure (variation de température ou de pression), la longueur de la cavité Fabry-Pérot peut varier, ce qui résulte en un décalage du spectre d'interférences de la cavité. La mesure du décalage spectral peut s'effectuer en mesurant le décalage de la longueur d'onde au niveau d'un extremum (en général un minimum) du spectre optique. Le décalage spectral d'un pic à une longueur d'onde λ_m sous l'effet d'une variation de température ΔT , d'une variation de pression ΔP , peut se décomposer comme suit :

$$\Delta\lambda_m = S_t \Delta T + S_p \Delta P \quad \text{Équation I-34}$$

Avec S_t le coefficient de sensibilité thermique et S_p le coefficient de sensibilité à la pression. En fonction de la structure du transducteur Fabry-Pérot (cavité d'air, cavité de silice, cavité ouverte etc...), la sensibilité à la température et à la pression varie. Dans le cadre de cette thèse, nous considérons le cas d'une cavité interférométrique Fabry-Pérot d'air scellée, formée au sein de la fibre optique.

I.3.1 Sensibilité thermique

La cavité interférométrique Fabry-Pérot peut être définie en utilisant la théorie d'interférence à deux ondes (cf. Équation I-12). Dans ce cas, la différence de phase entre les faisceaux réfléchis par les deux miroirs de la cavité est $\phi = \frac{4\pi n_{air}L}{\lambda} + \pi$, où λ est la longueur d'onde, L la longueur de la cavité et n_{air} l'indice de réfraction de l'air. Les minima sur le spectre d'interférence sont tels que $\phi = \pi + 2\pi m$ (avec m un entier positif), i.e. des longueurs d'onde satisfaisant la condition :

$$\lambda_m = \frac{2n_{air}L}{m} \quad \text{Équation I-35}$$

Le coefficient de sensibilité thermique S_T est défini comme la variation de la longueur d'onde correspondant à un minimum du spectre d'interférence sous l'effet d'une variation de température telle que :

$$S_T = \frac{\Delta \lambda_m}{\Delta T} \quad \text{Équation I-36}$$

En utilisant l'Équation I-35 et l'Équation I-36, il vient :

$$S_T = \lambda_m \left(\frac{1}{n_{air}} \frac{\Delta n_{air}}{\Delta T} + \frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T} \right) \quad \text{Équation I-37}$$

Le premier terme de l'équation décrit l'influence de la température sur la variation de l'indice de réfraction de l'air au sein de la cavité. L'indice de réfraction de l'air dépend des conditions de température et de pression tel que [29]:

$$n_{air} = 1 + a \frac{P}{T} \quad \text{Équation I-38}$$

Avec a une constante caractérisant les propriétés optiques du gaz et stable aux hautes températures. En outre, la cavité d'air étant scellée, l'augmentation de la température induit une augmentation de la pression au sein de la cavité. En approchant l'air d'un gaz parfait et en considérant la transformation isochore (à volume constant), l'indice de réfraction dans la cavité scellée peut être considéré comme indépendant de la température. L'Équation I-37 devient donc:

$$S_T = \lambda_m \left(\frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T} \right) \quad \text{Équation I-39}$$

Le terme $\frac{\Delta L}{\Delta T}$ correspond à la variation de la longueur de la cavité d'air ΔL sous l'effet d'une variation de température ΔT . Cette variation de longueur est la conséquence de deux phénomènes : le phénomène d'expansion thermique de la silice, caractérisé par le coefficient d'expansion thermique $\alpha_{silice} = 0,54 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ ainsi que des effets liés à la dilation de l'air et l'augmentation de la pression au sein de la cavité Fabry-Pérot qu'elle induit.

La variation de longueur résultant de l'expansion thermique de la silice est telle que :

$$\left(\frac{\Delta L}{\Delta T} \right)_{silice} = \alpha_{silice} L \quad \text{Équation I-40}$$

A titre d'exemple et dans le cadre de cette thèse, nous considérons le cas où le transducteur a subi une variation de température allant de la température ambiante (25 °C) à 900 °C. En considérant une cavité de longueur initiale de 70 μm , nous pouvons à l'aide de l'Équation I-40

déterminer que la variation de longueur induite par une telle variation de température est de seulement ~34 nm.

Le second effet fait référence à la variation de la longueur de la cavité sous l'effet de la pression exercée par l'air induite par une augmentation de température. En considérant un état initial de température et de pression T_1 et P_1 et un état final de température et de pression T_2 et P_2 au sein de la cavité d'air (pouvant être considéré comme un gaz parfait) et en considérant la transformation quasi isochore, la loi de Gay-Lussac nous permet d'écrire la relation suivante:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{Équation I-41}$$

En supposant que la pression initiale au sein de la cavité d'air correspond à la pression atmosphérique (~1 bar) et que la température initiale au sein de la cavité correspond à la température ambiante, en utilisant l'Équation I-41, la pression du gaz au sein de la cavité à une température de 900 °C est d'environ 4 bars. En effectuant une simulation *via* Comsol Multiphysics, la variation de longueur correspondante est déterminée à environ 600 pm dans le cas où l'on considère une cavité d'air de longueur initiale de 70 μm .

Ainsi, en vue de la faible variation de longueur de cavité induite par la dilatation du gaz en comparaison des effets d'expansion thermique de la silice, nous négligerons les effets de dilatation du gaz.

Finalement, l'Équation I-39 peut se simplifier comme suit :

$$S_T \approx \lambda_m \alpha_{\text{silice}} \approx 0,54 \cdot 10^{-6} \lambda_m \quad \text{Équation I-42}$$

En considérant une longueur d'onde de mesure de 1,5 μm , la sensibilité en température est d'environ 0,8 pm/°C.

Dans le cadre d'une application visant à réaliser un capteur d'extrémité, le capteur considéré est basé sur une cavité Fabry-Pérot avec une membrane en silice constituant l'élément sensible à la pression (*cf.* Figure I-27). Le spectre en réflexion résulte ainsi de la contribution de la cavité d'air ainsi que de la cavité en silice formée par le second miroir (interface air/silice) de la cavité d'air et par l'extrémité de la fibre (interface silice/air) (*cf.* Figure I-26). Il faudra donc prendre en compte les effets d'expansion thermique et thermo optique de la silice dans le cas de la cavité de silice en plus des effets liés à l'expansion thermique de la cavité d'air.

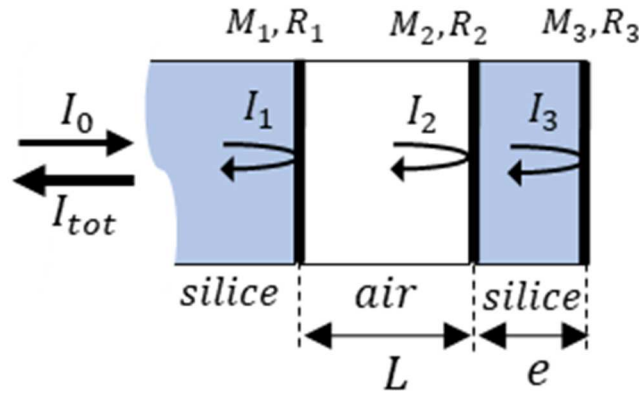


Figure I-26 : Schéma de principe de l'interférence à trois ondes

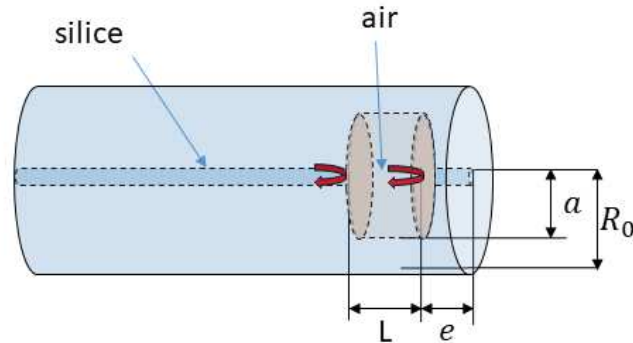


Figure I-27 : Schéma de principe de la cavité Fabry-Pérot de longueur L avec une membrane de silice d'épaisseur e . R_0 correspond au rayon de la fibre optique.

I.3.1 Sensibilité à la pression

La sensibilité en pression d'une cavité Fabry-Pérot d'air peut être exprimée en se basant sur l'Équation I-35 et l'Équation I-36 telle que :

$$S_P = \lambda_m \left(\frac{1}{n_{air}} \frac{\Delta n_{air}}{\Delta P} + \frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta P} \right) \quad \text{Équation I-43}$$

La cavité Fabry-Pérot étant considérée comme hermétique, la variation de l'indice de réfraction de la cavité d'air est considérée comme indépendant de la pression extérieure. Ainsi, le premier terme de l'Équation I-43 est considéré comme nul.

En considérant un transducteur constitué d'une cavité Fabry-Pérot d'air et d'une membrane circulaire et uniforme d'épaisseur e et de rayon effectif a constituant l'élément sensible à la pression (cf. Figure I-28), la déflexion centrale (ou « flèche ») $y_{flexion}$, de cette membrane sous l'effet d'une différence de pression ΔP entre les deux faces de la membrane peut être exprimée comme suit [30]:

$$y_{flexion} = \frac{3(1 - \nu^2)a^4}{16 E e^3} \Delta P \quad \text{Équation I-44}$$

Avec ν , le coefficient de Poisson ($\nu_{silice}=0,17$) de la silice et E le module d'Young de la silice ($E = 73 \text{ GPa}$). La variation de la longueur ΔL de la cavité se traduit par un décalage en longueur d'onde sur la réponse spectrale du Fabry-Pérot. En utilisant la relation entre la variation de la longueur de cavité ΔL et le décalage spectral $\Delta \lambda_m$ du spectre optique de la cavité Fabry-Pérot [31] et l'Équation I-44, la variation de longueur de cavité induite par une différence de pression $\Delta P = P_{ext} - P_{int}$ (cf. Figure I-28) est telle que :

$$\frac{\Delta \lambda_m}{\lambda_m} = \frac{\Delta L}{L} \approx - \frac{3(1 - \nu^2)a^4}{16 E e^3 L} \Delta P \quad \text{Équation I-45}$$

Avec L et λ_m respectivement la longueur initiale (à pression atmosphérique) de la cavité Fabry-Pérot et la longueur d'onde initiale (à pression atmosphérique) du pic de mesure du spectre (choisi comme étant un des minima du spectre). Précisons que le signe « - » de l'équation s'explique par le fait que lorsque $P_{ext} > P_{int}$, la longueur de la cavité diminue ($\Delta L < 0$) résultant en un décalage vers les basses longueurs d'ondes du pic choisi comme référence. Il est à noter que le signe « - » de l'équation n'est généralement pas pris en compte dans la littérature [32].

Ainsi, la sensibilité en pression du capteur, définie comme étant le décalage spectral du spectre en réflexion induit par une variation de pression est définie comme étant :

$$S_P = \frac{\Delta \lambda_m}{\Delta P} \approx - \frac{3(1 - \nu^2)a^4}{16 E e^3} \frac{\lambda_m}{L} \quad \text{Équation I-46}$$

A titre d'exemple, en considérant une cavité Fabry-Pérot de longueur de $70 \mu\text{m}$ avec un rayon et une épaisseur de membrane de $35 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ respectivement, la sensibilité en pression du transducteur est d'environ $8,3 \text{ pm/bar}$.

Il est à noter que cette formule n'est qu'une approximation et ne prend pas en compte tous les effets tels que la composante « radiale » de la pression appliquée au niveau des parois de la cavité (cf. Chapitre II). De plus, cette formule ne tient pas compte des aspects « structurels » du transducteur tels que la géométrie de la cavité Fabry-Pérot. Tous ces aspects seront détaillés dans le Chapitre II.

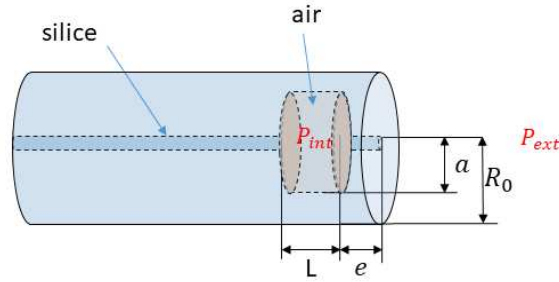


Figure I-28 : Schéma de principe du transducteur à cavité interférométrique Fabry-Pérot. Cas d'un transducteur avec une membrane en silice. R_0 correspond au rayon de la fibre optique.

I.3.2 Application des cavités interférométriques Fabry-Pérot pour la mesure de pression

Les capteurs basés sur des cavités Fabry-Pérot constituent une des solutions les plus répandues pour la mesure de pression. L'interféromètre de Fabry-Pérot est constitué d'une cavité formée de deux surfaces réfléchissantes et parallèles espacées d'une certaine distance dans la fibre optique (cf. Figure I-29). En général, la face de sortie de la fibre constitue le deuxième miroir ce qui permet d'exploiter le capteur en réflexion, facilitant ainsi l'accessibilité du point de mesure. La mesure se fait par l'analyse du spectre d'interférence formé par l'interférence des faisceaux réfléchis sur les deux faces de la cavité. Dans ce cas de figure, le déphasage entre les faisceaux réfléchis par les deux miroirs de la cavité est défini comme :

$$\phi = \frac{4\pi n_c L}{\lambda} + \pi$$
, où λ est la longueur d'onde, L la longueur de la cavité et n_c l'indice de réfraction de la cavité. Cette analyse permet d'en déduire la déformation induite sur la cavité par le mesurande d'intérêt (pression, température...). Comme pour les transducteurs décrits précédemment, il s'agit d'une mesure indirecte, ainsi le capteur doit être étalonné et doit être capable de discriminer chaque grandeur physique pour remonter sans ambiguïté à la grandeur à mesurer. Ce capteur a pour avantage de reposer sur un principe simple, notamment dans sa conception, tout en garantissant une bonne sensibilité et une fiabilité dans la mesure.

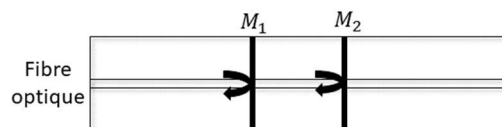


Figure I-29: interféromètre Fabry-Pérot formé par deux surfaces réfléchissantes le long de la fibre.

Les capteurs de type Fabry-Pérot peuvent être divisés en deux types : les capteurs dit extrinsèques et intrinsèques. Dans le premier cas, le capteur comporte généralement une membrane ajoutée en extrémité de fibre afin de former la cavité. A contrario, l'interféromètre de Fabry-Pérot intrinsèque aura ses miroirs formés au sein de la fibre optique. Les capteurs extrinsèques auront l'avantage d'avoir une bonne sensibilité. Néanmoins, comparé aux capteurs intrinsèques, l'inconvénient réside dans la difficulté d'alignement des miroirs, ce qui résulte en une faible efficacité de couplage. De plus, la fiabilité mécanique de la membrane et son herméticité est souvent remise en cause de par le procédé utilisé pour coller cette dernière sur la fibre optique. L'épaisseur de la membrane du capteur extrinsèque est un paramètre important à prendre en compte dans l'optimisation de la sensibilité et en particulier pour assurer une robustesse aux hautes pressions.

(a) Capteur interférométrique Fabry-Pérot extrinsèque

En 2019, Yinggang Liu *et al.* proposent un capteur extrinsèque de pression et température [33]. Ce capteur est composé d'un interféromètre de Fabry-Pérot (FP) hémisphérique formé en bout de fibre couplé avec un réseau de Bragg. Le processus de fabrication est illustré sur la Figure I-30. Le réseau de Bragg est inscrit avec un laser à excimère émettant à 193 nm et au sein d'une fibre monomode standard (SMF1). Le réseau inscrit a une longueur de 15 mm et une réflectivité de 60 %. Ensuite, la fibre est clivée à l'aide d'une cliveuse manuelle près du FBG. Une autre fibre SMF2 est clivée et immergée dans une résine polymérisant aux UV à son extrémité. Les deux fibres sont ensuite positionnées dans une soudeuse à fibres optiques puis les deux extrémités de la fibre optique sont mises en contact. Lorsque la colle UV a bien encapsulé l'extrémité de la fibre SMF1, la fibre SMF2 est retirée. Une goutte de colle est formée en extrémité de fibre optique SMF1 qui après réticulation sous lumière UV crée une cavité hémisphérique solide. La longueur de la cavité obtenue est de 48 μm . Il est à noter la très bonne visibilité des franges d'interférences issues de la cavité Fabry-Pérot passant d'environ 5 dB à 17 dB suite à la polymérisation de la colle induisant un changement d'indice. Le capteur obtenu permet la mesure simultanée de pression (FP) et de température (RdB).

Des tests de caractérisation en pression sont effectués à température constante de 25 °C à des pressions allant de 0,1 MPa à 0,7 MPa (par pas de 0,1 MPa). La sensibilité en pression est de 24,99 nm/MPa avec une résolution de 0,730 kPa. Le capteur est également testé en température jusque 110°C et la cavité Fabry-Pérot démontre une sensibilité maximum de 223,4

pm/°C tandis que la sensibilité du réseau de Bragg est de 11,6 pm/°C (proche de la valeur déterminée dans la section I.1.3(c)(i)) avec une résolution de 0,086 °C. Il est à noter une baisse de contraste de 10 dB du spectre Fabry-Pérot suite au test thermique pouvant traduire un manque de stabilité de la cavité à la température. Etant donné les hautes sensibilités en température et en pression par rapport aux capteurs existants, ce capteur offre une solution prometteuse de mesure simultanée de pression et de température. Cependant, en vue du matériau utilisé (de type polymère), la tenue aux hautes températures semble limitée et n'est d'ailleurs pas étudiée dans cet article.

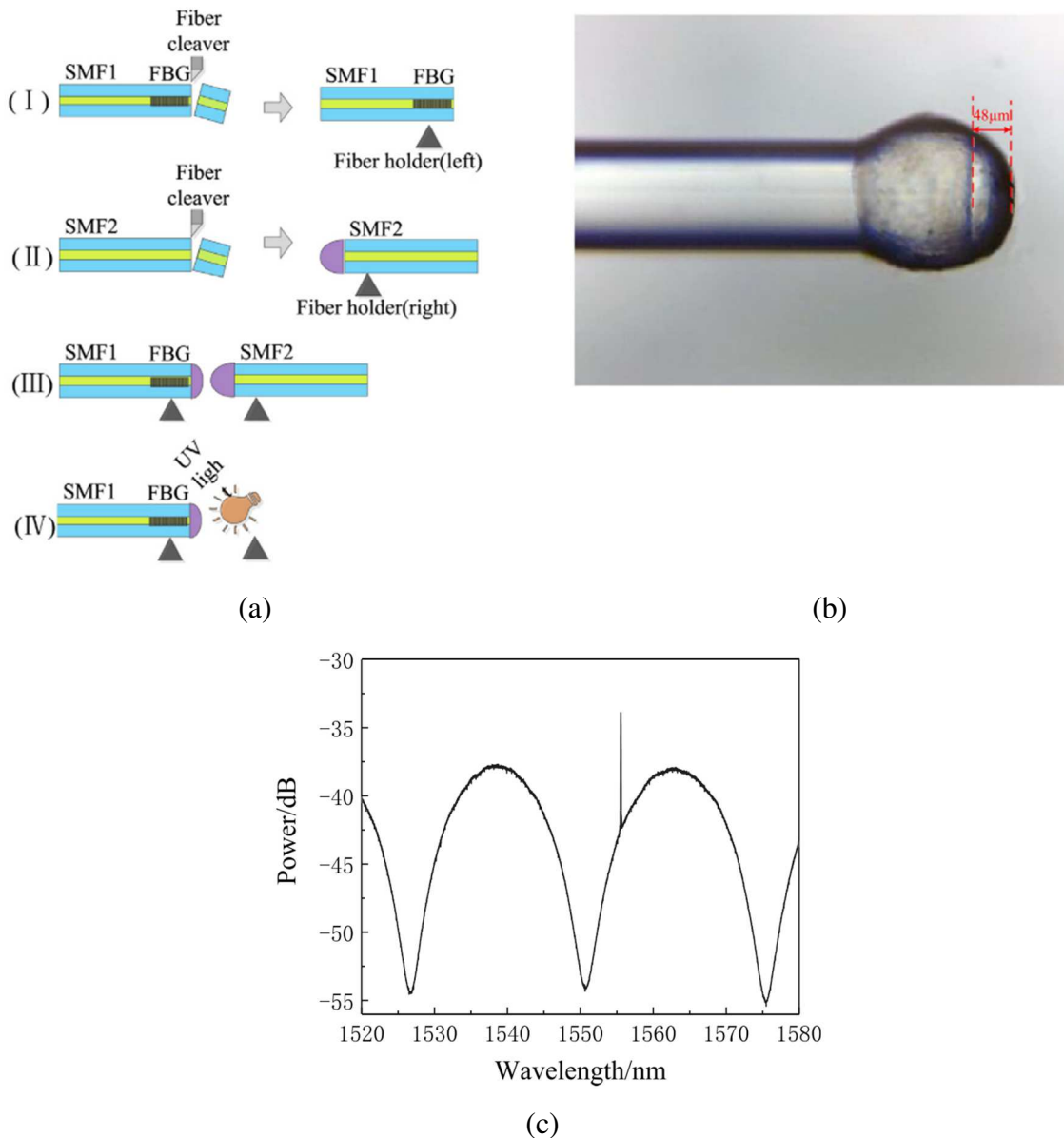


Figure I-30 : Procédé de fabrication du capteur, image du capteur au microscope et spectre en réflexion du capteur [33].

Parmi les exemples de capteurs de pression à membrane, Jun Ma *et al.* proposent en 2012 un capteur constitué d'une membrane en graphène [34]. En effet, le graphène faisant partie des matériaux les plus fins au monde (épaisseur inférieure au nanomètre), il offre également une résistance mécanique élevée. La cavité Fabry-Pérot est obtenue en soudant une fibre SMF standard à un capillaire en silice de diamètre intérieur 25 μm . Le capillaire est ensuite coupé à une dizaine de micromètres de la soudure. La cavité ouverte ainsi obtenue est ensuite scellée par un film en graphène de 0,71 nm d'épaisseur environ, faisant office de membrane pour la mesure de pression. La longueur de la cavité Fabry-Pérot mesurée est de 21 μm (*cf.* Figure I-31). La source utilisée est composée de 5 LEDs avec une longueur d'onde centrale comprise entre 1200 nm et 1700 nm. Le capteur est testé à des pressions allant jusqu'à 100 kPa. La sensibilité en pression obtenue est de 39 nm/MPa. Néanmoins, il a été remarqué durant le test que la membrane n'était pas hermétique, ainsi la caractérisation du capteur sous l'effet de la pression statique ne peut pas être faite en continu sous peine d'avoir des erreurs de mesures. Il est nécessaire d'avoir un temps de remise à l'équilibre de la membrane lors de sa dépressurisation. Ce capteur a pour avantage d'être compact et offre une très bonne sensibilité, néanmoins sa robustesse, notamment à haute pression, reste à investiguer.

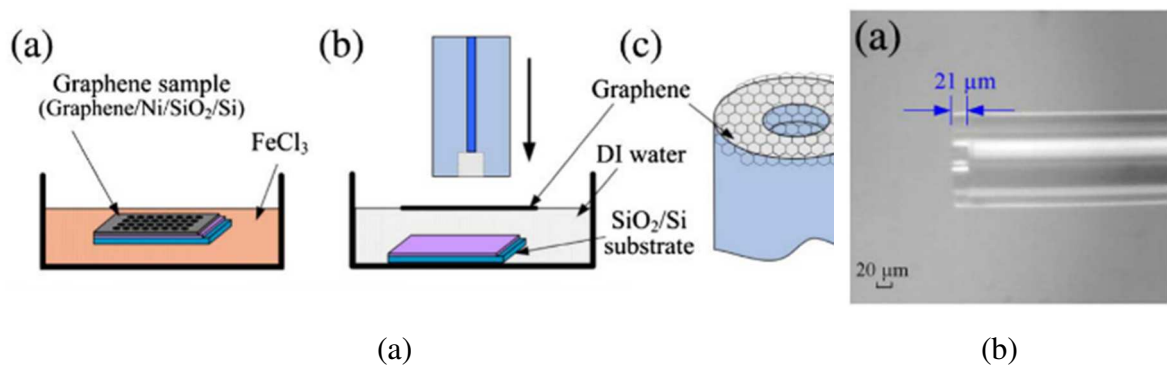


Figure I-31 : (a) Processus de fabrication de la microcavité avec membrane en graphène. (b) image au microscope du capteur.

Un autre type de capteur extrinsèque a été développé par Xinlei Zhou *et al.* en 2019 pour des applications dans le domaine de l'industrie pétrolière dans des environnements sévères en pression et température (surveillance de forage par exemple) [35]. La structure du capteur est décrite sur la Figure I-32. La cavité Fabry-Pérot est formée en insérant deux fibres optiques clivées dans un capillaire d'alignement en silice. Les fibres et le capillaire sont soudés à l'aide d'un laser CO₂. Afin d'assurer une stabilité à long terme du capteur lorsque soumis à des conditions sévères de pression et de températures, un revêtement en carbone est appliqué sur le capillaire. En effet, le film de carbone a de bonnes propriétés hermétiques et permet ainsi de

protéger le capteur de dommages mécaniques et de la corrosion. Dans cette étude, le dépôt du revêtement se fait par dépôt chimique en phase vapeur au laser (technique dite « LCVD » -cf. Figure I-32). Un laser CO₂ pulsé de 60 W émettant à une longueur d'onde de 10,6 μm est utilisé afin d'induire une modification locale de la température sur la surface du capteur. Un flux de gaz d'hydrocarbure est ensuite envoyé dans la chambre du réacteur où se trouve le capteur tout en contrôlant le flux et amenant à la formation d'une couche de carbone. Les performances du capteur ont été testées lorsque soumis à des températures atteignant 300°C et à des pressions maximales de 72 MPa. Des tests de stabilité du capteur ont été menés et les résultats démontrent une variation de la longueur de la cavité de seulement 10 nm sur 9 mois, ce qui prouve la stabilité à long terme du capteur à haute pression et température. Des tests de répétabilité démontrent une erreur de mesure de 0,05% F.S. (Full Scale) pour une dynamique de mesure de 2400 nm (variation de la longueur de la cavité) et une précision de mesure de 0,05% F.S. La sensibilité du capteur à la pression est d'environ 80 nm/MPa. Ainsi, ce capteur démontre une forte robustesse et une bonne fiabilité de mesure en environnement sévère.

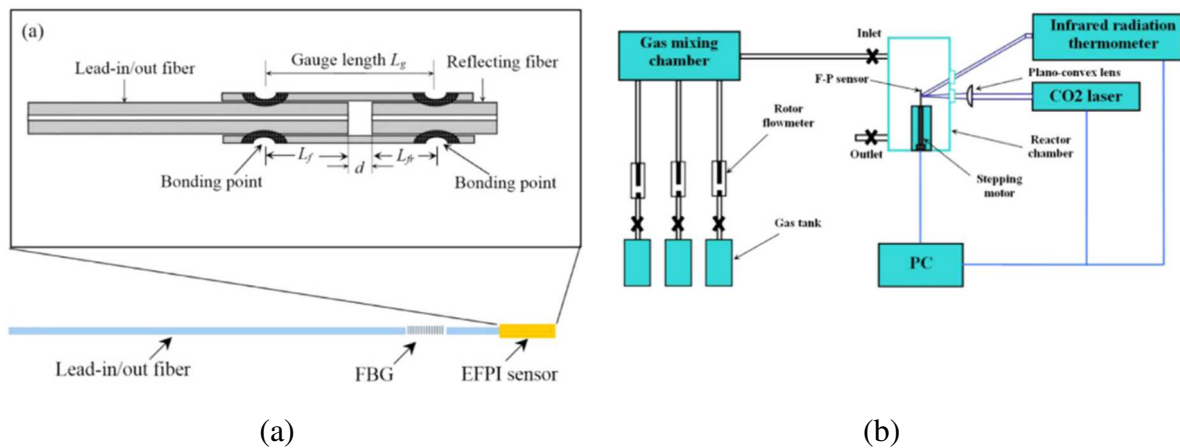


Figure I-32: (a) Schéma de principe du capteur de pression [35]. (b) Schéma de principe de la méthode de dépôt chimique en phase vapeur au laser (LCVD)

Une équipe de l'université de Shanghai propose en 2020 un capteur de pression basé sur une cavité Fabry-Pérot ouverte créée par impression 3D utilisant la technique de polymérisation à deux photons [36]. Cette technique permet une impression d'une extrême précision, atteignant une résolution inférieure au micron. La mesure de pression s'effectue par la mesure de l'indice de réfraction de l'air entrant dans la cavité. La structure du capteur est décrite sur la Figure I-33. Une cavité Fabry-Pérot d'air est formée en utilisant un système d'impression 3D par inscription directe au laser (Photonic Professional 3D DLW – Nanoscribe). Un objectif à immersion de grossissement x63 sur lequel est appliquée une résine photosensible (IP-DIP – Nanoscribe) est mis en contact avec l'extrémité d'une fibre monomode. Un faisceau laser est ensuite focalisé

sur le bout de fibre. L'impression par polymérisation à deux photons repose sur le principe d'absorption de deux photons par une résine photosensible (monomère) dans un très petit volume appelé « voxel », au point focal du laser. Une réaction chimique est alors enclenchée et le monomère liquide polymérise et devient solide. L'inscription débute dans la fibre à 10 μm de profondeur afin d'assurer une bonne adhésion entre la fibre et la structure créée ainsi que pour pallier aux difficultés de positionnement sur la face de la fibre. Deux cavités de longueur 140 μm et 90 μm sont créées. La structure créée par impression 3D a un diamètre de 100 μm et la membrane en fin de cavité a une épaisseur de 5 μm . Le processus d'impression dure moins d'une heure. La Figure I-34 montre une image au microscope optique de la cavité Fabry-Pérot de longueur 140 μm obtenue par impression 3D. La Figure I-34(a) met en évidence la membrane ayant une épaisseur de 5 μm . Au vue de la faible épaisseur de la membrane, les réflexions liées à la cavité formée par les interfaces air/membrane et membrane/air peuvent être négligées. Les deux capteurs sont testés à des pressions allant de 0 MPa à 1 MPa à température ambiante. La sensibilité à la pression pour la cavité de 140 μm est de 3,956 nm/MPa et de 4,007 nm/MPa pour la cavité de 90 μm , ce qui vérifie la sensibilité théorique calculée par les auteurs, étant de 4,02 nm/MPa. La réponse du capteur à la température est ensuite évaluée dans une gamme de température allant de 20 °C à 70 °C. La sensibilité obtenue est de 160,2 pm/°C pour la cavité de 140 μm et de 156 pm/°C pour la cavité de 90 μm . Etant donnée la sensibilité très élevée en température, il est nécessaire de pouvoir compenser l'influence de la température pour la mesure de la pression. L'utilisation d'un autre type de polymère ayant une faible sensibilité à la température peut être une solution afin de minimiser l'influence de la température. Si ce type de capteur ne permet pas la mesure de pression à hautes températures (résine ne résistant pas les hautes températures), il offre une solution prometteuse pour la création de cavité Fabry-Pérot de précision.

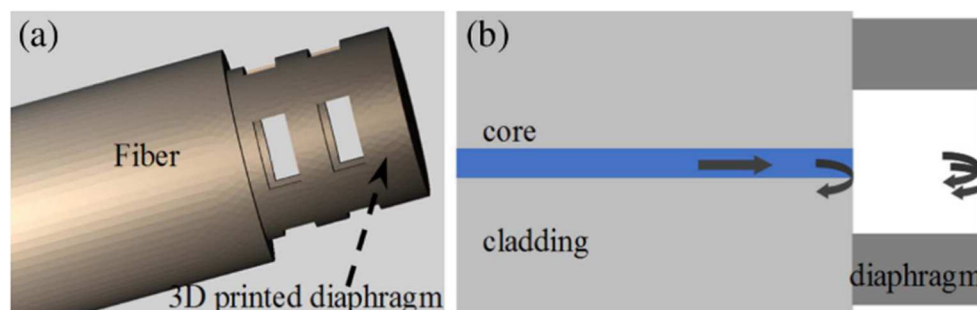


Figure I-33: Schéma de principe du capteur de pression (a) modèle du capteur (b) schéma de principe de la cavité d'air ouverte Fabry-Pérot [36].

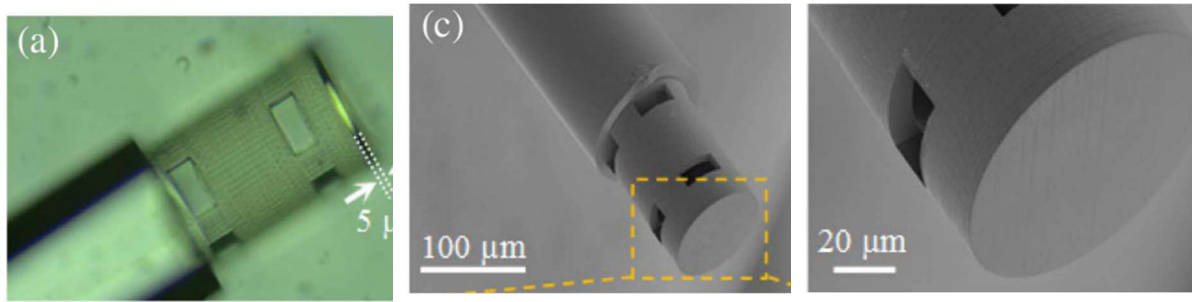


Figure I-34: Cavité Fabry-Pérot obtenue par impression 3D [36] (a) image au microscope de la cavité Fabry-Pérot. (b) et (c) image au microscope électronique à balayage de la cavité. [36]

De nombreux capteurs de pression disponibles dans le commerce offrent des solutions de mesure de pression pour diverses applications (génie civil, aérospatial, médicale...). OPSENS (Canada) commercialise des capteurs de pression pouvant répondre aux besoins de l'industrie du pétrole, de l'aérospatial ou encore du monitoring de structure. L'enjeu repose sur le design du capteur et en particulier de la membrane en extrémité de la structure servant de mesure de pression. Des matériaux tels que le saphir sont utilisés afin d'améliorer la tenue à hautes températures. A titre d'exemple, la société OPSENS propose un capteur de pression et de température (OPP-W) reposant sur une cavité Fabry-Pérot constitué d'une membrane en saphir. Ce capteur fonctionne sur une gamme de température comprise entre $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, avec une résolution de $0,7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Le capteur peut résister à des pressions jusque 50 bar, avec une résolution de 0,002% F.S.



Figure I-35 : Capteur de pression de chez OPSENS – référence OPP-W

La société Fiso Technologies, basée au Québec (Canada), propose également des capteurs de pression basés sur le même principe que les capteurs OPSENS ou OXSENSYS. Les différents modèles proposés seront principalement destinés à des applications dans le domaine du médical (FOP-M200, FOP-M260, FOP-MIV, FOP-F125)[37]. La structure de la cavité Fabry-Pérot est créée sur des wafers par photolithographie et assemblée en bout d'une fibre multimode. Comme présentée sur la Figure I-36, plusieurs modèles avec des diamètres différents allant de $550\text{ }\mu\text{m}$ (FOP-MIV) à $125\text{ }\mu\text{m}$ (FOP-F125) sont disponibles. Les membranes des capteurs sont en silicone, excepté pour le modèle FOP-125 possédant une membrane en

silice. De plus, dans le cas du capteur FOP-125, la cavité est directement fabriquée en bout de fibre optique. Les capteurs sont destinés à des températures allant de 15 °C à 45 °C et peuvent fonctionner sur une gamme en pression de [-300 mmHg; 300 mmHg] (300 mmHg~40kPa).

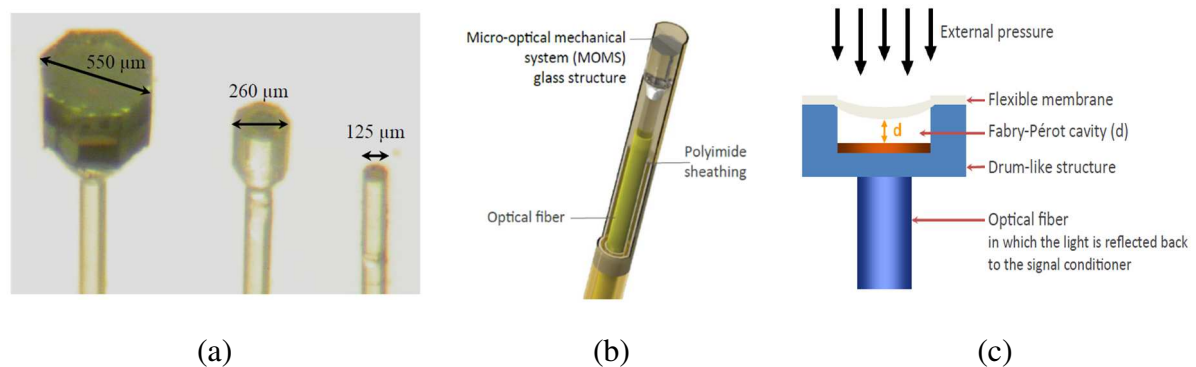


Figure I-36: Capteurs de pression proposés par la société Fiso Technologies. (a) Différents modèles de capteurs commercialisés. De gauche à droite : FOP-MIV, FOP-M260, FOP-F125. (b) Structure du capteur avec protection en polymide. (c) Schéma de principe du capteur.

(b) Capteur interférométrique Fabry-Pérot intrinsèque

La faible robustesse des capteurs extrinsèques sera un paramètre limitant pour de la mesure en environnement sévère. C'est pourquoi des solutions de capteurs basées sur des cavités intra fibres optiques sont proposées et promettent pour la plupart de bonnes performances en terme de fiabilité et de sensibilité de mesure dans des conditions de hautes pressions et températures [38].

Cavité Fabry-Pérot obtenue par soudage de fibres spéciales

La conception d'une cavité Fabry-Pérot nécessite d'avoir deux miroirs réfléchissants dans la fibre optique afin de pouvoir générer des interférences entre les deux faisceaux réfléchis. Nous avons vu dans la section précédente que la cavité était créée notamment par l'ajout d'une membrane en fin de fibre. L'inconvénient majeur de ce genre de capteur extrinsèque réside dans la difficulté de conception ainsi que dans sa relativement faible robustesse, notamment en terme d'herméticité.

Une autre manière de créer une cavité Fabry-Pérot est par l'association de différents types de fibres optiques, par exemple des fibres à cœur creux ou encore des fibres microstructurées. Les fibres microstructurées (ou encore fibres à cristaux photoniques), développées en 1996 par Knight *et al.* [39], sont fabriquées en entourant le cœur solide de la fibre avec un arrangement périodique de trous d'air tout le long de la fibre. L'avantage de ce

type de capteur réside dans la simplicité de conception, qui nécessite simplement un soudage entre les fibres optiques. La différence d'indice de réfraction entre les deux fibres optiques permettra de créer une réflexion de Fresnel aux interfaces.

L'indice de réfraction de l'air étant fortement sensible à la variation de pression dans le cas d'une cavité ouverte non hermétique, une solution est d'utiliser la cavité Fabry-Pérot afin de mesurer la variation d'indice de réfraction due à la pression. De plus, l'air étant faiblement sensible à la variation de température (coefficient thermo-optique d'environ $10^{-7}/^{\circ}\text{C}$), on peut négliger l'effet de la température sur l'indice de réfraction et créer un capteur de pression peu sensible à la température. Néanmoins, afin de minimiser la sensibilité croisée, une solution est de concevoir un capteur en associant deux Fabry-Pérot ou encore de créer un guide optique à réflexion anti résonnante (ARROW) permettant de s'affranchir de l'influence de la température.

Un premier exemple est donné par H. Gao *et al.* qui proposent en 2019 un capteur de pression et de température créé en soudant un capillaire à deux fibres monomodes en sandwich [40]. Il est à noter que l'auteur désigne le capillaire comme étant une fibre à cœur creux (ou « hollow core fiber » - HCF, en anglais), à ne pas confondre avec les fibres à cœur creux présentant une gaine structurée permettant un confinement efficace de la lumière par bandes interdites photoniques ou par couplages inhibés. La création d'un guide optique à réflexion anti résonnante (« ARROW », en anglais) permettra une mesure de température indépendamment de la mesure de pression. Une fibre SMF est tout d'abord clivée et soudée à un capillaire (d'épaisseur d'anneau $44\text{ }\mu\text{m}/128\text{ }\mu\text{m}$) à l'aide d'une soudeuse optique KL-300T, JILONG. Les paramètres de soudure sont choisis de sorte à éviter l'éclatement du cœur d'air de la fibre. Ensuite, la fibre est clivée à une distance l du point de soudure. Un micro canal de dimensions $40\times 20\times 10\text{ }\mu\text{m}$ est fabriqué au niveau de la gaine du capillaire à l'aide d'un laser FS afin de faciliter l'entrée et la sortie d'air. Enfin, la fibre est soudée à un autre segment de SMF clivée en angle afin de supprimer la réflexion en fin de fibre (*cf.* Figure I-37). Lorsque la longueur l du capillaire atteint une valeur critique, définie comme étant la longueur à laquelle le spectre anti résonnant apparaît, le spectre obtenu du capteur devient similaire à un spectre correspondant à deux cavités Fabry-Pérot en cascade [41]. Dans le cas du capillaire utilisé, la longueur critique est de $245\text{ }\mu\text{m}$ environ. A titre d'exemple, la Figure I-38 met en évidence la présence du spectre en réflexion correspondant à la cavité Fabry-Pérot et d'une enveloppe correspondant au ARROW. La variation d'épaisseur de l'anneau du capillaire ne dépend quasiment que de la température et est peu sensible à la pression. Ainsi, le guide d'onde ARROW sera utilisé pour calibrer la température. La cavité Fabry Pérot fera office de capteur

de pression principalement sensible à la variation d'indice de réfraction de l'air sous l'effet de la pression. Le capteur a été testé à des températures atteignant 1007°C. La sensibilité en température obtenue du ARROW est de 584 pm/°C. Le capteur a également été testé à des pressions allant de 0 à 5 MPa et possède une sensibilité en pression maximum de 3,884 nm/MPa à 37 °C et une résolution maximum de 0,51 kPa. Ainsi, ce type de capteur permet de discriminer la mesure de pression et de température, tout en offrant une robustesse aux températures élevées. Cependant, il ne sera pas adapté dans le cadre de mesure de pression en environnement aéronautique car sera sujet aux perturbations extérieures tels que diverses particules de gaz pouvant être présentes en zone moteur.

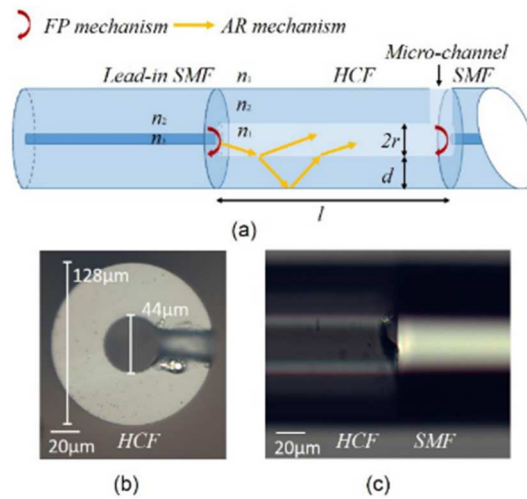


Figure I-37 : Schéma du capteur à guide optique anti résonnant[40]. (a) Schéma de principe (b)-(c) Vue de haut et de côté au microscope du capteur. FP : Fabry-Pérot, AR : Anti résonnant.

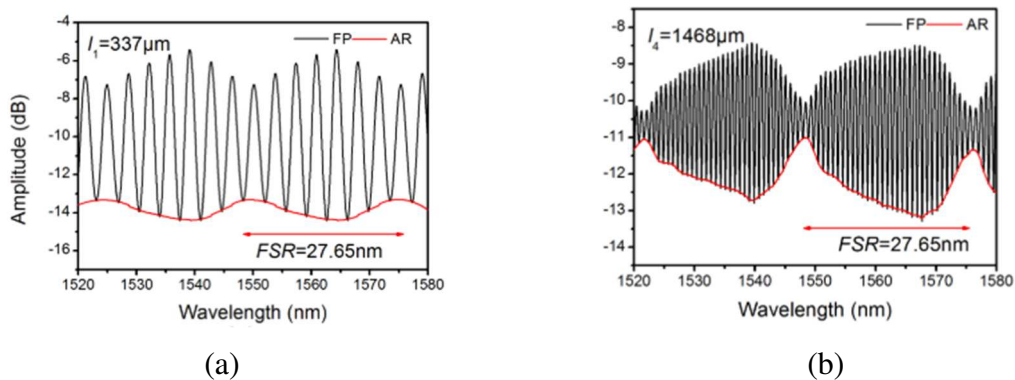


Figure I-38 : Spectre en réflexion du capteur pour différentes longueurs l de fibre HCF [40]. (a) $l_1=337\mu\text{m}$. (b) $l_4=1468\mu\text{m}$. FSR=Free Spectral Range (« Intervalle Spectral Libre » en français).

Basé sur le même principe, Haoyang *et al.* propose un capteur de pression et de température composé d'une cavité Fabry-Pérot et d'un guide à réflexion anti résonnant [42]. Le principe est basé sur le soudage d'un capillaire en silice de diamètre extérieur 125 μm à une fibre monomode. A la différence de H. Gao, l'entrée d'air est créée en soudant la deuxième extrémité de fibre à cœur creux à une autre section de fibre à cœur creux de diamètre intérieur 5 μm (*cf.* Figure I-39). Des tests en pression ont été effectués sur 3 prototypes de capteurs, en changeant le diamètre du cœur de la fibre à cœur creux servant de guide anti résonnant. Le diamètre intérieur de la fibre des 3 prototypes A, B et C est de respectivement 20 μm , 50 μm et 80 μm (*cf.* Figure I-40). La différence de spectre pour les différents prototypes réside dans la relation entre l'intervalle spectral libre (ISL) de l'enveloppe du spectre avec l'épaisseur d du capillaire de la fibre à cœur creux du guide d'onde anti résonnant:

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2d\sqrt{n_1^2 - n_{air}^2}}$$

Avec λ la longueur d'onde de la source optique, n_1 l'indice du capillaire de silice et n_{air} l'indice de l'air.

La visibilité de l'enveloppe et des franges d'interférences du Fabry-Pérot dépend de l'intervalle spectral libre et aura une influence sur les performances des différents capteurs.

Des tests en pression ont été effectués pour des pressions allant de 0,012 MPa à 2,7 MPa avec un pas de 0,3 MPa à température ambiante. La sensibilité maximale est obtenue avec le capteur de plus petit diamètre interne démontrant une sensibilité de 4,24 nm/MPa (obtenue avec la mesure des franges d'interférences correspondant à la cavité Fabry-Pérot). Les deux autres prototypes (B et C) démontrent des sensibilités à la pression de 4,16 nm/MPa et 4,28 nm/MPa. Les sensibilités obtenues pour les différents prototypes étant très similaires, on peut en déduire que leur performance en terme de sensibilité à la pression est indépendante de l'épaisseur du capillaire. La réponse des capteurs en température a également été testée à des températures allant de 30 °C à 300 °C avec un pas de 30 °C. La sensibilité en température est mesurée à partir de l'enveloppe du spectre correspondant au guide d'onde anti résonnant. La sensibilité en température obtenue est de 27,7 pm/°C, pour le prototype A, et de 29,3 pm/°C et 26,2 pm/°C respectivement pour les prototypes B et C. Le capteur a également été testé à des températures atteignant 900 °C démontrant sa résistance aux hautes températures. Ce capteur aura pour avantage d'avoir des performances peu dépendantes de l'épaisseur du capillaire du guide d'onde anti résonnant, ce qui permet un processus de fabrication plus fiable.

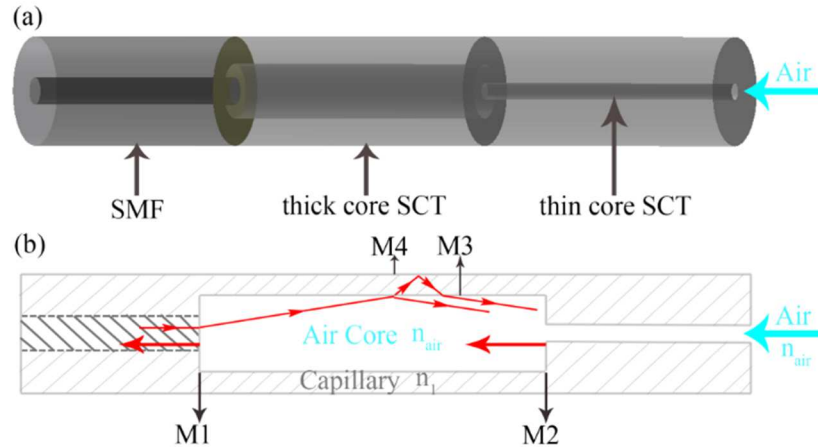


Figure I-39: Schéma du capteur avec capillaires en silice [42]. (a) schéma de principe du capteur de pression et de température basé sur une cavité Fabry-Pérot et un guide d'onde anti résonnant. (b) interférence du Fabry-Pérot et du guide d'onde anti résonnant.

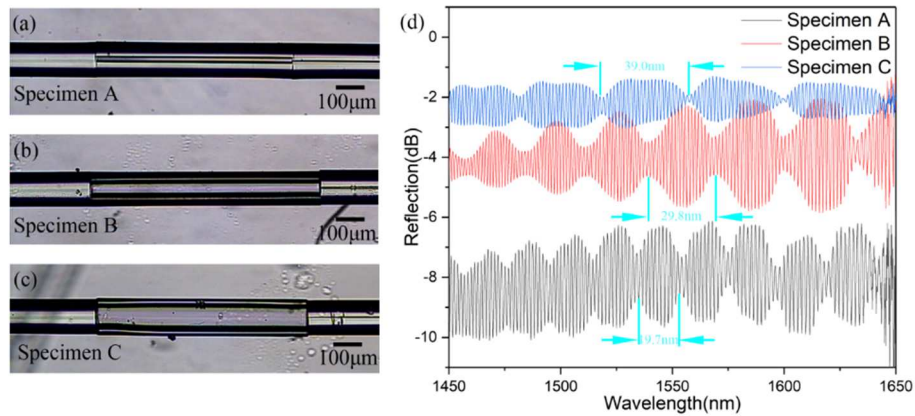


Figure I-40: (a)-(c) : image au microscope des 3 capteurs. (d) spectre en réflexion mesuré des prototypes dans des conditions normales de pression et température [42].

La performance d'un capteur de pression mesurant l'indice de réfraction est sensiblement liée à l'interaction entre le faisceau lumineux et le gaz. Pour cela, il est nécessaire de confiner la lumière dans le cœur d'air de la fibre de sorte à minimiser les pertes dans la gaine. Une solution est d'utiliser une fibre optique à cœur creux à bandes interdites photoniques (« Hollow Core Photonic Bandgap Fiber »- HC-PBF en anglais). La micro structuration de la gaine optique, formée par des trous d'air périodiques tout au long de la fibre permet ainsi de faibles pertes en transmission et un confinement optimal de la lumière et du gaz dans le cœur de la fibre.

Un exemple de capteur formé avec une fibre HC-PBF est donnée par Zhe Zhang *et al.* qui propose en 2018 un capteur de pression et de température à double cavité Fabry-Pérot[43]. Une première cavité est formée par soudage d'une fibre SMF à une fibre HC-PBF (NKT, HC-1550-2) en utilisant une soudeuse optique commerciale (Fujikura, FSM-60S). Le diamètre de

cœur intérieur et extérieur de la fibre HC-PBF utilisée est de 10,9 μm et 125 μm . Cette fibre est entourée d'une matrice de trou d'air de pas 3,8 μm . Ensuite, l'extrémité de fibre HC-PBF est clivée puis soudée à une fibre à cœur creux en silice pure de diamètre intérieur et extérieur 2 μm et 120 μm , formant la seconde cavité Fabry-Pérot (*cf.* Figure I-41). La longueur de la cavité 1 (HC-PBF) et de la cavité 2 est respectivement de 226 μm et 634 μm . La variation d'indice de réfraction dépendant fortement du changement de pression et non de la température, la cavité 1 fera office de capteur de pression. La cavité 2 étant fortement sensible à la variation de température (fort coefficient thermo-optique de la silice par rapport à celui de l'air), elle fera office de capteur de température. Le capteur est testé à des pressions allant de 0 à 10 MPa, avec un pas de 1 MPa. La sensibilité en pression obtenue est de 1,336 $\mu\text{m}/\text{MPa}$, ce qui est relativement élevé en comparaison des capteurs précédemment présentés. Des tests en température atteignant les 800 $^{\circ}\text{C}$ à pression ambiante ont été réalisés, démontrant une sensibilité de 17 nm/ $^{\circ}\text{C}$. La faible taille, robustesse et hautes performances de ce capteur font de lui une solution de capteur de pression prometteuse. Il est à noter que ce capteur étant basé sur une cavité ouverte, il ne sera pas adapté dans le cadre de mesure de pression en environnement aéronautique car sera sujet aux perturbations extérieures tels que diverses particules de gaz pouvant être présentes en zone moteur.

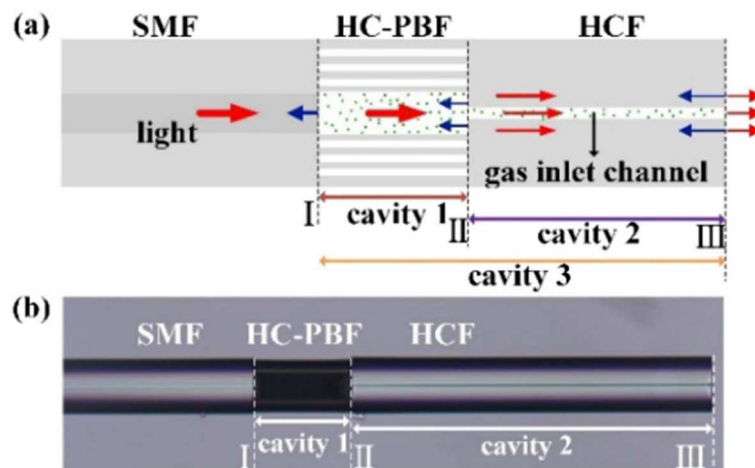


Figure I-41 : Schéma du capteur de pression proposé par Zhe Zhang et al. [43]. (a) Schéma de principe du capteur à double cavité Fabry-Pérot. (b) Vue de côté au microscope du capteur.

Dans une autre étude menée par Zhao, D *et al.*, on présente un capteur de pression et de température utilisant deux cavités FP de dimension réduite [44]. Ce capteur est créé par une soudure avec un décalage latéral. Tout d'abord, une fibre SMF est soudée à une autre avec un décalage latéral de 66 μm en utilisant une soudeuse optique. La stabilité structurelle est assurée

par une puissance d'arc de décharge de 6 bit, une durée de décharge de 800 ms et une longueur de recouvrement de 8 μm . Après clivage de la deuxième fibre, on soude celle-ci à une troisième fibre avec le même décalage latéral afin de créer une cavité ouverte. La cavité FP ouverte fera office de capteur de pression, mesurant la variation de l'indice de réfraction de l'air due à la pression. La mesure de température se fait par la cavité de silice ayant un fort coefficient thermo optique et coefficient d'expansion thermique. Le principe de démodulation est basé sur la mesure de la variation de la phase du signal correspondant à chaque cavité dans le domaine fréquentiel (cf. Figure I-42). Les mesures de pression sont faites de 0,2 à 1 MPa avec un pas de 0,1 MPa à une température de 25 °C. La sensibilité est de $-2,07 \text{ rad/MPa}$. Le capteur a été testé à des températures atteignant 800 °C et affiche une sensibilité de $-1,5 \times 10^{-2} \text{ rad/}^\circ\text{C}$. De plus, il n'est pas mention de variation de sensibilité en pression avec la température, qui doit fortement varier. En outre, ce type de capteur sera peu adapté pour les applications en environnement moteur car la structure sera mécaniquement peu robuste et sera sujet aux pollutions environnementales telle que des particules pouvant affecter la cavité Fabry-Pérot.

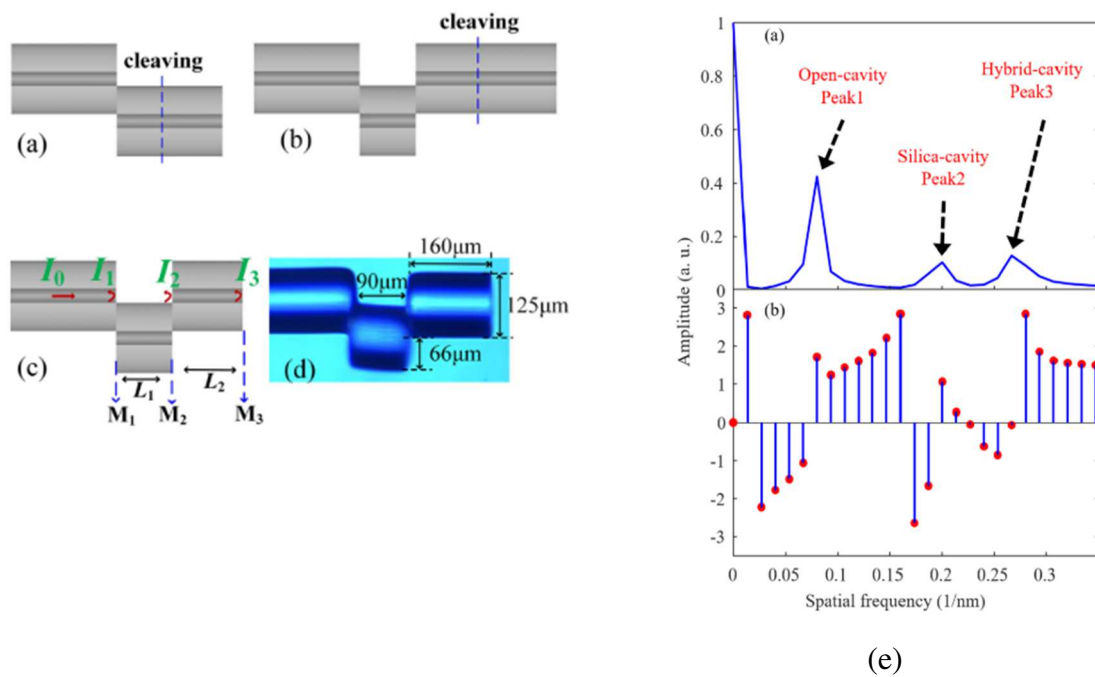


Figure I-42: (a)-(d) Processus de fabrication du capteur à double cavité FP. (e) Graphique représentant le principe de démodulation de phase [44].

Si les cavités Fabry-Pérot à faces planes parallèles sont les plus communément utilisées, les cavités confocales constituent une solution présentant des avantages. Dans cette configuration, les deux faces réfléchissantes possèdent un rayon de courbure identiques R égal

à la longueur de la cavité. Ce type de cavité permet d'obtenir des faisceaux les plus fins possibles et de minimiser les pertes dues à la diffraction du faisceau dans la cavité.

En 2018, Tingting *et al.* proposent un capteur de pression basé sur une cavité d'air confocale [24]. La cavité est obtenue par fusion d'une fibre SMF et d'une PCF (Fibre à Crystal Photonique) à cœur solide à l'aide d'une soudeuse optique. La soudure optique va collapser les microstructures de la fibre PCF sur une certaine longueur, ce qui permettra de créer la membrane. Puis, la PCF est clivée à 50 μm de la cavité puis polie afin de créer une membrane en silice. Le capteur comporte donc deux cavités: la cavité d'air et la cavité en silice (*cf.* Figure I-43(a)). Dans le but d'obtenir des franges d'interférence avec le meilleur contraste (et donc une meilleure précision de mesure) ainsi que de minimiser les pertes dues à la propagation dans la cavité, il est important que la longueur de la cavité d'air confocale d soit assez petite et que le rayon effectif c soit assez grand. Le contrôle de ces paramètres se fait en programmant les paramètres de la soudeuse optique. Le courant de décharge est de 7,5 mA, le temps de décharge est 650 ms et le nombre de décharges d'arc est de 8. Le contraste des franges d'interférences obtenues est de 30 dB (*cf.* Figure I-44(a)). Le capteur est testé à des pressions atteignant 1 MPa. La sensibilité du capteur obtenue est de 193 pm/MPa. Il est à noter que le capteur proposé par Tingting *et al.* a pour avantage une simplicité dans son processus de fabrication. Une discrimination pression/température reste cependant indispensable. F. C. Favero *et al.* de l'Université de Rio de Janeiro propose un capteur de déformation basé sur le même principe de soudage de fibre SMF et PCF pour créer une cavité sphéroïdale [31]. La différence réside dans le fait que le contrôle de la forme de la cavité se fait par la pression appliquée dans la fibre PCF lors du soudage des fibres [45]. Ainsi, ce paramètre supplémentaire de contrôle de forme de la cavité permet une meilleure optimisation du contraste (le contraste des franges obtenu est de 38 dB), comme le montre la Figure I-44(b).

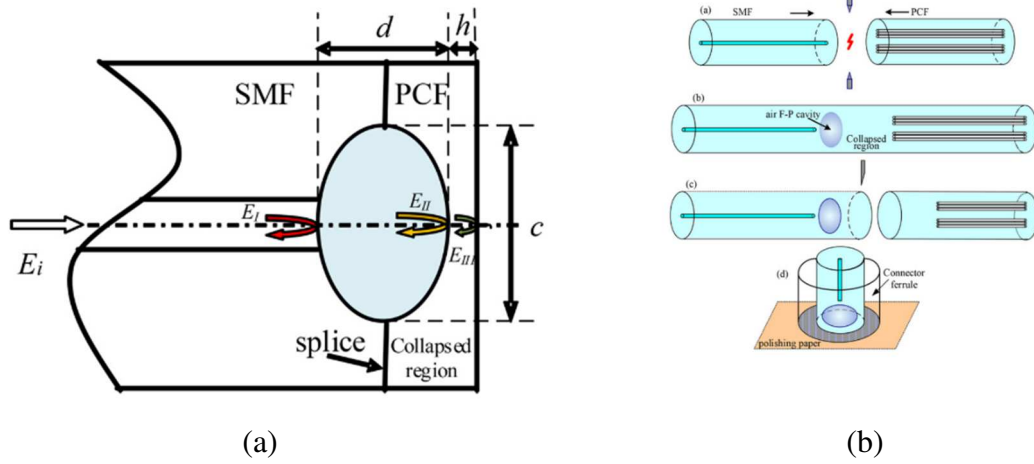


Figure I-43 (a) Schéma de principe de cavité d'air confocale (b) processus de fabrication [24].

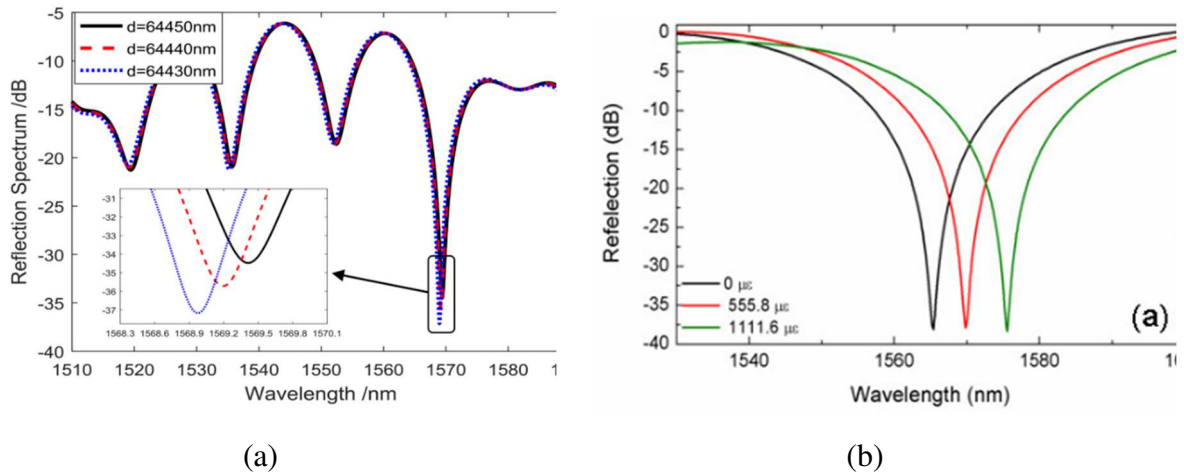


Figure I-44 : (a) Modélisation du spectre en réflexion de la cavité d'air confocale en fonction de la longueur d de la cavité [24]. (b) Spectre en réflexion du capteur de déformation à cavité d'air sphéroïdale (pour différentes valeurs de déformation relative) [31].

La société Technica propose également des capteurs de déformation et de pression pour des applications dans l'aérospatial ou la recherche. Le modèle TFP10 est un capteur composé d'une cavité Fabry-Pérot d'air [46]. La Figure I-45(a) présente une image de la structure du capteur comportant une cavité Fabry-Pérot à faces planes. Il est à noter qu'après analyse d'une cavité de chez Technica, nous avons remarqué une différence entre l'image fournie dans la documentation technique et celle observée au microscope (cf. Figure I-45 (b)). La cavité Fabry-Pérot est obtenue par soudage d'une fibre monomode à une fibre multimode. Nous pouvons supposer que l'une des extrémités de fibre optique a été travaillée de sorte à obtenir une bulle d'air lors du soudage des deux fibres optiques. La cavité obtenue est donc de forme elliptique et asymétrique, telle que l'on peut le voir sur la Figure I-45 (b). On peut observer que le rayon

de courbure du côté de la fibre monomode est plus important que du côté de la fibre multimode. La Figure I-45 (c) présente le spectre en réflexion du capteur, sur lequel on peut remarquer un contraste des franges proche de 20 dB. Ce contraste élevé peut être expliqué par la forme particulière de la cavité. Le capteur est destiné à des températures pouvant atteindre 700 °C et à des pressions allant de 1 MPa à 60 MPa. En vue de la structure du capteur, nous pouvons supposer que sa sensibilité à la pression doit être faible, du fait de l'absence d'une membrane servant à détecter la variation de pression.

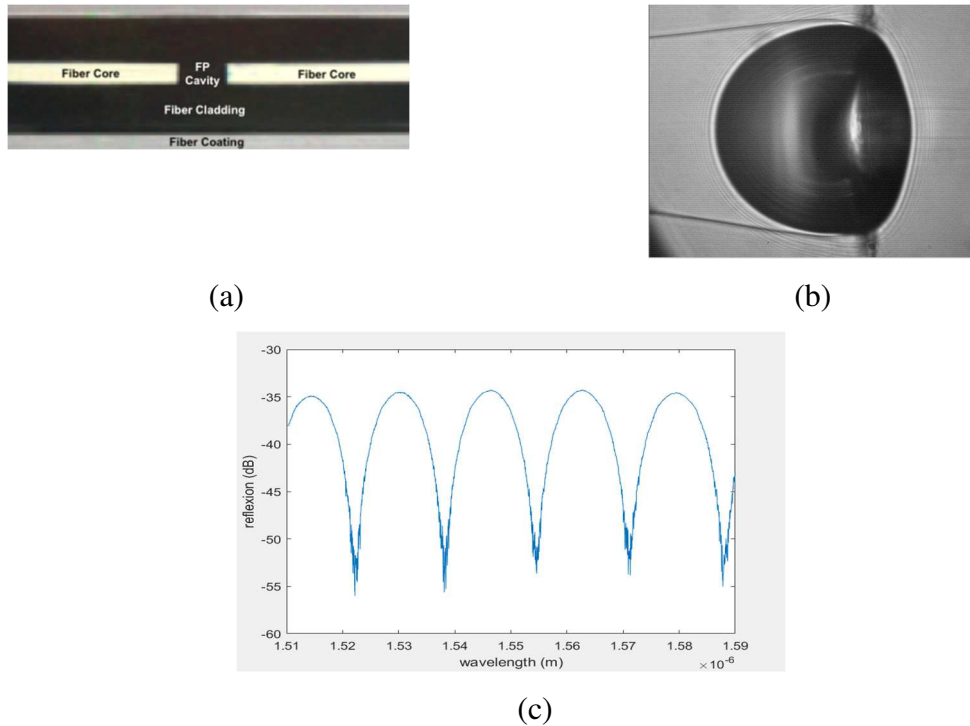


Figure I-45: (a) Image du capteur de pression à cavité Fabry-Pérot TFP10 proposé par la société Technica. (b) Image de la cavité Fabry-Pérot du capteur de pression Technica observée au microscope. (c) Spectre en réflexion du capteur.

Le Tableau 1 résume les performances des différents capteurs présentés dans la I.3.2(b).

Ref.	Méthode	Gamme de pression (MPa)	Sensibilité en pression (nm/MPa)	Résolution (kPa)	Gamme de température (°C)	Sensibilité en température (pm/°C)
[40]	ARROW SMF-HCF-SMF	[0 - 5]	3,884 (à 37 °C)	0,51	[0 - 1007]	584
[42]	ARROW SMF-SCT-SCT	[0,012 -2,7]	4,28	-	[30 - 300]	29,3
[43]	Double cavité Fabry-Pérot HC-PBF	[0 -10]	1336	-	[100 - 800]	17000
[44]	Double cavité Fabry-Pérot SMF avec décalage	[0,2-1]	-	-	[100-800]	-
[24]	Cavité confocale SMF-PCF	[0-1]	0,193	-	-	-
[46]	Capteur Technica	[1-60]	-	-	Jusque 700 °C	-

Tableau 1 : tableau récapitulatif des capteurs de pression intrinsèques. Les cases sont marquées « - » lorsqu'il n'y a pas d'informations sur la valeur associée.

Cavité Fabry-Pérot par usinage laser

Un enjeu primordial lors de la fabrication de capteur de pression interférométrique est la possibilité de limiter le temps et la difficulté de fabrication du dit capteur, tout en garantissant une certaine robustesse. Un besoin évident est la conception de capteurs miniatures, d'une taille de l'ordre du μm , pouvant être utilisés dans des espaces réduits. Le laser femtoseconde et le laser à excimère constituent de bons candidats de par leur puissance instantanée élevée permettant une ablation de matière localisée et précise au sein de la fibre optique ou la modification de l'indice de réfraction de la silice sans prétraitement et dopage.

A titre d'exemple, Liuchao Zhang *et al.* proposent un capteur de pression et de température à double cavité Fabry Pérot usiné au laser femtoseconde [38]. Le capteur est composé d'une fibre SMF, une fibre à cœur creux et une fibre sans cœur (*cf.* Figure I-46(a)). Le laser femtoseconde est un Spectra Physics. La longueur d'onde de travail, la durée d'un pulse et le taux de répétition sont respectivement de 800 nm, 35 fs et 1 kHz. L'énergie d'une impulsion est fixée à 0,3 μJ en utilisant des filtres à densité. En contrôlant un étage de translation, un micro trou d'air de dimension 20 μm x 20 μm x 5 μm est fabriqué au centre de

l'extrémité de fibre SMF (SMF1) ce qui constituera la première face réfléchissante de la cavité Fabry-Pérot (*cf.* Figure I-46(b)). Ensuite la SMF1 est soudée à une autre fibre SMF (SMF2). La SMF2 est clivée à une certaine distance du point de soudure. La fibre à cœur creux et la fibre sans cœur sont clivées puis soudées entre elles afin de former une cavité Fabry-Pérot d'air. La fibre sans cœur est clivée à 8 °C dans le but de réduire la réflexion de Fresnel. Un micro canal est usiné par laser femto seconde au niveau de la fibre à cœur creux, afin de créer une entrée d'air pour la mesure de pression (*cf.* Figure I-46(c)). La cavité d'air formée au niveau des fibres SMF fera office de capteur de température. L'indice de réfraction de l'air étant plus sensible à la pression, la cavité formée par la fibre à cœur creux fera office de capteur de pression.

Le capteur est testé à des températures allant de 40 °C à 1100 °C. Au préalable, le capteur est d'abord chauffé à 800 °C pendant 4h pour supprimer les tensions résiduelles. Il est ensuite refroidi naturellement à température ambiante. Il démontre une sensibilité en température de 29 nm/°C. Des tests en pression sont menés à des pressions allant de 0 à 10 MPa. La sensibilité maximale obtenue est de 1,465 $\mu\text{m}/\text{MPa}$ à 40 °C, ce qui fait partie des plus hautes sensibilités observées pour un capteur de pression de ce type. La sensibilité en pression diminue avec la température, pour atteindre une valeur de 300 nm/MPa au-delà de 100 °C, ce qui reste une valeur de sensibilité extrêmement élevée. Il est à noter que le montage expérimental ne permet pas des mesures à des pressions plus élevées, mais l'auteur affirme que le capteur peut en théorie mesurer de plus hautes pressions et températures. Si le capteur semble pouvoir résister à des températures et des pressions très élevés, le potentiel manque de résistance des soudures entre les fibres hétérogènes peut avoir un effet sur la robustesse du capteur et sa tenue mécanique.

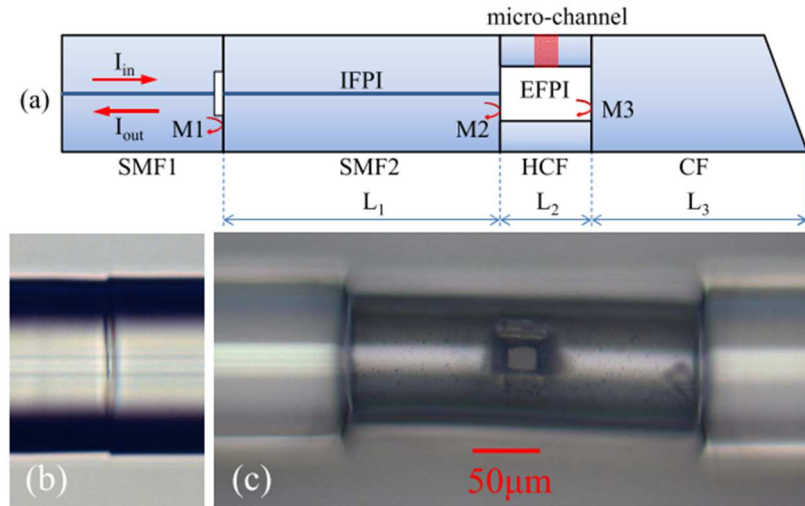


Figure I-46: Schéma et image du capteur à deux cavités FP. a) Schéma de principe [38]. b) image au microscope de la soudure entre SMF1 et SMF2. c) Image au microscope de la cavité d'air avec le micro canal.

En 2018, Yinggang Liu *et al.* proposent également un capteur de température et de pression composé de deux cavités Fabry-Pérot [47]. Une cavité d'air ouverte est formée par un laser à excimère émettant à 193 nm (CT-30A, Fujikura) d'énergie par impulsion, de taux de répétition et de durée de pulse respectivement 20 mJ, 50 Hz et 5-8 ns. Le faisceau laser passe à travers une fente rectangulaire avant de se focaliser sur la surface de la fibre. Pendant l'irradiation de la fibre (10 secondes), le faisceau laser se déplace dans la fibre afin de créer un micro trou avec la profondeur souhaitée. La cavité d'air mesure 40,5 μm . Ensuite, la fibre est clivée à 500 μm de la cavité d'air afin de former une deuxième cavité de silice. La mesure de pression se fera avec la cavité ouverte et la mesure de température s'effectue par la cavité de silice.

Des tests en température sont effectués dans la gamme de température [25 °C ; 300 °C], démontrant une sensibilité en température de 10 pm/°C. L'erreur de mesure moyenne calculée est de 0,67 °C. Les tests en pression allant de 0,1 MPa à 0,8 MPa sont menés, et la sensibilité en pression mesurée est de 4,1 nm/MPa avec une erreur de mesure moyenne de 0,0167 MPa.

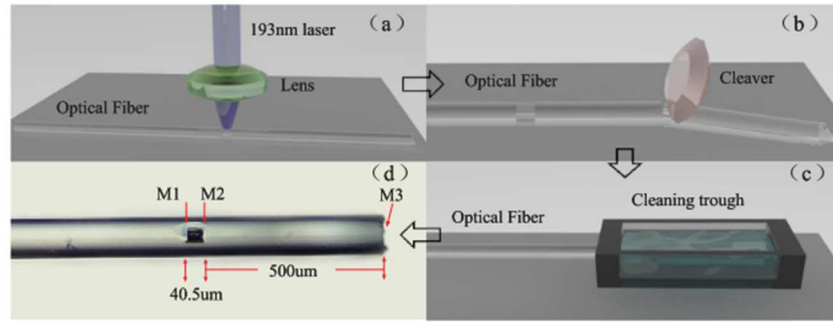


Figure I-47: Schéma de principe de fabrication du capteur à double cavités Fabry-Pérot [47].

En 2020, Zhang, Y. *et al.* proposent un capteur de pression et de température exploitant le principe de l'effet Vernier afin d'optimiser la sensibilité du capteur [48]. L'effet Vernier repose sur le principe d'interférences à trois ondes, obtenues en créant une double cavité Fabry-Pérot. Dans l'étude, une première cavité d'air est formée à l'aide d'une soudeuse optique puis une seconde est formée par exposition de la fibre au laser femtoseconde créant une face réfléchissante.

Pour créer la cavité d'air, une section d'un capillaire en silice de diamètre extérieur et intérieur respectivement $125\ \mu\text{m}$ et $50\ \mu\text{m}$ est soudée à une fibre monomode (SMF) à l'aide d'une soudeuse optique standard. Les électrodes sont ensuite placées à $180\ \mu\text{m}$ du point de soudure des deux fibres afin de procéder à un étirage du capillaire afin de le casser avec la décharge d'arc de la soudeuse. Le courant et le temps de décharge ont été fixés à $7\ \text{mA}$ et $1,5\ \text{s}$ respectivement. En conséquence, le segment de capillaire rompt sous l'effet de la température induit par la décharge et une bulle d'air est formée à la fin de la fibre SMF. La bulle formée est de forme irrégulière et de diamètre approximatif $60\ \mu\text{m}$. De plus, on remarquera sur la Figure I-48(a)) l'effet fuselé en fin de fibre SMF. Une dernière étape est donc nécessaire afin de rendre la bulle d'air plus grosse et diminuer l'épaisseur de la seconde face de la bulle d'air. Pour cela, de multiples décharges sont appliquées et les paramètres de courant et de position de la décharge sont ajustés à chaque décharge d'arc en fonction de la déformation résultante sur la bulle d'air. La cavité d'air résultante en fin de fibre a un diamètre de $130\ \mu\text{m}$. Durant le processus de création de la cavité, le spectre en réflexion est mesuré ce qui permet un contrôle de la taille de la cavité (par la mesure de l'intervalle spectral libre). En plus des deux faces réfléchissantes formées par la cavité d'air, une troisième face est créée dans la fibre à l'aide d'un laser femtoseconde Ti:Saphir (Coherent Inc.). Le taux de répétition, longueur d'onde centrale et largeur d'impulsion sont respectivement de $100\ \text{Hz}$, $800\ \text{nm}$ et $120\ \text{fs}$. Le diamètre et la puissance sont contrôlés par une membrane et un atténuateur fixant la puissance à $0,45\ \text{mW}$. Le

laser est focalisé sur le cœur de la fibre à 81 μm de la cavité d'air. Ensuite, le laser scanne la fibre selon un mouvement périodique afin de créer une face rectangulaire réfléchissante grâce au changement d'indice induit par l'irradiation laser.

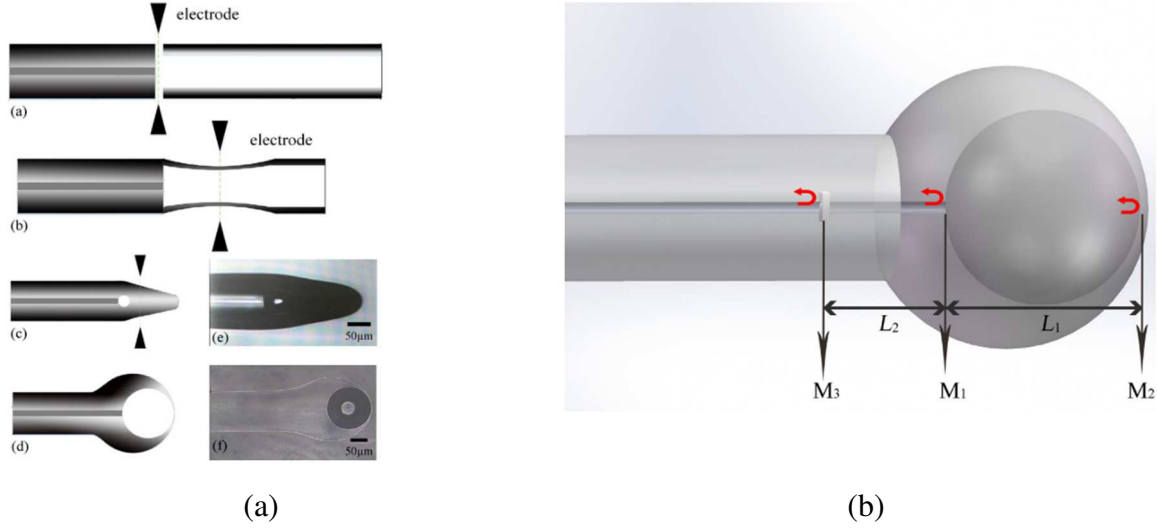


Figure I-48 : (a) Etapes de fabrication de la cavité d'air. (b) Principe d'interférence à trois ondes du capteur de pression [48].

Les deux cavités Fabry-Pérot ainsi créées résultent en un système d'interférence à trois ondes formé par la réflexion du faisceau par le miroir réfléchissant inscrit au laser, puis par les deux faces de la cavité d'air (*cf.* Figure I-48-b). Dans le cas où le chemin optique dans la cavité d'air $n_{air}L_1$ est proche du chemin optique de la cavité de silice $n_{core}L_2$, avec n_{air} et n_{core} désignant l'indice de réfraction de l'air et du cœur respectivement, l'effet Vernier sera généré. Cela se traduira par un spectre constitué d'un signal haute fréquence (correspondant à une interférence à deux ondes) modulé par une enveloppe correspondant à l'effet Vernier. La mesure du décalage d'un pic de cette enveloppe pour la mesure de pression permettra d'augmenter la sensibilité de notre capteur par rapport à une mesure des franges d'interférences correspondant à une interférence à deux ondes comme cela est généralement fait. Le facteur d'amplification est défini comme suit:

$$M = \frac{n_{air}L_1}{n_{air}L_1 - n_{core}L_2}$$

De plus, on définit également la pente de l'enveloppe F_c :

$$\frac{\delta F_c}{\delta \lambda} = \frac{8\pi(n_{air}L_1 - n_{core}L_2)A}{\lambda} \sin\left(\frac{4\pi(n_{air}L_1 - n_{core}L_2)}{\lambda}\right),$$

avec A l'amplitude de l'enveloppe, L_1 la longueur de la cavité formée par la face réfléchissante inscrite au laser et la première face de la cavité d'air, L_2 la longueur de la cavité formée par la bulle d'air.

Ainsi, nous pouvons voir à travers ces deux formules qu'il y a un compromis dans le choix de $n_{air}L_1 - n_{core}L_2$ qui ne doit pas être choisi arbitrairement trop petit pour éviter d'avoir une pente de l'enveloppe trop faible et ainsi une perte de précision lors de la mesure. Dans l'étude, les longueurs L_1 et L_2 sont fixées à $130\text{ }\mu\text{m}$ et $81\text{ }\mu\text{m}$ respectivement.

Le capteur est ensuite scellé dans une chambre de pression liquide (le liquide choisi ici est de l'eau) afin d'effectuer des tests en pression. Le capteur est soumis à des pressions atteignant 1,6 MPa. On observe sur la Figure I-49 le shift du pic de l'enveloppe vers les longueurs d'ondes courtes avec l'augmentation de la pression. La sensibilité en pression obtenue par la mesure de l'enveloppe du spectre est de $-3,973\text{ nm/MPa}$ tandis que la sensibilité est de $-0,414\text{ nm/MPa}$ dans le cas où l'on effectue une mesure des franges d'interférences correspondant à la cavité d'air uniquement (dans ce cas le signal est extrait grâce à un filtre passe-bande). Ainsi, la sensibilité en pression est augmentée d'un facteur 9,59. Le capteur est ensuite placé dans un four en tube et est soumis à des températures allant de $35\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $80\text{ }^{\circ}\text{C}$. La sensibilité mesurée est de $-102\text{ pm/}^{\circ}\text{C}$. La méthode d'amplification de la sensibilité par effet Vernier *via* inscription au laser femtoseconde d'un dioptré additionnel a pour mérite d'être facilement applicable à la plupart des capteurs basés sur l'interférence à deux ondes, n'ayant de plus pas d'influence sur la taille du capteur d'origine.

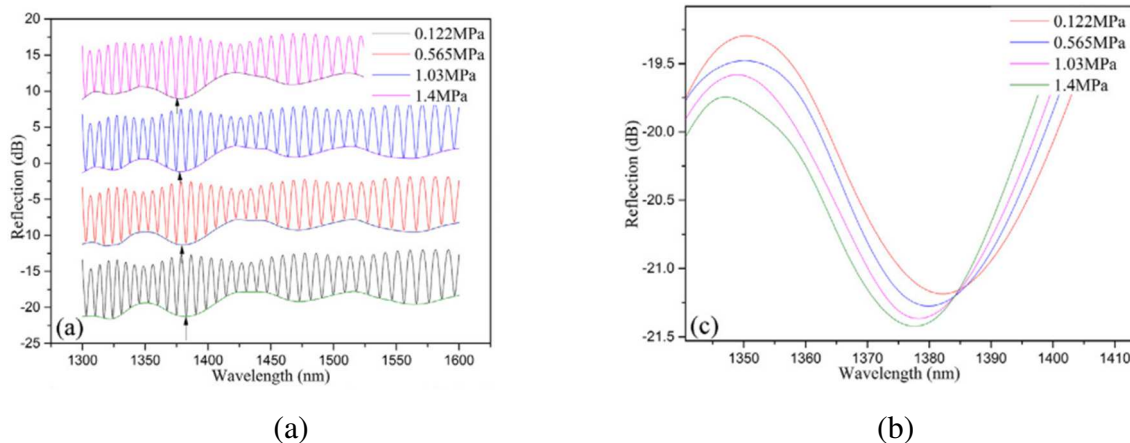


Figure I-49 : (a) Spectre en réflexion en fonction de la pression. (b) Shift en longueur d'onde d'un pic de l'enveloppe en fonction de la pression appliquée [48].

Yinan Zhang *et al.* proposent un capteur basé sur une cavité Fabry-Pérot et d'une membrane en silice micro usinés au laser femtoseconde [32]. La cavité Fabry-Pérot est de forme elliptique avec une longueur de $8\text{ }\mu\text{m}$ et un diamètre de $70\text{ }\mu\text{m}$. La membrane est usinée par

ablation laser couche par couche avec un pas de 0,5 μm . L'épaisseur de membrane après amincissement est de 2,6 μm . Le capteur est testé à des températures allant de 20 $^{\circ}\text{C}$ à 700 $^{\circ}\text{C}$ et démontre une sensibilité de 4,44 $\text{pm}/^{\circ}\text{C}$ en terme de variation de longueur de cavité, soit une sensibilité d'environ 0,8 $\text{pm}/^{\circ}\text{C}$ en terme de décalage spectral. Des tests en pression ont été menés jusque 0,7 MPa. La sensibilité du capteur mesurée est de 28 nm/MPa (en terme de variation de longueur de cavité), correspondant à une sensibilité spectrale (en terme de décalage spectral) d'environ 50 nm/bar . Cela fait partie des sensibilités reportées à ce jour les plus élevées parmi les capteurs basés sur ce type de structure.

Le Tableau 2 résume les performances des capteurs basés sur le micro usinage laser décrit dans cette section.

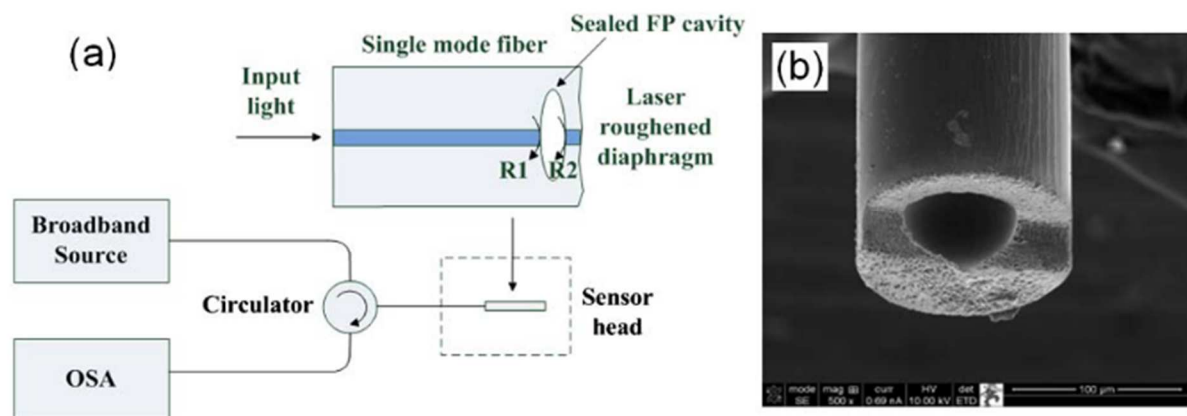


Figure I-50 : Schéma de principe du capteur à cavité elliptique micro usinée au laser femtoseconde et image MEB du transducteur [32].

Référence	Méthode	Gamme de pression (MPa)	Sensibilité en pression (nm/MPa)	Résolution (kPa)	Gamme de température	Sensibilité température (pm/ $^{\circ}\text{C}$)	Résolution ($^{\circ}\text{C}$)
[38]	Double cavité FP SMF-HCF-SMF – laser fs	[0 -10]	1465	0,68	[40 - 1100]	29 000	0,035
[47]	Double cavité FP-laser excimère	[0,1-0,8]	4,1	0,24	[25 - 300]	10	0,67
[48]	Double cavité FP – effet Vernier	[0 – 1,6]	-3,97	-	[35 - 80]	-102	-
[32]	Cavité FP par germe laser femtoseconde	[0-0,7]	~50		[20-700]	~0,8	

Tableau 2 : Tableau récapitulatif des performances des capteurs par micro usinage laser.
FP : Fabry-Pérot

I.4 CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, le principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique pour la mesure de pression à haute température a été présenté. Dans ce cadre, une attention particulière est portée au transducteur interférométrique Fabry-Pérot intrinsèque qui aura l'avantage d'être robuste, compact et d'avoir un procédé de fabrication peu complexe (procédé de fabrication au laser, soudure de fibres hétérogènes...) [24], [48].

En vue des conditions sévères en température auxquelles seront sujets les capteurs, le réseau de Bragg, s'il possède une sensibilité en pression faible, sera un bon candidat pour la mesure de température en raison sa sensibilité élevée (autour de $11 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$) en comparaison d'un transducteur Fabry-Pérot dont la sensibilité théorique ne dépasse pas $1 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$. La mise en série d'un réseau de Bragg à la cavité Fabry-Pérot permettra ainsi une discrimination de la mesure de pression et de température (*cf.* Chapitre IV).

Afin d'étudier la physique des cavités interférométriques Fabry-Pérot, différentes approches ont été abordées, notamment la théorie des faisceaux gaussiens, mettant en évidence l'influence de divers paramètres tels que les caractéristiques du faisceau ou encore la structure de la cavité sur l'efficacité de couplage à cette dernière. Ainsi, lors de la conception du capteur, il sera important d'optimiser la structure de la cavité (longueur, rayon de courbure des miroirs...) ayant une influence directe sur les caractéristiques du spectre (contraste, SNR, *ISL*...). De plus, nous verrons dans le Chapitre II que les performances du capteur en terme de sensibilité dépendent des caractéristiques structurales de la cavité. Finalement, en fonction des performances visées (*e.g.* sensibilité en pression), le choix du design du capteur aura un impact sur la mesure (*e.g.* précision de mesure du système).

Chapitre II MODELISATION DU TRANSDUCTEUR DE PRESSION INTERFEROMETRIQUE FABRY-PEROT

Dans le but d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes physiques étant en jeu dans le cas d'un transducteur interférométrique Fabry-Pérot soumis à une pression hydrostatique, l'utilisation d'un logiciel de simulation par éléments finis est une solution permettant d'avoir une bonne approximation de la physique [49]. Cette méthode est basée sur une analyse numérique de phénomènes physiques représentés sous la forme d'équations différentielles partielles linéaires. La solution est recherchée suite à une discrétisation de l'espace de travail défini à l'aide du maillage du domaine. Sur chacun des éléments finis, il est possible de linéariser les équations aux dérivées partielles décrivant la physique par approximation. Les équations partielles sont résolues aux nœuds des maillages. Il est donc nécessaire d'effectuer une interpolation, généralement par des fonctions polynomiales.

Le logiciel de modélisation par éléments finis *Comsol Multiphysics* © est un logiciel puissant dans lequel les phénomènes physiques résolus sont basés sur un maillage fonctionnel défini par une taille optimale par rapport à la géométrie complète.

Le processus d'analyse par éléments finis implique tout d'abord de définir une géométrie « finie ». Cela implique que le système ne présente pas d'espaces libres non définis (*i.e.* sans conditions aux limites) afin de s'assurer que ce dernier puisse être entièrement résolu. De plus, il est important que chaque élément constituant le modèle soit défini avec les bonnes propriétés de matériau. Enfin, le choix du maillage en terme de taille et de géométrie aura son importance quant à la précision des résultats obtenus et au temps de calcul nécessaire pour les obtenir.

Le comportement du transducteur à fibre optique lorsque soumis à une pression hydrostatique dépend de divers paramètres structurels tels que la géométrie ou encore la présence d'une membrane en extrémité de fibre optique. De plus, la structure du transducteur a également une influence sur les caractéristiques « optiques » de la cavité interférométrique Fabry-Pérot et donc sur la fonction de transfert résultante de cette dernière. Ainsi, l'objectif est de réaliser un modèle du transducteur interférométrique Fabry-Pérot décrivant à la fois l'optique physique et la mécanique des structures.

Ce chapitre présente l'étude et la modélisation du transducteur interférométrique Fabry-Pérot *via* une modélisation par éléments finis sur *Comsol Multiphysics* ©. En vue de la

réalisation d'un modèle « multi physiques », il s'agira dans un premier temps d'étudier de manière indépendante l'aspect de mécanique des structures. Le transducteur développé dans le cadre de cette thèse est constitué d'une cavité interférométrique Fabry-Pérot et d'une membrane de silice constituant l'élément sensible à la pression. Il s'agira tout d'abord de travailler sur un modèle analytique basé sur la théorie de la déflexion d'une membrane afin d'obtenir une première interprétation physique du capteur. Par la suite, la conception d'un modèle par éléments finis *via* Comsol Multiphysics © permettra d'étudier la réponse du transducteur basé sur différentes structures afin d'évaluer la configuration optimale, en terme de sensibilité en pression. Cette approche basée sur un modèle numérique permettra d'étudier des cas de figures plus proches de la réalité en comparaison de l'approche analytique qui comporte des limitations.

II.1 DEFLECTION D'UNE MEMBRANE

II.1.1 Modèle analytique de la déflexion d'une membrane

Dans le cas où l'on considère une membrane circulaire et uniforme d'épaisseur e et de rayon effectif a (*cf.* Figure II-1), la déflexion centrale (ou « flèche ») de cette membrane sous l'effet d'une différence de pression ΔP entre les deux faces peut être exprimée comme suit [50]:

$$y_{flexion} = \frac{3(1 - \nu^2)a^4}{16 E e^3} \Delta P \quad \text{Équation II-1}$$

Avec $y_{flexion}$ le déplacement central (flèche) de la membrane, ν le coefficient de Poisson (avec $\nu_{silice} = 0,17$ pour la silice) et E le module d'Young de la silice ($E = 73 \text{ GPa}$). En considérant une membrane d'épaisseur et rayon effectif fixe, la déflexion centrale varie de manière linéaire avec la variation de pression. Cette formule est basée sur différentes hypothèses [50]:

1. On considère un matériau isotrope et homogène.
2. La membrane est encastré en sa circonférence.
3. La membrane est considéré d'épaisseur fine, *i.e.* $e < 0,15a$ (ex : pour $a=40 \mu\text{m}$, l'Équation II-1 reste valide pour $e < 6 \mu\text{m}$).
4. La déflexion maximale sous l'effet de la pression doit être inférieure à 30% de l'épaisseur de la membrane.
5. Toutes les forces et réactions sont appliquées de manière normale au plan de la membrane.
6. Les contraintes induites sur la membrane sont en dessous de la limite élastique (pour une fibre de verre, la limite élastique $Re \sim 2500 \text{ MPa}$).

Dans le cas où l'on considère une membrane épaisse ($e > 0,15a$), il est nécessaire de prendre en compte l'effet de la contrainte de cisaillement sur les plans parallèles à la surface de la membrane. L'effet de la contrainte de cisaillement au centre de la membrane peut être défini comme suit [50]:

$$y_{\text{cisaillement}} = \frac{\frac{3}{4}a^2}{Ee} (1 + \nu) \Delta P \quad \text{Équation II-2}$$

En utilisant la méthode de superposition, la déflection totale d'une membrane épaisse est :

$$y = y_{\text{flexion}} + y_{\text{cisaillement}} = \left(\frac{3(1-\nu^2)a^4}{16 E e^3} + \frac{\frac{3}{4}a^2}{Ee} (1 + \nu) \right) \Delta P \quad \text{Équation II-3}$$

La sensibilité en pression de la membrane est ainsi définie comme étant :

$$|S_P^L| = \left| \frac{y}{P} \right| = \frac{3(1-\nu^2)a^4}{16 E e^3} + \frac{\frac{3}{4}a^2}{Ee} (1 + \nu) \quad \text{Équation II-4}$$

La Figure II-2 présente la sensibilité en pression théorique S_P^L dans le cas où $y = y_{\text{flexion}}$ (courbe en bleu) ainsi que la sensibilité en pression dans le cas où l'on prend uniquement en compte les contraintes de cisaillement (*i.e.* $y = y_{\text{cisaillement}}$, courbe en rouge) en fonction de l'épaisseur de membrane, en considérant une membrane de rayon $a = 40 \mu\text{m}$. La sensibilité en pression diminue avec l'épaisseur de membrane et atteint une valeur de 3 nm/bar pour une épaisseur de 6 μm (limite de validité de la condition de membrane « fine »). Nous pouvons observer que la contribution des effets de cisaillement augmente avec l'épaisseur de membrane. Pour une épaisseur de membrane de 18 μm , les contraintes de cisaillement et de flexion sont identiques. Ainsi, dans le cas où l'on considère une membrane épaisse, les effets de cisaillement sont à prendre en compte.

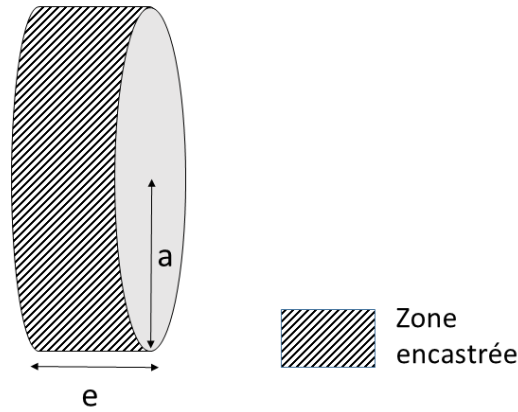


Figure II-1 : Schéma de principe de la membrane

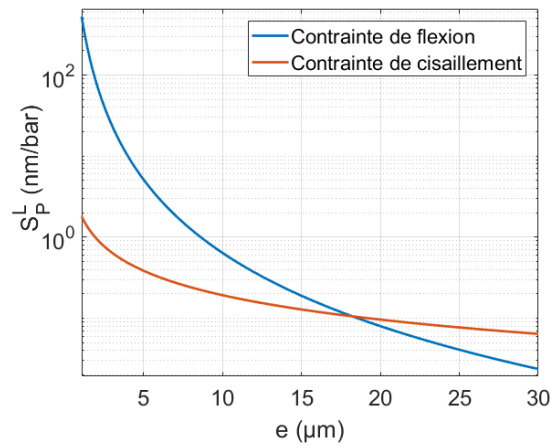


Figure II-2 : Sensibilité théorique S_p^L en pression en fonction de l'épaisseur de membrane, $a = 40 \mu m$. Les graphiques sont représentés en échelle logarithmique.

La pression maximale tolérable correspond à la contrainte de tension maximum au centre de la membrane, à laquelle celle-ci est supposée rompre [30]:

$$P_m = \sigma_m \frac{8}{3(1 + \nu)} \frac{e^2}{a^2} \quad \text{Équation II-5}$$

Avec σ_m la contrainte de tension maximale ($\sigma_m^{silice} \sim 5 \cdot 10^7 Pa$ [51]), ν le coefficient de Poisson ($\nu_{silice} = 0,17$).

La pression maximum à laquelle la membrane conserve une réponse linéaire en pression est donnée par [30] :

$$P_0 = \frac{8E}{3(1 - \nu^2)} \left(\frac{e}{a}\right)^4 \quad \text{Équation II-6}$$

Avec E le module d'Young ($E_{silice} = 73 GPa$).

La Figure II-3 représente d'une part la pression maximale tolérable en fonction de l'épaisseur pour différents rayons de membrane (traits pleins). Dans le cadre de la thèse, l'objectif est d'effectuer des mesures de pression dans la gamme [0 bar-70 bar]. La limite haute de mesure est représentée en trait continu noir sur la figure. En considérant un rayon de membrane de 40 μm , l'épaisseur de membrane minimale à considérer pour la gamme de mesure est de $\sim 10 \mu\text{m}$. La valeur de l'épaisseur minimale diminue avec le rayon de la membrane. Ce paramètre limite davantage l'épaisseur de membrane minimum que l'on peut envisager pour les mesures. La pression limite au-delà de laquelle la réponse ne suit plus une évolution linéaire est représentée sur la Figure II-3 (marqueur circulaire). Par exemple, si l'on considère un rayon de membrane de 40 μm , l'épaisseur de membrane minimale envisageable pour la gamme de mesure est de $\sim 3 \mu\text{m}$.

Ainsi, il existe un compromis en terme de design entre la dimension et la sensibilité en pression de la membrane dans la gamme de mesure à considérer afin d'optimiser les performances du capteur tout en assurant sa robustesse. La pression maximale tolérable avant la rupture de la membrane sera le facteur limitant.

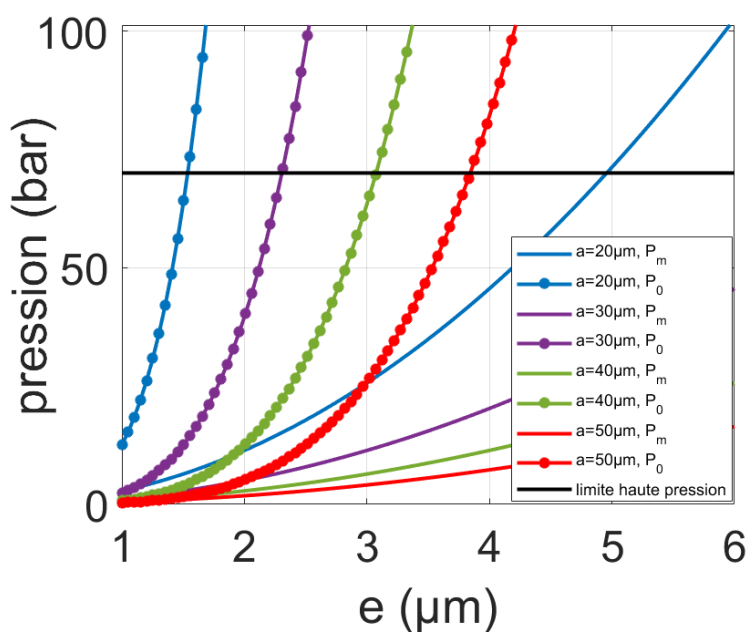


Figure II-3 : Pression maximum avant rupture en fonction de l'épaisseur de membrane (traits pleins) et limite de pression de la région linéaire (marqueurs circulaires).

II.1.2 Modèle numérique d'une membrane uniforme en silice

La conception d'un modèle 3D de membrane circulaire et uniforme en silice via *COMSOL Multiphysics* © est réalisée afin d'étudier l'effets des différents paramètres

structuraux de la membrane sur sa réponse en pression. La géométrie du modèle est basée sur un cylindre de rayon a et d'épaisseur e . Le maillage choisi pour effectuer la simulation est un maillage tétraédrique de type « fin » afin de pouvoir obtenir un résultat avec une bonne approximation tout en optimisant le temps de calcul. A titre d'information, la simulation a également été faite en choisissant un maillage tétraédrique de type « plus fin » (cf. Tableau 3). Les résultats de simulation obtenus pour les deux maillages sont similaires avec une erreur relative d'environ $5.10^{-2}\%$ entre les deux modèles.

Type de maillage	« fin »	« plus fin »
Taille maximum d'un élément (μm)	6,4	4,4
Taille minimum d'un élément (μm)	0,8	0,3
Temps de calcul	6h48mn19s	12h32mn5s

Tableau 3 : Caractéristiques de maillage du modèle 3D de membrane en silice

La déformation de la membrane sous l'effet d'une pression extérieure est représentée sur la Figure II-4. L'amplitude de déplacement atteint son maximum au centre de la membrane avec une flèche de 1,35 nm pour une pression de 80 bar. Afin d'étudier l'influence de l'épaisseur de la membrane sur la déformation de cette dernière, une étude paramétrique est effectuée, en considérant une membrane de rayon $a=40\ \mu\text{m}$ dans une gamme de pression de [0 bar-100 bar]. La Figure II-5(a) présente la déflexion de la membrane y en fonction de la pression pour différentes épaisseurs de membrane. Dans le cas où la membrane est d'épaisseur $e=2\ \mu\text{m}$, la réponse sous l'effet de la pression suit une évolution linéaire pour des pressions inférieures à ~10 bar. Lorsque la pression appliquée est supérieure à 10 bar, la réponse de la membrane (*i.e.* déflexion centrale) n'est plus linéaire avec la pression. La valeur théorique de la pression maximale P_0 à laquelle le comportement de la membrane est linéaire (cf. Équation II-6) pour $e=2\ \mu\text{m}$ est de 12,5 bar, ce qui est proche de la valeur issue du modèle Comsol. Ce comportement linéaire (et donc l'indépendance de S_P^L par rapport à la pression) s'étend pour des pressions plus importantes avec l'épaisseur de membrane. La sensibilité en pression S_P^L obtenue par Comsol (évaluée dans un intervalle de pression où la déflexion évolue linéairement avec la pression) et évaluée analytiquement (cf. Équation II-4) en fonction de l'épaisseur de membrane est représentée sur la Figure II-5(b). Les résultats de la simulation sont en accord avec la formule analytique pour des épaisseurs inférieures à 6 μm . Pour des épaisseurs supérieures à 6 μm , nous pouvons observer un écart croissant avec l'épaisseur de membrane entre la courbe analytique et la simulation Comsol, y compris en prenant en compte le terme de cisaillement.

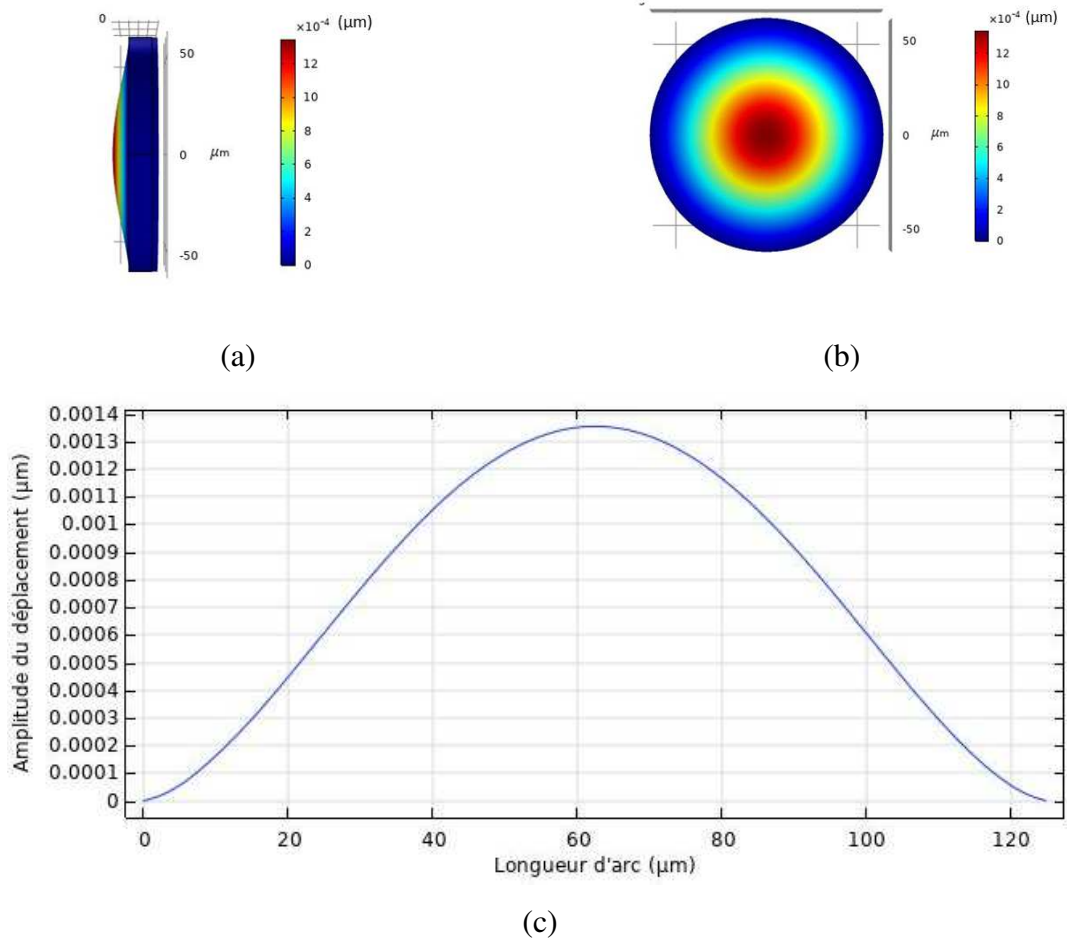


Figure II-4 : Vue de côté (a) et vue de face (b) d'une membrane circulaire d'épaisseur $e=12 \mu\text{m}$ et de rayon $a=62,5 \mu\text{m}$ modélisée sur Comsol. En couleur: amplitude de déplacement sous l'effet d'une pression de 80 bar. (c) profil transverse de l'amplitude de déplacement.

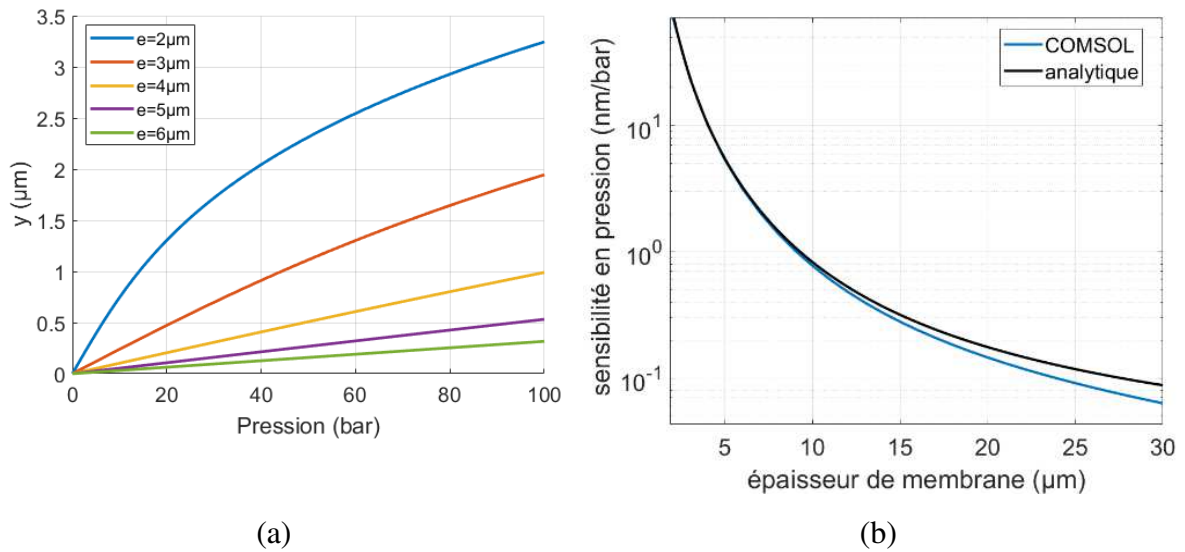


Figure II-5 : (a) Amplitude de déplacement en fonction de la pression appliquée pour différentes épaisseurs de membrane, $a=40 \mu\text{m}$. (b) Sensibilité en pression en fonction de l'épaisseur de membrane. Simulation Comsol (bleu) et courbe analytique (noir) issu de l'Équation II-4.

II.2 TRANSDUCTEUR DE PRESSION FABRY-PÉROT

On considère maintenant le transducteur dans sa globalité, *i.e.* composé d'une cavité Fabry-Pérot et d'une membrane circulaire et uniforme de silice. Il s'agira dans cette partie de modéliser le transducteur interférométrique Fabry-Pérot afin d'étudier sa réponse sous l'effet d'une pression hydrostatique. Une étude menée par Y. Zhao *et al.* présente un capteur de pression constitué d'une cavité Fabry-Pérot et d'une membrane en polymère. Un modèle du transducteur est réalisé, basé sur différentes structures de membranes (convexe, concave, plano concave – cf. Figure II-6) afin d'étudier l'influence de la forme de la membrane sur la sensibilité en pression [52]. La réponse en pression des différents transducteurs a été simulé et il a été démontré que la configuration de transducteur constitué d'une membrane convexe présente une meilleure sensibilité en pression. Dans cette étude, l'auteur s'est limité à un modèle de cavité de forme cylindrique de longueur fixe.

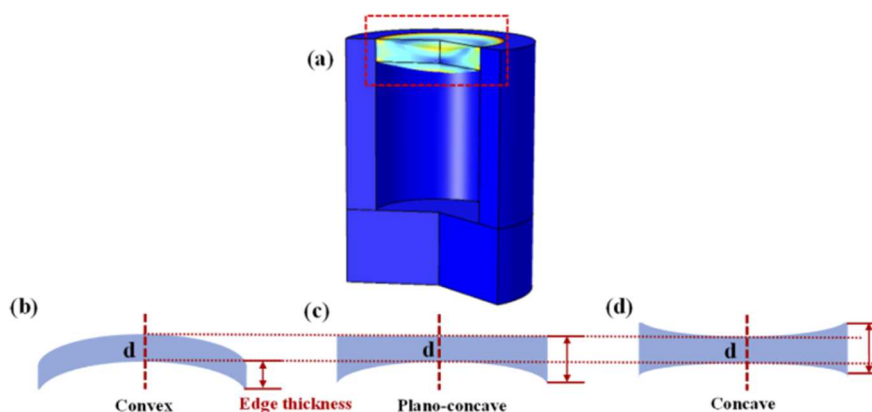


Figure II-6 : Simulation du transducteur de pression et ses différentes géométrie de membrane (convexe, plano-concave et concave) [52].

Dans cette thèse, une étude basée sur une modélisation du transducteur sera mise en avant afin d'étudier l'influence de différents paramètres structuraux tels que la forme et l'épaisseur de membrane mais également la géométrie et la dimension de la cavité qui aura également une influence sur la sensibilité en pression du transducteur.

II.2.1 Modèle analytique du transducteur de pression Fabry-Pérot

La Figure II-7 décrit le transducteur dans sa globalité, *i.e.* composé d'une cavité Fabry-Pérot cylindrique et d'une membrane circulaire et uniforme de silice. La variation de longueur de la cavité ΔL sous l'effet d'une différence de pression $\Delta P = P_{ext} - P_{int}$ peut s'exprimer comme suit[53] :

$$\Delta L = \left(-\frac{3(1-\nu^2)a^4}{16Ee^3} - \frac{L(1-2\nu)R_0^2}{E(R_0^2-a^2)} \right) \Delta P \quad \text{Équation II-7}$$

Avec R_0 , le rayon de la fibre optique, L la longueur de la cavité Fabry-Pérot à pression ambiante. Le premier terme correspond à la déformation induite par la composante « axiale » (dans l'axe de la fibre optique) des contraintes de flexion étudiées précédemment et concernant la flexion de la membrane. Le second terme correspond à la contribution à la déformation liée à la composante « radiale » (perpendiculaire à l'axe optique) des contraintes de flexion. La formule analytique est basée sur les hypothèses suivantes :

1. La membrane est considérée comme plane et d'épaisseur uniforme
2. Le matériau est considéré comme homogène et isotropique
3. L'épaisseur de la membrane est telle que $e < \frac{a}{2}$. A titre d'exemple, pour une membrane de rayon $a = 40 \mu m$, la formule analytique est valide pour une épaisseur de membrane $e < 20 \mu m$.
4. La déflexion maximum doit être inférieure à la demi épaisseur de la membrane.
5. Toutes les forces et réactions sont appliquées de manière normale aux surfaces.

Il est à noter que cette formule présente des approximations. En effet, cette formule est basée sur l'hypothèse que la membrane est encastrée sur toute sa circonférence, et non libre. Ainsi, ce modèle analytique constitue une première approche du cas de la cavité d'air à membrane circulaire et uniforme. Néanmoins, une analyse plus poussée basée sur la résolution d'équations de mécanique du solide en tenant compte des conditions aux limites du problème permettrait d'obtenir un modèle plus représentatif de la réalité.

La variation de la longueur de cavité se traduit par un décalage en longueur d'onde sur la réponse spectrale du Fabry-Pérot. La cavité étant scellée, nous pouvons considérer que l'indice de réfraction de l'air au sein de la cavité reste constant. La relation entre la variation de

la longueur de cavité ΔL et le décalage spectral $\Delta\lambda$ de la fonction de transfert de la cavité Fabry-Pérot peut être exprimé comme suit [31]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta L}{L_0} \quad \text{Équation II-8}$$

Avec L_0 et λ_0 respectivement la longueur initiale (à pression atmosphérique) de la cavité Fabry-Pérot et la longueur d'onde initiale (à pression atmosphérique) du pic de mesure du spectre (choisi comme étant un des minima du spectre). Ainsi, la sensibilité « spectrale » en pression du capteur, défini comme étant le décalage spectral du spectre en réflexion induit par une variation de pression est défini comme étant :

$$S_P = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = \left(-\frac{3(1-\nu^2)c^4}{16Ee^3} - \frac{L_0(1-2\nu)R_0^2}{E(R_0^2 - a^2)} \right) \frac{\lambda_0}{L_0} \quad \text{Équation II-9}$$

Dans le cas où le transducteur possède une membrane en silice d'épaisseur infinie (*i.e.* quand $e \rightarrow \infty$, cas d'une cavité Fabry-Pérot sans membrane), l'Équation II-9 peut se simplifier comme suit[53] :

$$S_P = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = - \left(\frac{(1-2\nu)}{E \left(1 - \frac{a^2}{R_0^2} \right)} \right) \lambda_0 \quad \text{Équation II-10}$$

Dans ce cas de figure, le décalage spectral dépend, entre autre, du rapport entre le rayon effectif de la membrane et le rayon de la fibre, terme relatif à l'épaisseur de la paroi de la cavité p (*cf.* Figure II-7). Lorsque l'épaisseur de cette paroi tend vers zéro (autrement dit lorsque que le rapport $\frac{a^2}{R_0^2}$ tend vers 1), la sensibilité à la pression S_P tend vers l'infini dans cette approximation.

La sensibilité « spectrale » en pression S_P (représenté en valeur absolue) en fonction de l'épaisseur de membrane dans le cas où l'on considère un transducteur constitué d'une membrane en silice est représentée sur la Figure II-8. Le rayon effectif de la membrane, la longueur de la cavité à pression ambiante et le rayon de la fibre optique sont respectivement $a = 40 \mu m$, $L_0 = 80 \mu m$, $R_0 = 62,5 \mu m$. La sensibilité croît avec la diminution de l'épaisseur de membrane et atteint une valeur de 1,5 nm/bar pour une épaisseur $e = 2 \mu m$. Dans le cas où le transducteur ne possède pas de membrane, la sensibilité en pression S_P croît avec la diminution de l'épaisseur de paroi p et atteint une valeur de 22,3 pm/bar pour $p = 2 \mu m$. Ainsi, l'ajout d'une membrane en extrémité permet d'accroître la réponse en pression du transducteur.

Il est à noter que la formule analytique se restreint à une configuration où la cavité est constituée d'une membrane circulaire et uniforme et ne prend donc pas en compte d'autres types de géométrie. Ainsi, si l'on doit considérer l'étude de structures basées sur des cavités ou des membranes de géométries différentes (cavité à géométrie sphérique par exemple) une modélisation par éléments finis permettra d'obtenir une bonne approximation de la solution.

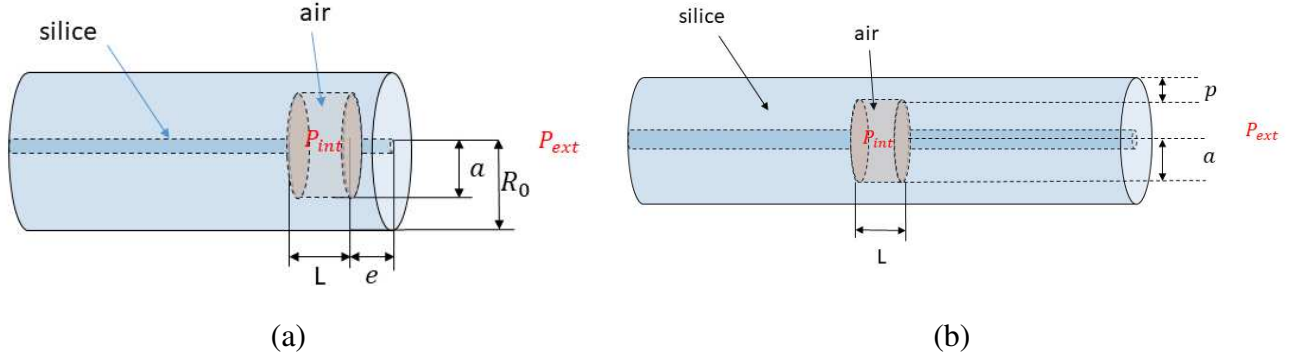


Figure II-7 : Schéma de principe du transducteur à cavité interférométrique Fabry-Pérot. (a) Cas avec membrane en silice. (b) Cas sans membrane de silice.

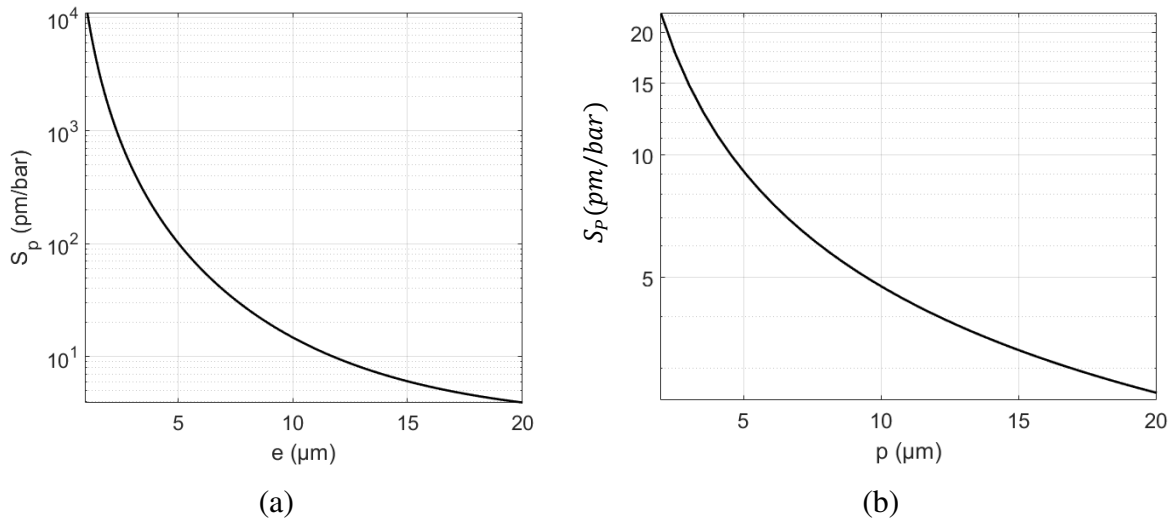


Figure II-8 : (a) Sensibilité en pression S_p en fonction de l'épaisseur de la membrane (cas du transducteur constitué d'une membrane en silice) calculé à l'aide de l'Équation II-9 (valeurs « absolues »). $R_0 = 62,5$, $a = 40 \mu m$, $L_0 = 80 \mu m$ (b) Sensibilité en pression S_p en fonction de l'épaisseur de la paroi (cas du transducteur sans membrane de silice) calculé à l'aide de l'Équation II-10 (valeurs « absolues »). $R_0 = 62,5$, $L_0 = 80 \mu m$.

II.2.2 Modélisation numérique du transducteur de pression

Fabry-Pérot : choix de la dimension spatiale

Le choix de la dimension spatiale doit être un compromis entre la puissance de calcul nécessaire pour la simulation et l'information obtenue par cette dernière. Le modèle qui

correspond le mieux à la physique réelle est un modèle en trois dimensions. Afin d'étudier l'influence de la dimension spatiale sur le calcul, la modélisation du transducteur est effectuée en deux dimensions et en trois dimensions. A titre d'exemple, on considère une cavité Fabry-Pérot de forme cylindrique et de rayon interne $a = 40 \mu\text{m}$ dans un barreau de silice de rayon $R_0 = 62,5 \mu\text{m}$. A l'extrémité droite du barreau, une condition d'encastrement est appliquée. Le maillage choisi est un maillage tétraédrique de type « fin » (dont la taille élémentaire est de $20 \mu\text{m}$). A l'état initial, nous considérons que la pression ambiante correspond à la pression atmosphérique et nous imposons également une pression égale à la pression atmosphérique au sein de la cavité. L'étude est effectuée pour une gamme de pression appliquée allant de 0 bar (pression ambiante) à 100 bar. La mesure de la variation de longueur de la cavité est effectuée en relevant la valeur de l'amplitude de déplacement selon l'axe x du barreau au centre des faces de la cavité. La Figure II-9 et la Figure II-10 représente la simulation de la réponse du transducteur Fabry-Pérot sous l'effet d'une pression hydrostatique de 80 bar dans le cas où l'on considère un modèle en deux dimensions ou un modèle en trois dimensions. Dans le cas du modèle en deux dimensions, l'amplitude de déplacement est plus importante dans la région centrale des parois de la cavité (amplitude de déplacement de $\sim 280 \text{ nm}$), contrairement au modèle en trois dimensions où l'amplitude de déplacement est plus faible (amplitude de déplacement d'environ 80 nm). Ainsi, comme nous pouvons le voir sur la Figure II-11, si les résultats des deux modèles présentent une tendance similaire, les deux modèles démontrent un écart de sensibilité en pression qui augmente avec la diminution de la longueur de la cavité. Dans le cas où l'on considère une cavité Fabry-Pérot de longueur $5 \mu\text{m}$, la sensibilité spectrale en pression obtenue est de 93 pm/bar et de 50 pm/bar pour le modèle 2D et le modèle 3D respectivement. Ainsi, le choix de la dimension spatiale est crucial dans l'obtention de résultats avec la meilleure approximation.

Le modèle Comsol en deux dimensions et en trois dimensions est comparé aux résultats obtenus suite à l'étude expérimentale de différents prototypes de capteurs réalisés, caractérisés à des pressions allant de pression ambiante à 70 bar (*cf.* Chapitre IV). Dans ce cadre, la sensibilité en pression S_p est évaluée et comparée au modèle numérique. Nous pouvons observer (*cf.* Tableau 4) que les résultats des simulations en 3D sont plus proches des valeurs expérimentales et présentent une erreur relative (par rapport aux données expérimentales) plus faible que dans le cas du modèle en deux dimensions.

Ainsi, les modélisations seront par la suite basées sur un modèle en trois dimensions étant plus représentatif du cas réel.

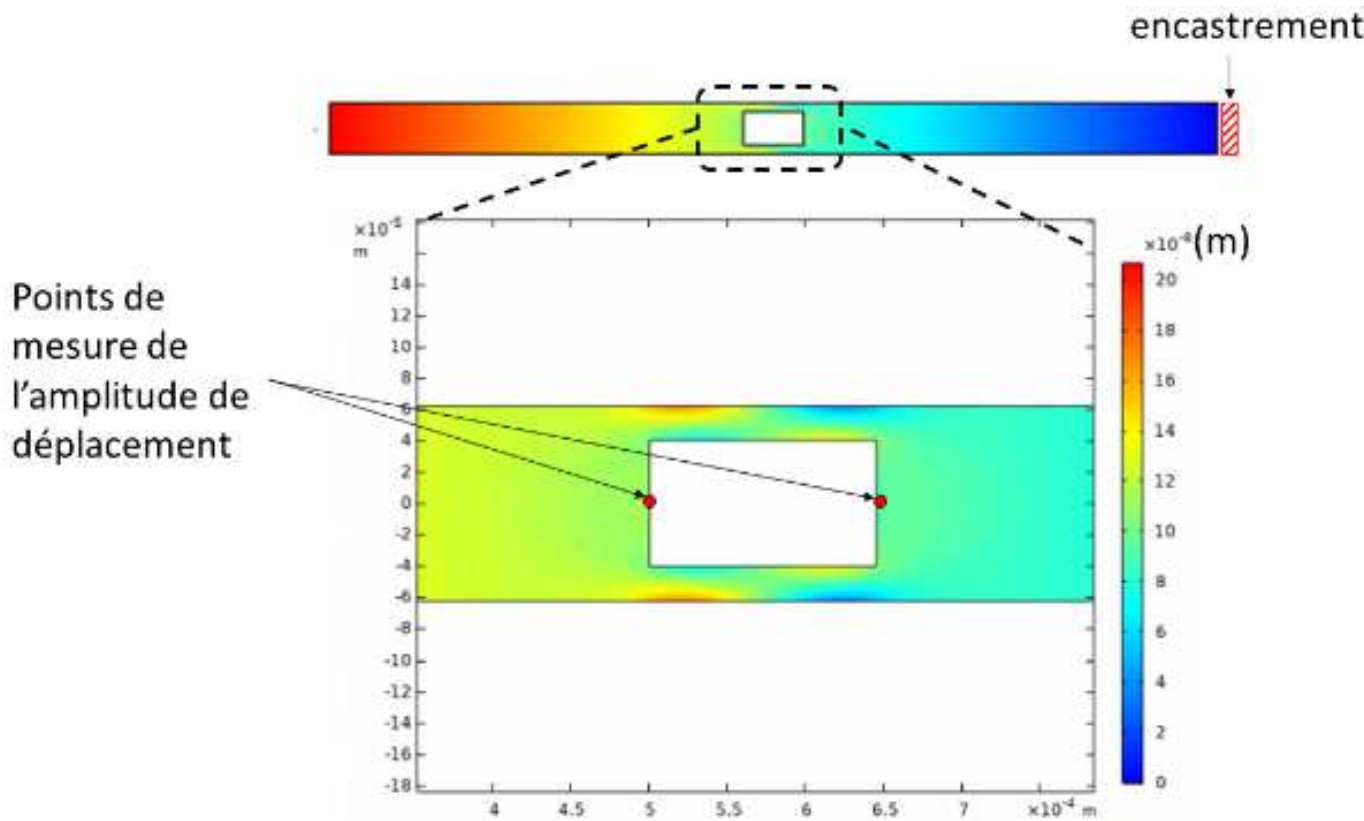


Figure II-9 : Simulation de l'amplitude de déplacement (selon l'axe x) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 80 bar – modèle en deux dimensions. $L = 150 \mu\text{m}$, $a = 40 \mu\text{m}$.

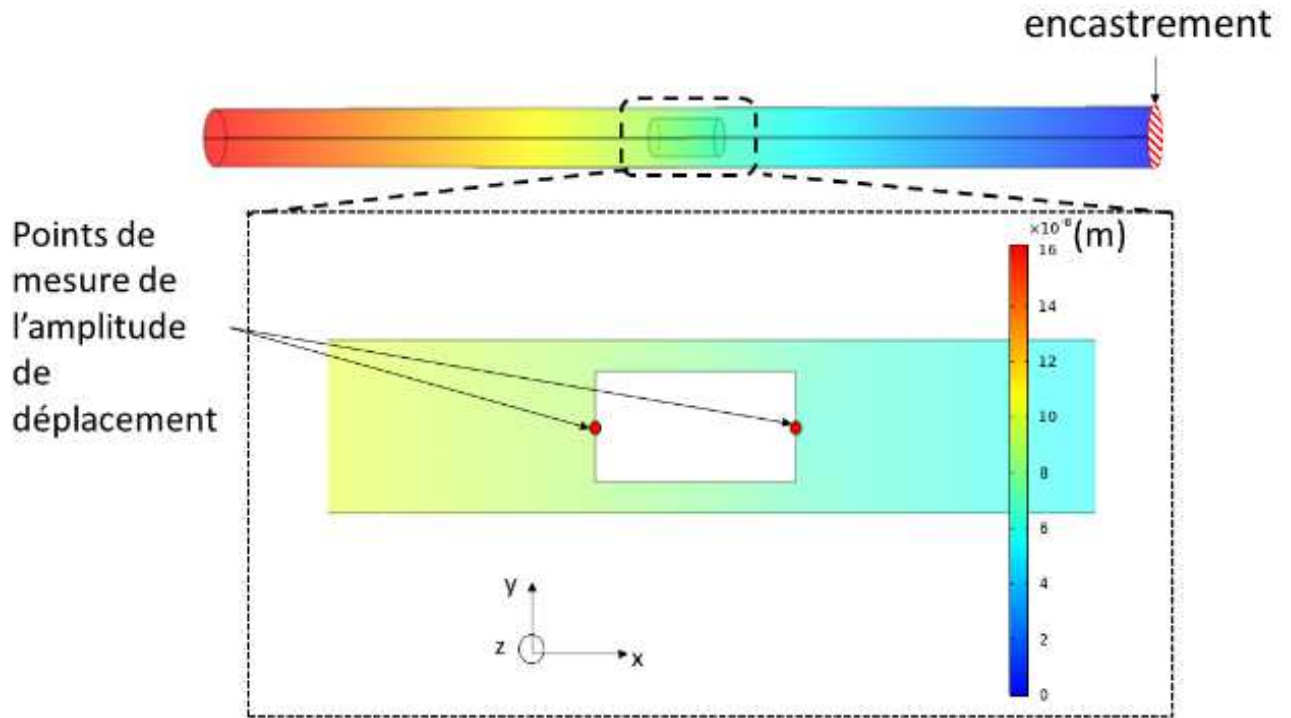


Figure II-10 : Simulation de l'amplitude de déplacement (selon l'axe x) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 80 bar – modèle en trois dimensions. $L = 150 \text{ } \mu\text{m}$, $a = 40 \text{ } \mu\text{m}$.

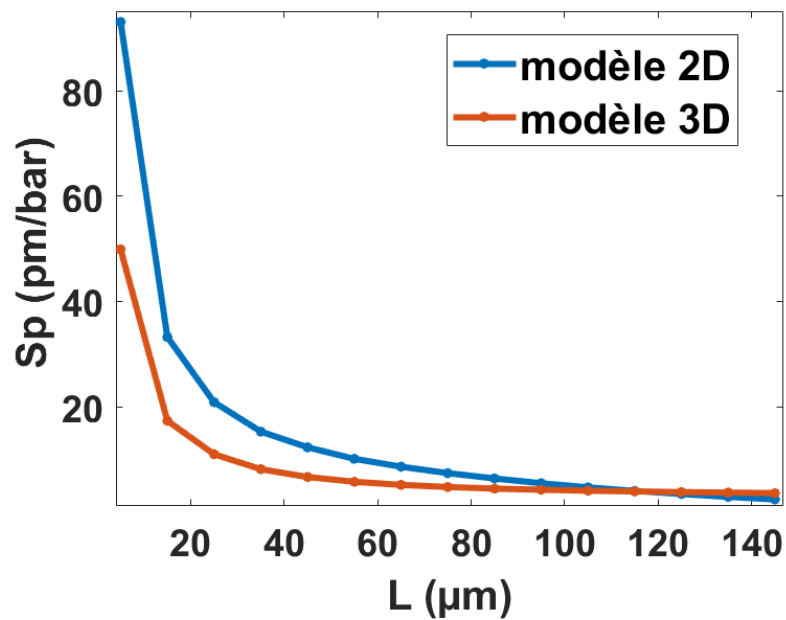


Figure II-11 : Sensibilité spectrale en pression S_p en fonction de la longueur de la cavité.

Capteur	L(μm)	e (μm)	S_P – COMSOL model 2D (pm/bar)	S_P – COMSOL model 3D (pm/bar)	Résultat experime ntal (pm/bar)	Erreur relative du modèle 2D (%)	Erreur relative du modèle 3D (%)
FP sphérique sans membrane	75,6	-	4,5	2,9	2,8	60	2,5
FP sphérique avec membrane	55,6	20	5,9	3,0	2,4	145	25
FP sphérique avec membrane angle	57,8	12	7,8	3,5	4,2	90	16
FP cylindrique avec membrane	22,6	11,6	70,4	28,2	34	107	17

Tableau 4 : Tableau comparatif des sensibilités en pression évaluées par modélisation Comsol (modèle 2D et modèle 3D) et obtenues expérimentalement. FP : Fabry-Pérot

II.2.3 Modèle numérique d'un transducteur Fabry-pérot sans membrane

Il s'agira dans cette partie d'étudier l'influence de la forme de la cavité Fabry-Pérot sur la sensibilité en pression dans le cas où le transducteur ne possède pas de membrane. Compte tenu de l'étude menée en amont (cf. section II.2.2), les simulations suivantes seront basées sur un modèle 3D effectué sur Comsol Multiphysics ©. De plus, le maillage considéré consistera en un maillage tétraédrique de type « extrêmement fin » dans la cavité et de type « fin » sur tout

le reste de la géométrie (correspondant au maillage numéro 2 - cf. Tableau I-2 en Annexe I). Il est à noter que les résultats présentés dans la suite de ce chapitre sont présentés sous forme de valeurs « absolues ».

Par la suite, nous considérons un modèle basé sur une cavité Fabry-Pérot au sein d'un barreau de silice de rayon interne $R_0 = 62,5 \mu\text{m}$. A l'extrémité droite du barreau, une condition d'encastrement est appliquée. A l'état initial, nous considérons que la pression ambiante correspond à la pression atmosphérique et nous imposons également une pression égale à la pression atmosphérique au sein de la cavité. L'étude est effectuée pour une gamme de pression appliquée allant de 0 bar à 100 bar.

(a) Cas d'une cavité sphérique

Dans cette section, on considère une cavité Fabry-Pérot de forme sphérique (cf. Figure II-12(a)). Nous pouvons observer sur la Figure II-12(b) le champ de déplacement selon l'axe optique (ou axe x) lorsqu'une pression hydrostatique de 85 bar est appliquée. Le champ de déplacement présente un gradient dans l'axe de la fibre optique. La sensibilité spectrale en pression S_p en fonction de la longueur de la cavité L (ou du diamètre, sachant que $L = d$) est étudiée. L'augmentation du diamètre de la cavité a pour conséquence d'augmenter l'aire effective de la paroi tout en diminuant son épaisseur (à diamètre extérieur de fibre constant *i.e.* $125 \mu\text{m}$). Ainsi, la sensibilité en pression augmente avec le diamètre de la cavité (cf. Figure II-13). Pour une cavité de longueur $L = 120 \mu\text{m}$ (*i.e.* une épaisseur centrale de paroi $p = 2,5 \mu\text{m}$), la sensibilité en pression du transducteur est de $5,2 \text{ pm/bar}$. Pour des longueurs de cavité inférieures à $60 \mu\text{m}$, la sensibilité en pression varie peu et tend vers une valeur S_p proche de $2,6 \text{ pm/bar}$.

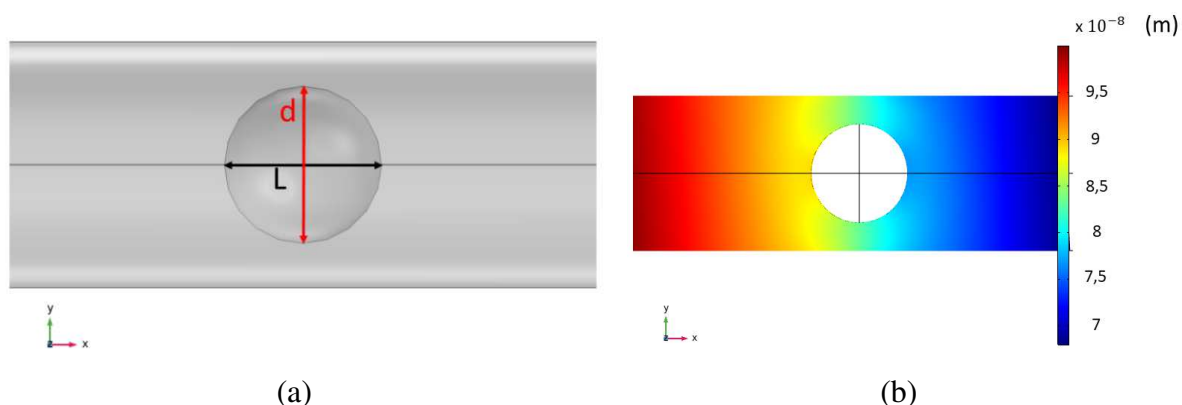


Figure II-12 : (a) Exemple de géométrie de la cavité Fabry-Pérot. $L=d=80 \mu\text{m}$ (b) Simulation du champ de déplacement (composante selon l'axe x) induit par une pression hydrostatique de 85 bar.

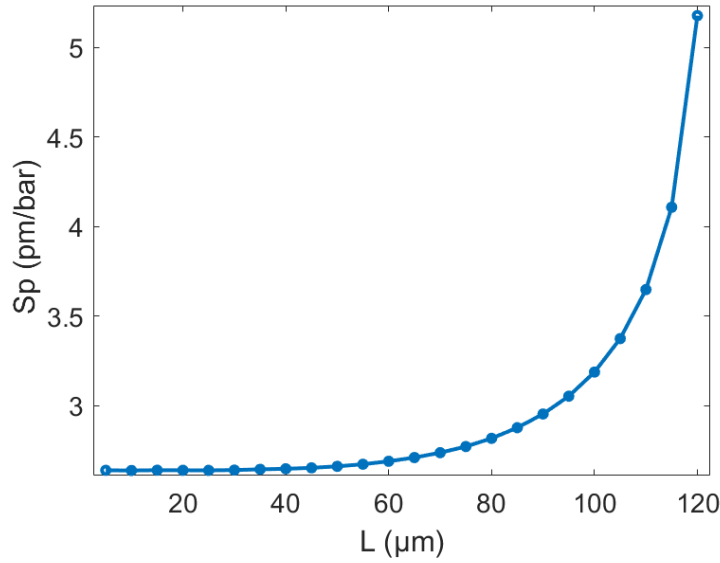


Figure II-13: Sensibilité en pression S_p en fonction de la longueur (ou du diamètre) de la cavité sphérique

(b) Cas d'une cavité elliptique

Nous considérons maintenant une cavité elliptique, caractérisée par sa longueur L (dans l'axe optique) et son diamètre d (perpendiculaire à l'axe optique), tel que décrit sur la Figure II-14(a). Les Figure II-14(b)-(d) présentent le champ de déplacement induit par une pression de 85 bar. La réponse en pression en fonction de la longueur L de la cavité (pour $d=80 \mu\text{m}$) est étudiée et présentée Figure II-15-(a). La sensibilité spectrale S_p augmente avec la diminution de la longueur de la cavité. Pour une longueur $L = 14 \mu\text{m}$ et un diamètre de cavité $d=80 \mu\text{m}$, la sensibilité obtenue est de 17,7 pm/bar. A partir d'une longueur de cavité $L \sim 100 \mu\text{m}$, la variation de la sensibilité du transducteur est faible et tend vers une asymptote S_p proche de 2 pm/bar. La Figure II-15(b) présente l'influence de la variation du diamètre de la cavité sur la réponse du transducteur. La sensibilité du transducteur augmente avec le diamètre de la cavité (et la diminution de l'épaisseur de paroi). Ainsi, les performances du transducteur seront optimisées pour des dimensions de cavités $L < d$ et pour des grands diamètres de cavité. A titre d'exemple, dans les travaux menés par Z. Ran *et al.*, ces derniers étudient l'influence de l'épaisseur de la paroi sur la sensibilité en pression du transducteur [54]. Une cavité Fabry-Pérot de forme ellipsoïdale ($L \sim 35 \mu\text{m}$ et $d \sim 60 \mu\text{m}$) est réalisée par soudure entre une fibre SMF-28 et une fibre microstructurée. La fibre est ensuite attaquée à l'acide fluorhydrique afin de réduire son diamètre extérieur de $125 \mu\text{m}$ à $96 \mu\text{m}$, correspondant à une réduction de l'épaisseur de la paroi de la cavité de $14 \mu\text{m}$, (cf. Figure II-16). Des tests expérimentaux ont

démontré que le capteur constitué d'une paroi réduite présente une sensibilité plus importante ($S_p = 3,93 \text{ pm/bar}$ et $S_p = 5,47 \text{ pm/bar}$ pour le transducteur sur SMF-28 et le transducteur à paroi réduite respectivement). Les résultats obtenus *via* le modèle COMSOL en utilisant les paramètres de l'article démontrent une sensibilité de $S_p = 4,43 \text{ pm/bar}$ et de $S_p = 4,72 \text{ pm/bar}$ pour le transducteur sur SMF-28 et le transducteur à paroi réduite respectivement. La différence entre les résultats numériques et expérimentaux peut provenir de l'approximation de la cavité réelle par une cavité elliptique avec de plus des incertitudes sur leurs dimensions exactes.

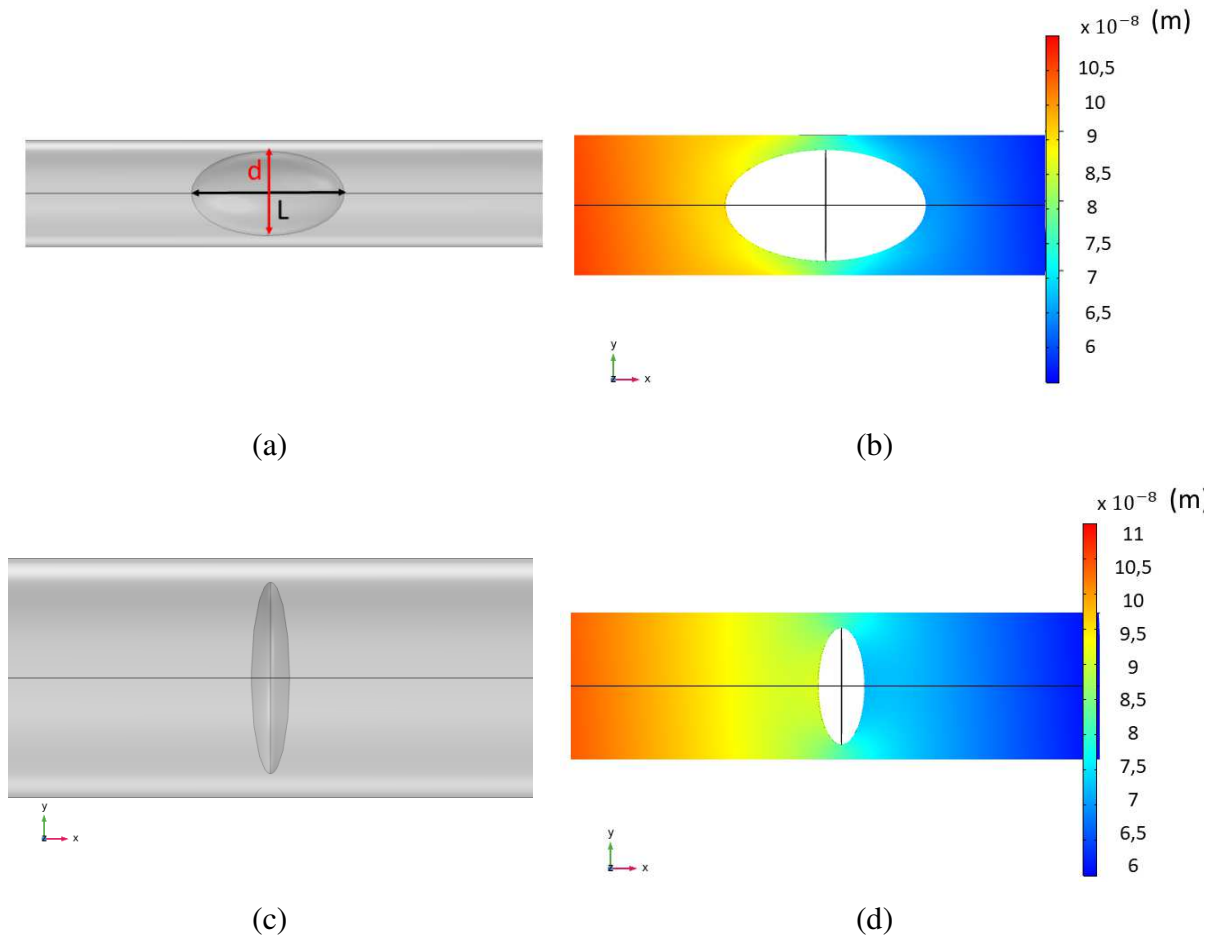


Figure II-14 : Géométrie de la cavité elliptique et simulation du champ de déplacement induit par une pression hydrostatique de 85 bar.(a)-(b) $L=180\mu\text{m}$, $d=100\mu\text{m}$ (c)-(d) $L=20\mu\text{m}$, $d=100\mu\text{m}$

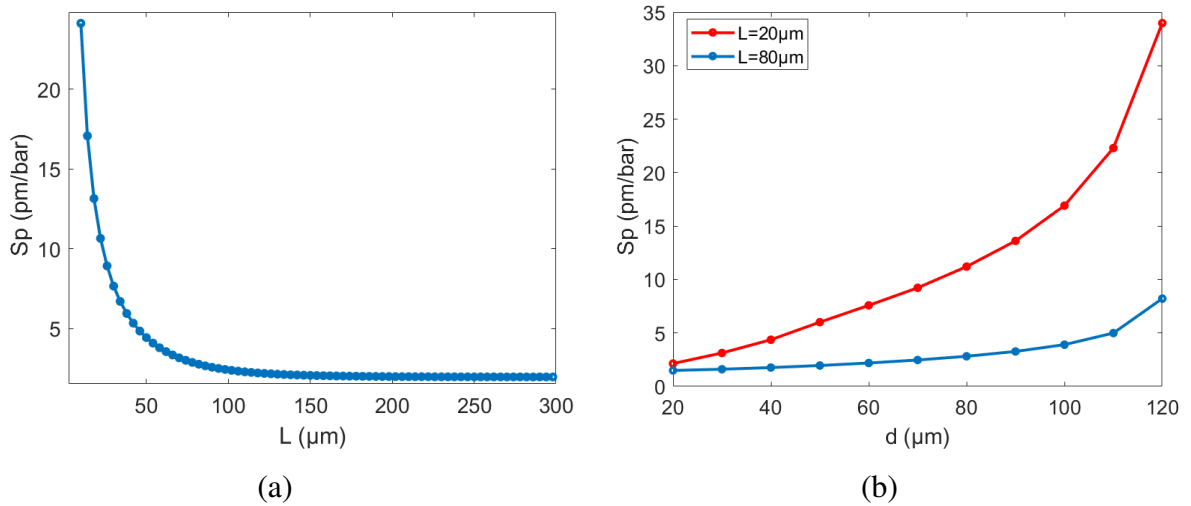


Figure II-15: (a) Sensibilité spectrale en fonction de la longueur de la cavité elliptique dans le cas $d=80$ μm. (b) Sensibilité en fonction du diamètre de la cavité pour $L=20$ μm et $L=80$ μm.

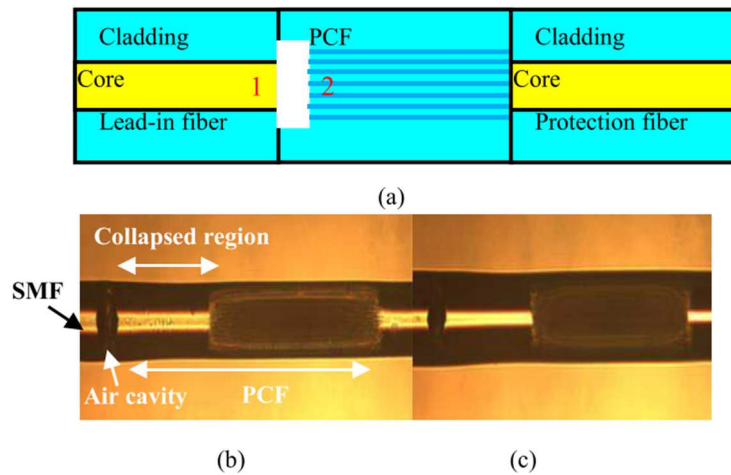


Figure II-16 : (a) Schéma de principe du transducteur à cavité Fabry-Pérot [54]. Image du transducteur à cavité Fabry-Pérot à paroi réduite (diamètre de fibre de 96 μm). (c) transducteur non attaqué à l'acide fluorhydrique.

(c) Cas d'une cavité de type cylindrique

Nous considérons dans cette partie un transducteur constitué d'une cavité de forme cylindrique à miroirs plans, caractérisée par sa longueur L et son diamètre d , tel que décrit sur la Figure II-17. La Figure II-18 présente la sensibilité en fonction de la longueur de la cavité basée sur le modèle Comsol, ainsi que la courbe théorique issue de l'Équation II-7. La réponse en pression diminue avec l'augmentation de la longueur de la cavité. Pour une longueur de cavité $L = 15$ μm et de diamètre 80 μm, la sensibilité en pression est de 17,9 pm/bar, proche du cas de la cavité elliptique avec $L=14$ μm. Pour des longueurs de cavité $L > 150$ μm, la

variation de la sensibilité est faible et tend vers la valeur du modèle analytique S_p de 2,4 pm/bar (cf. Équation II-7).

Les performances du transducteur dépendent également du diamètre de la cavité comme observé sur la Figure II-18(b). L'évolution de la réponse du transducteur en fonction du rayon de la cavité se rapproche de la courbe issue du modèle analytique (pointillés noirs sur le graphique) avec l'augmentation de la longueur de la cavité. Finalement, la sensibilité en pression augmente davantage pour des longueurs de cavité telles que $L < d$. En conclusion, tout comme dans le cas de la cavité elliptique, les performances du transducteur seront optimisées pour des dimensions de cavités $L < d$ et pour des grands diamètres de cavité (diminution de l'épaisseur de la paroi).

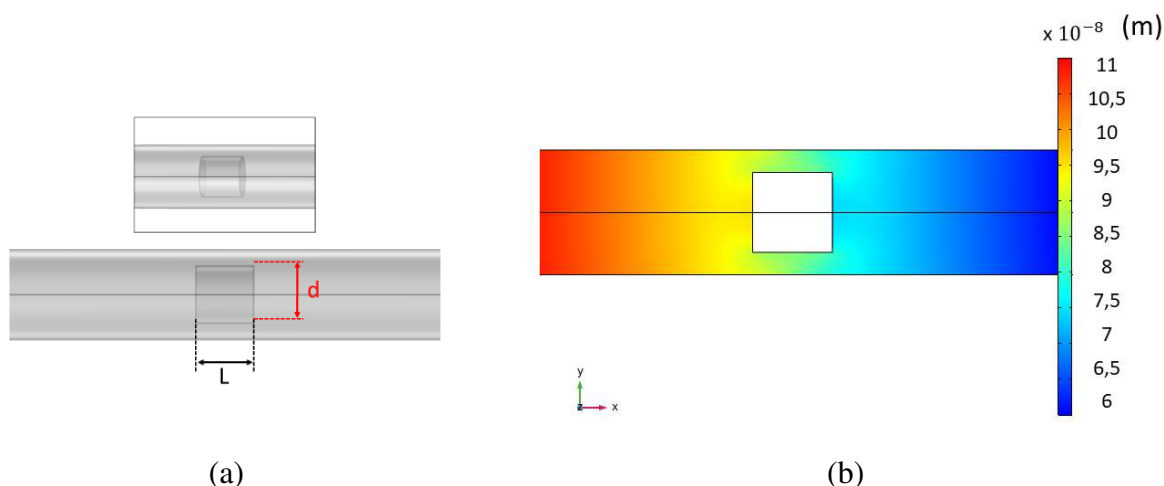


Figure II-17: (a) Exemple de géométrie de la cavité Fabry-Pérot cylindrique. $L=d=80\mu\text{m}$ (b) Simulation du champ de déplacement (composante selon x) induit par une pression hydrostatique de 85 bar

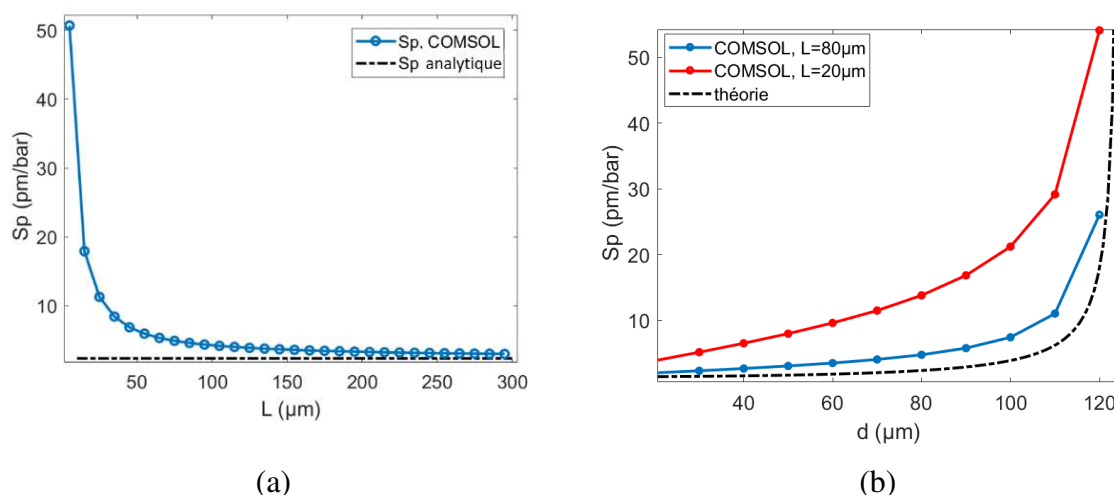


Figure II-18: (a) sensibilité en fonction de la longueur de la cavité, $d=80\mu\text{m}$. (b) sensibilité en fonction du diamètre de la cavité pour $L=20\mu\text{m}$ et $L=80\mu\text{m}$ et courbe analytique (Équation II-10)

(d) Comparaison des différentes structures

Les performances du transducteur dépendent de la géométrie de la cavité. Ainsi, dans le cas où le transducteur ne possède pas de membrane, plusieurs paramètres sont à considérer. Pour des dimensions identiques (longueur et diamètre de cavité) si l'on considère une cavité sphérique et une cavité cylindrique à miroirs plans, la sensibilité en pression est plus importante dans le cas de la cavité à miroirs plans (cf. Figure II-19, pour $L = d = 80 \mu\text{m}$, $S_p = 4,8 \text{ pm/bar}$ et $S_p = 2,8 \text{ pm/bar}$ pour la cavité plan et la cavité sphérique respectivement). La membrane « effective » formée par la paroi de la cavité à miroirs plans est uniforme, contrairement à la cavité sphérique (épaisseur de paroi plus importante sur les bords), ce qui peut expliquer la différence en terme de sensibilité.

D'autre part, les performances du transducteur formé par la cavité cylindrique et la cavité elliptique sont similaires avec une évolution de la sensibilité en pression analogue mais néanmoins plus importante pour la cavité à miroirs plans (cf. Figure II-19). Pour une cavité de longueur $20 \mu\text{m}$, la sensibilité en pression est de $S_p = 11,9 \text{ pm/bar}$ et de $S_p = 14,6 \text{ pm/bar}$ pour la cavité elliptique et la cavité cylindrique respectivement. Cette différence peut s'expliquer par l'uniformité de la membrane « effective » dans le cas de la cavité cylindrique, tout comme pour le cas de la cavité sphérique. Finalement, les performances du transducteur seront optimisées pour des cavités à miroirs plans de longueurs $L \ll d$.

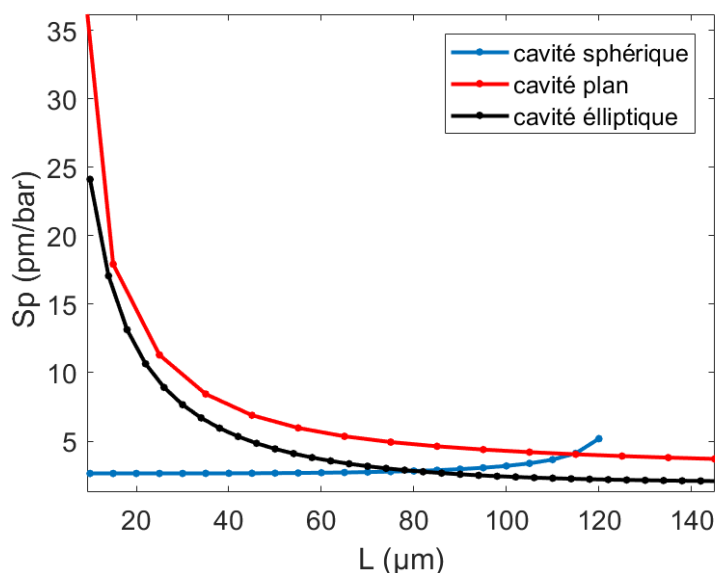


Figure II-19: Sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité - comparaison des géométries de cavité (sphérique, plan, elliptique), $d=80\mu\text{m}$

II.2.4 Modèle numérique d'un transducteur Fabry-Pérot avec une membrane de silice

Dans cette section où l'on considère un transducteur constitué d'une cavité Fabry-Pérot et d'une membrane en silice, la structure globale du transducteur aura une influence directe sur sa réponse en pression. Il s'agira dans cette partie d'étudier l'influence de la forme de la cavité Fabry-Pérot ainsi que de la membrane sur la sensibilité en pression. Les simulations seront basées sur les mêmes caractéristiques que les modèles de la section précédente en terme de dimension et de maillage.

(a) Cas d'une cavité sphérique

Dans cette section, il s'agira d'étudier un transducteur basé sur une cavité sphérique de longueur $L = d$, avec une membrane en silice d'épaisseur e (cf. Figure II-20). Dans un premier temps, nous étudierons l'influence de la forme de la membrane sur la réponse en pression du transducteur. Pour cela, différents modèles de transducteurs basés sur une cavité sphérique de longueur $L = 80 \mu m$ ont été réalisés :

- (a) Transducteur à membrane plan
- (b) Transducteur à membrane plan en angle de 10 degrés (afin de s'affranchir d'une troisième réflexion en extrémité en fibre, comme expliqué à la section III.4.2 du Chapitre III)
- (c) Transducteur à membrane sphérique
- (d) Transducteur à membrane elliptique

La Figure II-21 présente la simulation des différents transducteurs à membrane d'épaisseur au niveau de l'axe optique $e = 10 \mu m$ et leur réponse sous l'effet d'une pression hydrostatique de 85 bar. Nous pouvons observer que l'uniformité de la membrane sphérique induit une réponse à la pression hydrostatique uniforme sur l'ensemble de la structure et que la déformation selon l'axe optique est plus importante pour les autres géométries de membranes. Dans le cas où la membrane n'est pas de forme sphérique, le déplacement induit par la pression est plus important au centre de la membrane. Ainsi, cela aura pour conséquence d'induire une variation de longueur de la cavité plus importante. Nous pouvons observer sur la Figure II-22 représentant la sensibilité S_p en fonction de l'épaisseur de membrane une sensibilité en pression plus faible dans le cas d'une membrane sphérique avec un écart croissant pour des faibles

épaisseurs de membrane. Pour une épaisseur $e = 3 \mu m$, $S_p = 10 \text{ pm/bar}$, $S_p = 11,1 \text{ pm/bar}$, $S_p = 11,2 \text{ pm/bar}$ et $S_p = 11,3 \text{ pm/bar}$ pour un transducteur à membrane sphérique, plan, plan en angle et elliptique, respectivement. Le transducteur constitué de la membrane elliptique présente une meilleure sensibilité en pression avec un écart maximum de $5,3 \text{ pm/bar}$ avec le transducteur à membrane sphérique pour $e = 1 \mu m$. Finalement, étant donné le faible écart de sensibilité entre le transducteur à membrane plan et le transducteur à membrane elliptique, le cas du transducteur à membrane plan sera la solution considérée pour la suite. Une membrane plan étant plus facilement réalisable qu'une membrane elliptique dont il faudra contrôler l'épaisseur sur toute la surface de la membrane.

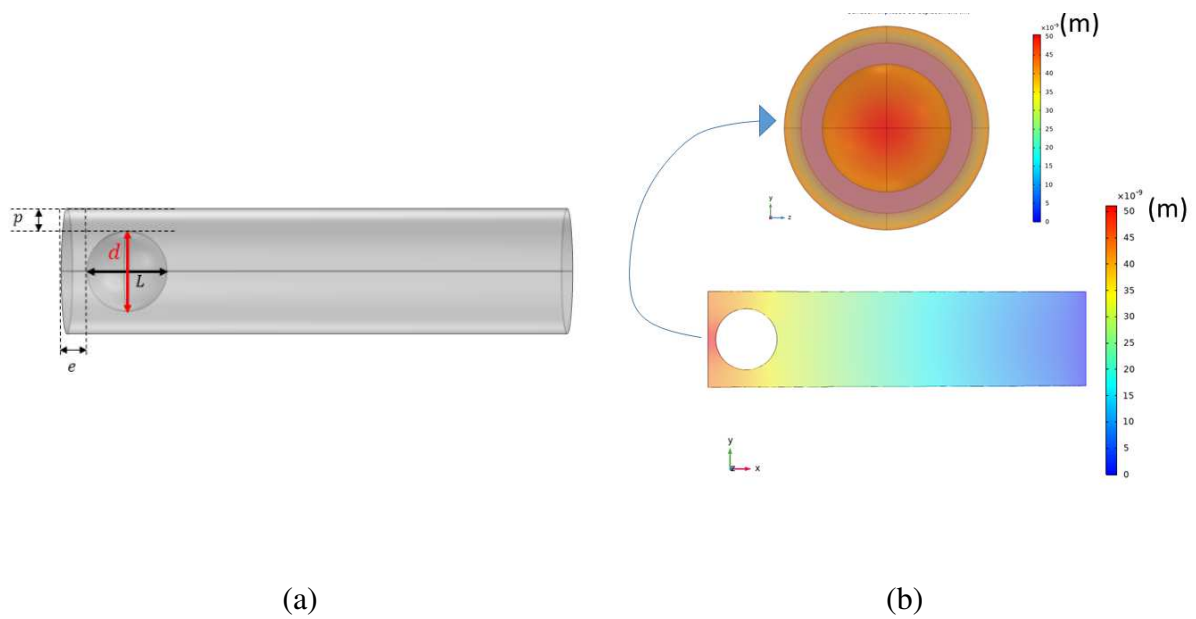


Figure II-20 : (a) Schéma de principe de la cavité sphérique avec membrane plan.(b) Simulation de l'amplitude de déplacement (selon x) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 85 bar (vue sur la face de la membrane et vue de côté).

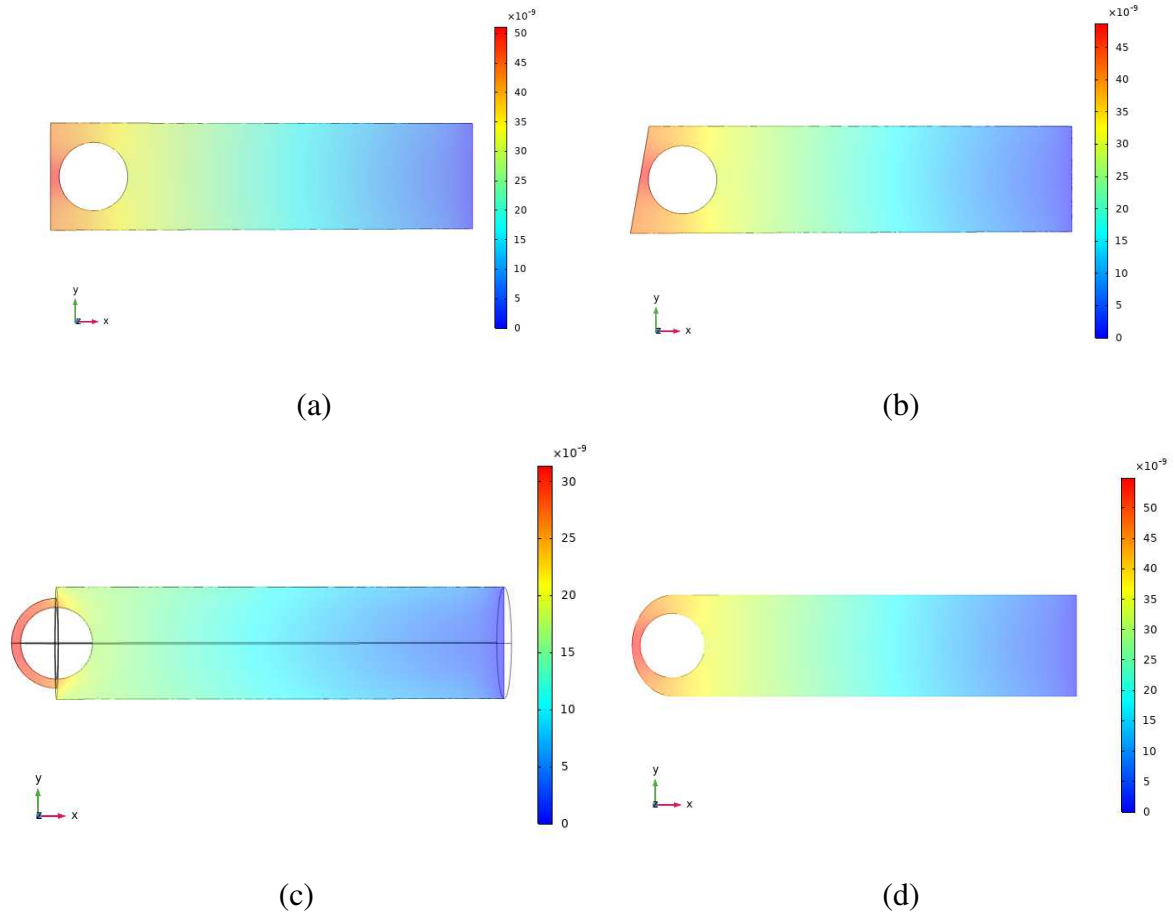


Figure II-21 : Simulation de l'amplitude de déplacement (en mètre) sous l'effet d'une pression hydrostatique de 85 bar. L'épaisseur de membrane est de $e=10\ \mu\text{m}$ (a) membrane plan (b) membrane plan, angle de 10 degrés (c) membrane sphérique (d) membrane elliptique

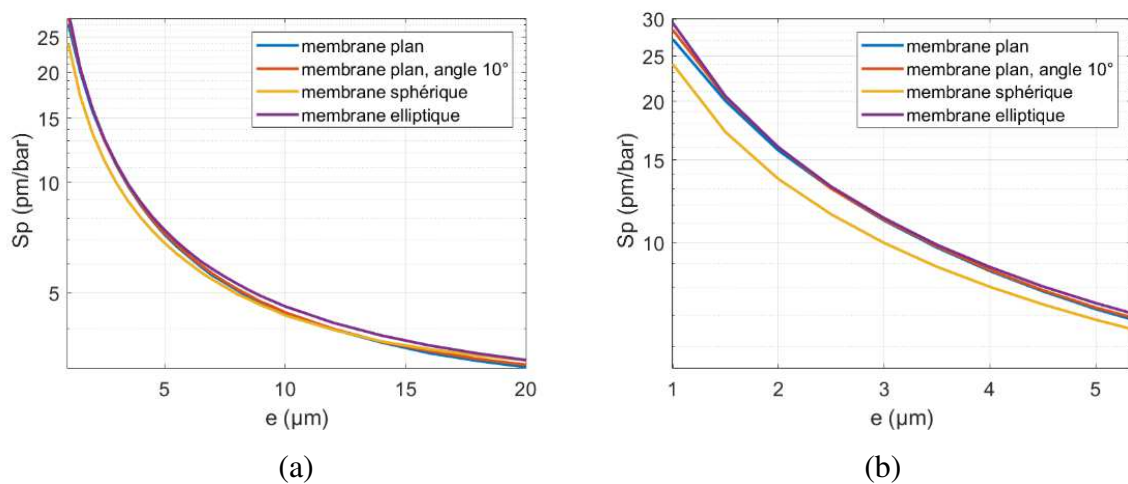


Figure II-22 : Sensibilité en pression S_p en fonction de l'épaisseur de membrane – comparaison des différentes géométries de membrane. $d = L = 80\ \mu\text{m}$

Dans un second temps, une étude paramétrique est effectuée afin d'évaluer l'influence de la longueur de la cavité, ainsi que de l'épaisseur de la membrane plan sur la réponse en

pression du transducteur. La Figure II-23(a) représente la sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité pour différentes épaisseurs de membrane. Pour une épaisseur de membrane fixe, la sensibilité en pression augmente avec le diamètre de la cavité. De plus, dans le cas où $e = 10 \mu m$, on observe pour des longueurs de cavité proches de $105 \mu m$ une augmentation moins importante de la sensibilité avec L . Notons que pour une longueur $L = 105 \mu m$, les épaisseurs de la membrane e et de la paroi sur la face cylindrique p sont identiques. Nous pouvons supposer que la déformation induite est globalement répartie de manière uniforme sur le transducteur, ce qui aura pour conséquence de minimiser la sensibilité en pression de ce dernier. Dans le cas où $e = 20 \mu m$, l'épaisseur de membrane e et de la paroi p sont identiques pour des longueurs $L = 85 \mu m$, où l'on peut également observer une évolution plus faible de la sensibilité. Pour des épaisseurs p plus faibles la sensibilité recroît rapidement. A titre d'exemple, pour un transducteur basé sur une cavité de longueur $L = 120 \mu m$ avec une membrane d'épaisseur $e = 10 \mu m$, la sensibilité en pression est de $6,3 \text{ pm/bar}$. Nous pouvons observer sur la Figure II-23(b) une diminution de la sensibilité en pression avec l'augmentation de l'épaisseur de membrane. Pour des membranes d'épaisseur $e > 20 \mu m$, la sensibilité S_p varie autour de 3 pm/bar . A partir d'épaisseur $e < 5 \mu m$, la sensibilité en pression augmente significativement et atteint une valeur de $27,1 \text{ pm/bar}$ pour $e = 1 \mu m$.

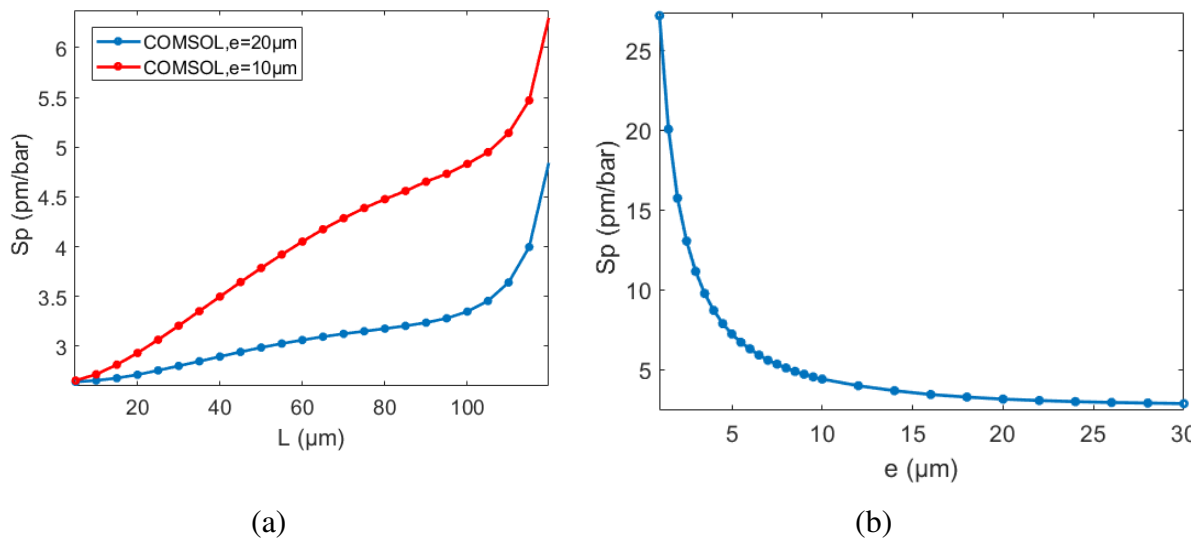


Figure II-23 : (a) Sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité pour $e=10\mu m$ et $e=20\mu m$. (b) Sensibilité en pression en fonction de l'épaisseur de membrane pour $L=80\mu m$.

(b) Cas d'une cavité elliptique

Nous considérons dans cette section un transducteur basé sur une cavité Fabry-Pérot de forme elliptique, caractérisée par sa longueur L et son diamètre d , avec une membrane plan en

silice (cf. Figure II-24(a)). L'amplitude de déplacement est maximale au niveau du centre de la membrane comme le montre la Figure II-24(b). Nous pouvons observer sur la Figure II-25(a) que la sensibilité en pression diminue avec la longueur de la cavité. Pour une longueur de cavité $L = 10 \mu m$, d'épaisseur $e = 10 \mu m$ et $d=80 \mu m$, la sensibilité en pression est de $133,3 pm/bar$. A partir de longueurs proches de $L \sim 150 \mu m$, la sensibilité tend vers des valeurs de $S_p \sim 2 pm/bar$. La Figure II-25(b) représente la sensibilité en pression en fonction du diamètre de la cavité pour différentes longueurs de cavité et épaisseurs de membrane. Nous pouvons observer l'augmentation de la sensibilité avec le diamètre de la cavité et la diminution de l'épaisseur de membrane. Ainsi, à titre d'exemple, pour un transducteur de longueur, d'épaisseur et de diamètre $L = 20 \mu m$, $e = 10 \mu m$, $d = 110 \mu m$ respectivement, la sensibilité en pression est telle que $S_p = 180,6 pm/bar$.

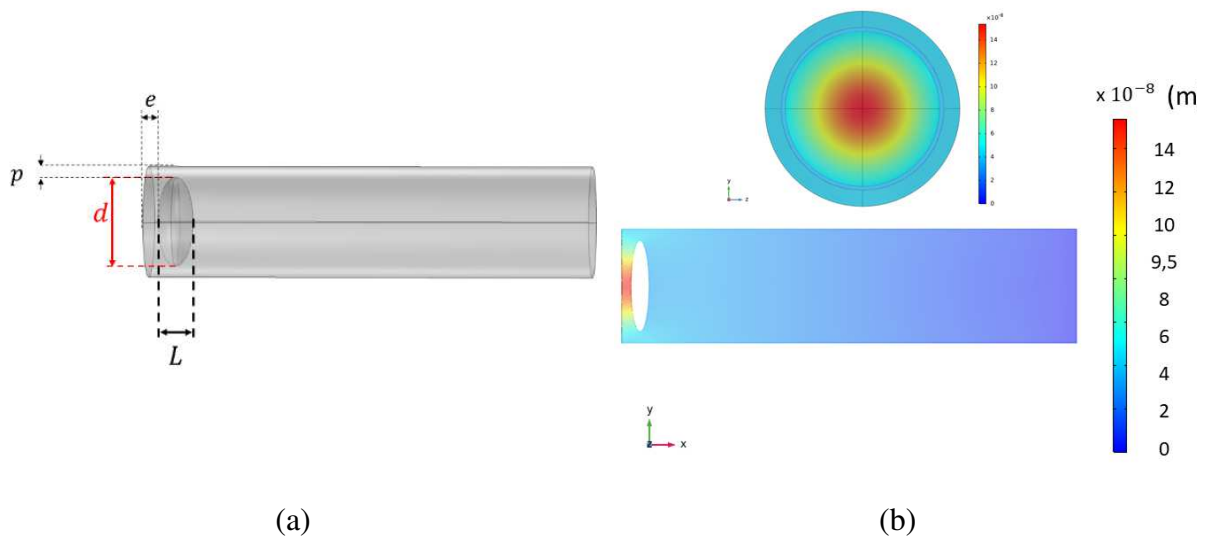


Figure II-24 : (a) Géométrie de la cavité elliptique avec membrane en silice. $L = 20 \mu m$, $d = 100 \mu m$, $e = 10 \mu m$ (b) Simulation de l'amplitude de déplacement induit par une pression hydrostatique de 85 bar (vue de face et vue de côté).

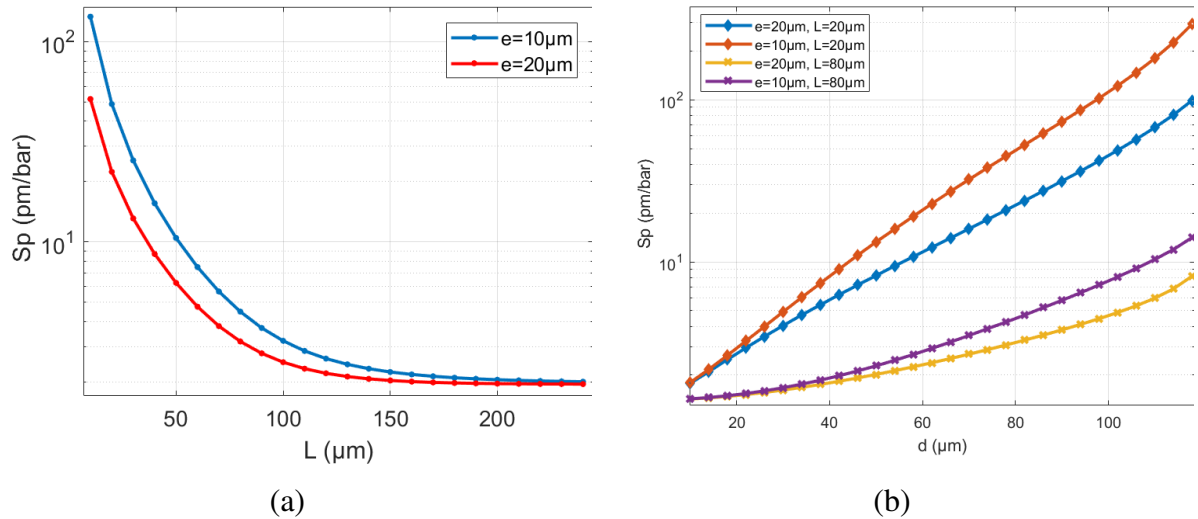


Figure II-25 : (a) Sensibilité en pression en fonction de la longueur de cavité pour $d=80\mu m$ ($p=22,5\mu m$). (b) Sensibilité en pression en fonction du diamètre de cavité pour différentes longueurs de cavité et différentes épaisseurs de membrane.

(c) Cas d'une cavité cylindrique

Le modèle d'un transducteur basé sur une cavité à miroirs plans de forme cylindrique avec une membrane plan est étudié (cf. Figure II-26(a)). L'amplitude de déplacement maximale est localisée au niveau de la zone centrale de la membrane, avec une amplitude plus élevée que dans le cas de la cavité elliptique (cf. Figure II-26(b)). Ainsi, le transducteur à miroirs plans présente une sensibilité plus importante (Figure II-27(a)), ce qui peut être expliqué par l'uniformité de la membrane de la cavité à miroirs plans, contrairement au transducteur elliptique possédant une membrane de type plan-convexe, avec une épaisseur minimum au centre.

La Figure II-27(a) présente la sensibilité en pression S_p en fonction de la longueur de la cavité pour deux épaisseurs de membrane différentes et pour un diamètre de cavité $d = 80 \mu m$. En considérant la membrane comme étant circulaire et uniforme, la condition de membrane d'épaisseur fine de la formule analytique s'applique pour des épaisseurs vérifiant la relation $e < 0,5 a = 20 \mu m$, avec $a = \frac{d}{2}$ (cf. condition (3) de l'Équation II-1). Ainsi, nous pouvons observer sur la figure que pour une épaisseur de membrane de $3 \mu m$, le modèle analytique est en accord avec le modèle issu de Comsol. Pour une épaisseur de membrane de $10 \mu m$, l'hypothèse de membrane d'épaisseur fine reste valide, cependant la courbe analytique présente un écart important avec la simulation. La Figure II-27(b) représente la sensibilité en pression en fonction du rayon effectif de la membrane $a = \frac{d}{2}$ pour une longueur de cavité de $50 \mu m$, en

considérant différentes épaisseurs de membrane. Nous pouvons observer l'augmentation de la sensibilité avec le diamètre de la cavité et la diminution de l'épaisseur de membrane, tout comme dans le cas du transducteur à cavité elliptique. La courbe issue de la simulation numérique dans le cas $e = 2 \mu\text{m}$ présente des oscillations pouvant être expliquées par un maillage non optimisé dans le domaine de faible épaisseur représentant la membrane. Nous pouvons observer un écart entre la courbe issue de la simulation et la courbe analytique croissant avec l'épaisseur de la membrane pouvant s'expliquer par le domaine de validité de la formule analytique limité au cas d'une membrane considérée d'épaisseur fine. De plus, cet écart peut s'expliquer par le fait que la formule analytique constitue une approximation du cas réel.

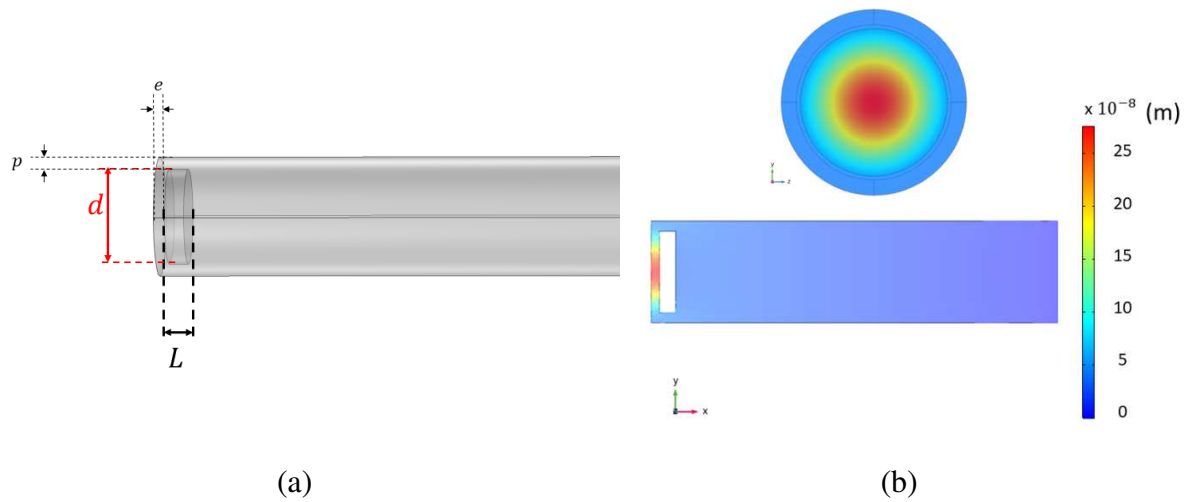


Figure II-26 : (a) Géométrie de la cavité cylindrique avec membrane en silice. $L = 20 \mu\text{m}$, $d = 100 \mu\text{m}$, $e = 10 \mu\text{m}$ (b) Simulation de l'amplitude de déplacement induit par une pression hydrostatique de 85 bar (vue de face et vue de côté).

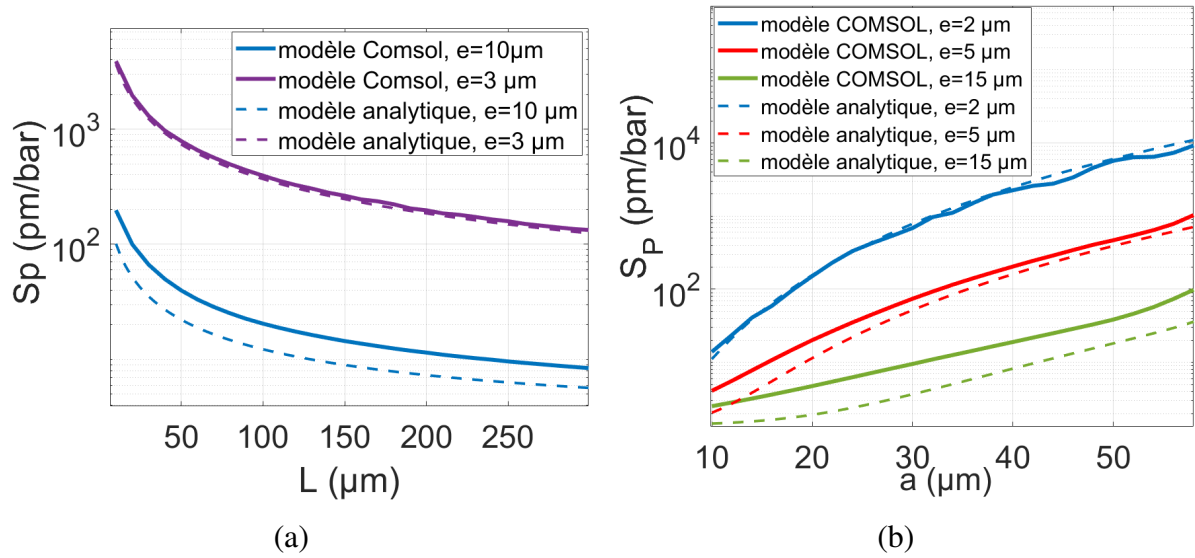


Figure II-27 : (a) Sensibilité en pression S_p en fonction de la longueur de cavité pour $d=80 \mu m$ pour différentes épaisseurs de membrane (b) Sensibilité en pression en fonction du rayon effectif $a = \frac{d}{2}$ de la cavité pour $L = 50 \mu m$ pour différentes épaisseurs de membrane.

(d) Comparaison des différentes structures

Pour des dimensions identiques (longueur et diamètre de cavité) si l'on considère une cavité sphérique et une cavité cylindrique à miroirs plans, la sensibilité en pression est plus importante dans le cas de la cavité à miroirs plans (cf. Figure II-28, pour $L = d = 80 \mu m$, $S_p = 4,5 \text{ pm/bar}$ et $S_p = 25,2 \text{ pm/bar}$ pour la cavité sphérique et la cavité plan respectivement). De même que pour le cas du transducteur sans membrane, l'uniformité de la membrane ainsi que le caractère isotrope de la sphère peut expliquer la différence de sensibilité entre un transducteur constitué d'une cavité sphérique et cylindrique.

Les performances du transducteur formé par la cavité plan et la cavité elliptique sont similaires avec une évolution de la sensibilité en pression analogue mais néanmoins plus élevées pour la cavité à miroirs plans (cf. Figure II-28). Pour une cavité de longueur $20 \mu m$, la sensibilité en pression $S_p = 48,8 \text{ pm/bar}$ et $S_p = 99,9 \text{ pm/bar}$ pour la cavité elliptique et la cavité cylindrique respectivement. Finalement, les performances du transducteur seront optimisées pour des cavités de structure cylindrique, de longueurs L petites, de rayons d importants et pour des épaisseurs de membranes fines.

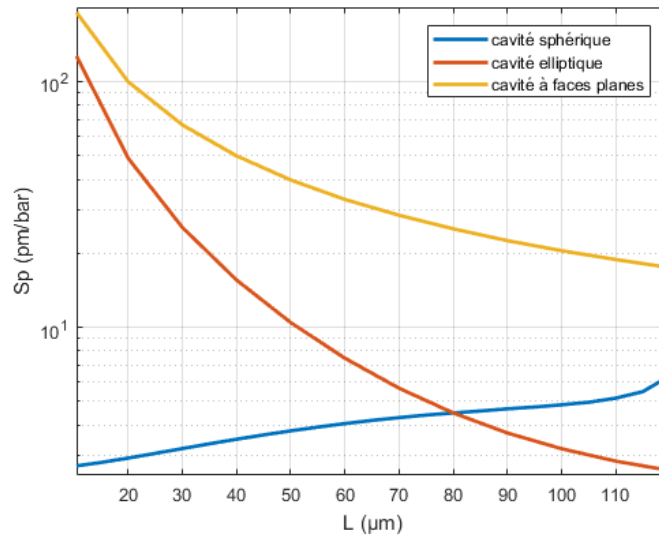


Figure II-28: Sensibilité en pression en fonction de la longueur de la cavité - comparaison des géométries de cavité (sphérique, plan, elliptique), $d=80 \mu\text{m}$, $e=10 \mu\text{m}$.

II.3 CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, nous avons étudié et modélisé un transducteur interférométrique Fabry-Pérot *via* une modélisation par éléments finis.

L'étude de la réponse en pression d'un transducteur interférométrique Fabry-Pérot au sein d'un barreau de silice (de rayon correspondant à une fibre standard – type SMF-28) *via* la conception d'un modèle Comsol a été réalisée. Ce modèle met en avant l'influence de différents paramètres structurels tels que la géométrie de la membrane mais également la forme de la cavité sur la sensibilité en pression du transducteur. Il a été démontré que la présence d'une membrane en extrémité de capteur permet une meilleure sensibilité de ce dernier. Néanmoins, la solution de transducteur basé sur une cavité cylindrique sans membrane en extrémité peut être à considérer car elle possède l'avantage de s'affranchir de la réflexion parasite en extrémité de fibre optique et donc de l'influence du milieu environnant tel que la présence de particules pouvant polluer l'extrémité du transducteur (*cf.* Chapitre III). Dans ce cas de figure, la sensibilité en pression sera optimisée pour des longueurs de cavité inférieures au diamètre de cette dernière.

Enfin, afin de garantir une sensibilité en pression optimale, la structure de capteur à considérer est basée sur une cavité Fabry-Pérot cylindrique à miroirs plans caractérisée par une longueur de cavité inférieure au diamètre de la cavité et une épaisseur de membrane fine.

La limitation dans l'épaisseur de membrane minimum dépendra de la pression maximale tolérable avant la rupture de cette dernière. En outre, le choix des paramètres structurels dans le dimensionnement du transducteur aura une influence directe sur les performances du capteur tels que la sensibilité en pression, la précision de la mesure en fonction de la méthode de démodulation considérée (*cf.* Chapitre IV) ou encore la résolution de mesure.

Il s'agira dans de futurs travaux de poursuivre le travail de modélisation d'une cavité Fabry-Pérot au sein d'une fibre optique afin de pouvoir réaliser un modèle « multi physique » complet du transducteur interférométrique Fabry-Pérot alliant l'optique physique et la mécanique des structures.

Chapitre III REALISATION DE PROTOTYPES DE TRANSDUCTEUR A FIBRES OPTIQUES

Ce chapitre porte sur la conception de prototypes de transducteurs de pression en vue de tests de caractérisation thermique et de pression (*cf.* Chapitre IV). Il s'agira donc dans ce chapitre d'étudier le processus de fabrication de la cavité Fabry-Pérot et les différents paramètres pouvant influencer sur les caractéristiques de cette dernière telles que la dimension de la cavité et le spectre d'interférence résultant.

De nombreux travaux portant sur la réalisation de transducteurs Fabry-Pérot intrinsèques démontrent un procédé de fabrication ayant l'inconvénient de comprendre de nombreuses étapes de fabrication incluant parfois des procédés chimiques ou procédés de collage, peu adaptés pour des applications aéronautiques en environnement sévère, dont les températures peuvent atteindre plus de 1000 °C. A titre d'exemple, H. Chen *et al.* développent un capteur basé sur une microcavité d'air de forme elliptique pour la mesure de contrainte. Le procédé de fabrication nécessite plusieurs étapes de soudure incluant l'ajout d'un revêtement liquide en extrémité de fibre optique permettant la création de la cavité d'air [55]. Les travaux menés par S. Pevec *et al.* présentent par exemple la conception d'un capteur de pression basé sur une cavité Fabry-Pérot d'air avec une membrane de silice en extrémité [56]. La réalisation du transducteur inclut différentes étapes de fabrication faisant appel à des procédés chimiques de gravure à l'acide fluorhydrique. Ainsi, une solution permettant de simplifier le processus de fabrication sans inclure de procédés chimiques ou de collage est de travailler sur un procédé d'usinage au laser femtoseconde. Le laser aura l'avantage de permettre un micro usinage de précision avec une grande flexibilité d'usinage. A titre d'exemple, L. Zheng *et al.* développent un capteur basé sur une cavité Fabry-Pérot d'air ouverte constituée d'un canal usiné au laser femtoseconde [57]. Y. Zhang *et al.* proposent une approche similaire basée sur la création d'une cavité d'air et d'une membrane de silice au laser femtoseconde permettant la mesure de pression [32].

Le transducteur développé dans la cadre de la thèse a ainsi pour objectif d'avoir un procédé de fabrication peu complexe permettant d'assurer la robustesse et l'intégrité du capteur en vue des applications visées. Dans un premier temps, nous présenterons le principe de micro usinage au laser femtoseconde et les différents phénomènes physiques entrant en jeu lors de l'interaction du laser avec le matériau. Ensuite, nous étudierons le procédé de fabrication laser relatif à la réalisation d'un transducteur Fabry-Pérot basé sur une cavité de type sphérique mais également

à géométrie cylindrique, en vue d'une optimisation de la sensibilité en pression. En outre, afin d'optimiser le capteur et sa réponse en pression, il s'agira d'étudier la réalisation d'une membrane de silice et les caractéristiques du spectre d'interférence résultant. Enfin, en vue d'une discrimination de la mesure de pression et de température, la réalisation d'une structure de type réseau de Bragg sera également présentée.

III.1 MICRO USINAGE AU LASER FEMTOSECONDE

III.1.1 Généralités sur la micro-structuration par laser femtoseconde

Le laser femtoseconde (fs) possède la caractéristique d'émettre des impulsions lumineuses ultra-courtes de haute intensité. De plus, le faible diamètre du point focal rend possible le micro usinage des matériaux sans créer de dommages en surface, de micro fissures ou de transfert de chaleur au sein du matériau environnant. En outre, l'utilisation de rayonnement de forte puissance crête (supérieure au mégawatt) fait apparaître des phénomènes d'interaction laser-matière non linéaires tels que l'absorption non linéaire permettant de créer des modifications permanentes dans les matériaux transparents. Ces puissances rendent possible l'usinage de tous types de matériaux, avec une grande flexibilité dans les techniques d'usinage. Ainsi, différents types de structures complexes peuvent être réalisées au sein du matériau, ce qui est traditionnellement impossible dans le cas de procédé d'usinage faisant appel à des lasers standards, comme par exemple les lasers CO_2 , couramment utilisés lors de processus industriels d'usinage de métaux.

En fonction de l'intensité du laser femtoseconde et du matériau utilisé, différents types de modifications de la matière induite sont possibles. Par exemple, la modification de l'indice de réfraction d'un matériau au laser femtoseconde permet l'inscription de guides d'ondes au sein d'une fibre optique [58] ou d'un matériau monocristallin tel que le saphir [59] (*cf.* Figure III-1(a)). D'autre part, la formation de nanostructures périodiques au sein de la matière ayant pour caractéristique d'être fortement biréfringentes peut être utilisée pour des applications telles que la réalisation de micro réflecteurs ou de lame de phase ([60],[61]-*cf.* Figure III-1(b)). De plus, l'usinage au laser femtoseconde est une solution dans de nombreuses applications de photonique intégrée ou encore dans la réalisation de composants opto-fluidique pour l'analyse dans les milieux biologiques [62].

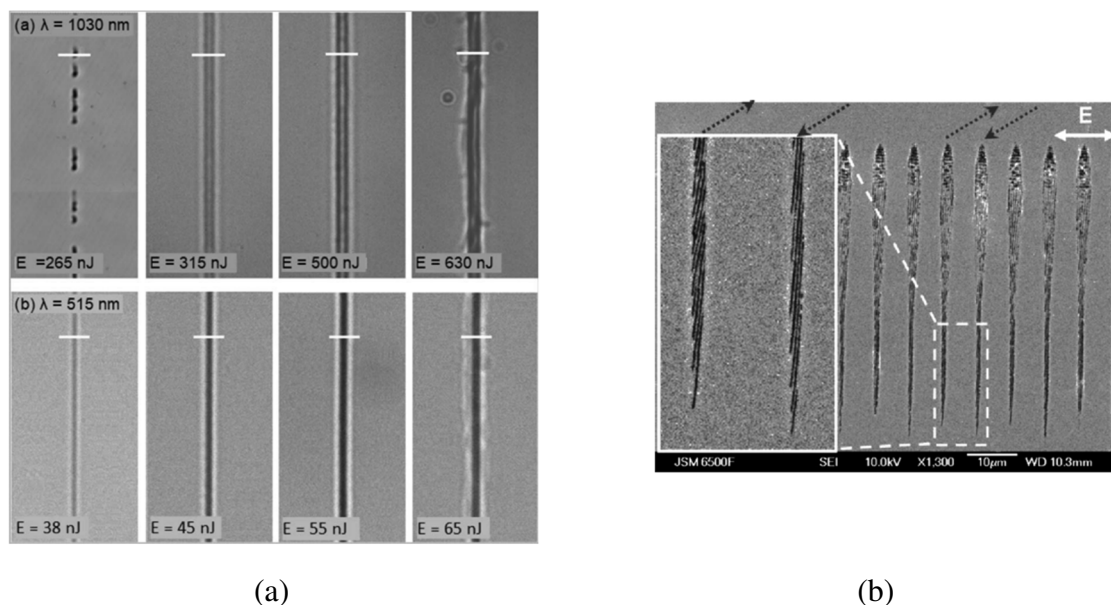


Figure III-1 : (a) Guide d'onde inscrit au laser femtoseconde à une longueur d'opération de 1030 nm (en haut) et 515 nm (en bas) dans du saphir [59] (b) Image au MEB d'une coupe transverse présentant des nanostructures inscrites au laser femtoseconde dans le verre [60].

III.1.2 Interaction laser – matière

Le processus de modification au laser femtoseconde de matériaux diélectriques transparents peut être résumé en différentes étapes [63]: l'absorption non linéaire de radiation et la ionisation du matériau, le transfert d'énergie des électrons excités dans le treillis atomique (interaction électron/phonon – processus relatif à la diffusion d'électrons libres par les ondes vibrationnelles que sont les phonons), la chauffe du matériau, résultant en une transformation de la structure et des propriétés du matériau et le refroidissement à la température initiale. Le fait que la durée d'une impulsion femtoseconde soit inférieure au temps d'absorption d'une impulsion dans le matériau, déterminé par le temps de relaxation du couplage électron/phonon ($\sim 10 \text{ ps}$ pour la silice) est une des raisons des propriétés propres aux modifications induits par laser femtoseconde en comparaison d'impulsion laser de durée plus élevée. Au cours de l'absorption d'une impulsion femtoseconde par le matériau, la rapidité du phénomène permet une diffusion restreinte de la chaleur et ainsi une meilleure efficacité d'absorption d'une impulsion. De plus, la courte durée d'une impulsion induit un haut niveau d'intensité de radiation dans la région focale résultant en des effets non linéaires au sein de la matière ionisée.

Afin de créer une modification permanente au sein de la matière, l'énergie laser absorbée par le mécanisme d'absorption non linéaire doit permettre de faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Pour ce faire, il existe deux types d'absorption non linéaire : l'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel. La prédominance de

l'un des deux effets dépend de l'intensité du faisceau incident, tel que décrit dans le modèle de Keldysh [64].

Par la suite, cette énergie est transférée dans le treillis atomique par interaction électron-phonon, résultant en différents types de modifications permanentes au sein du matériau. Ces modifications structurales de la matière dépendent de plusieurs paramètres liés à l'émission laser (durée d'impulsion, énergie et cadence de répétition) mais également des propriétés du matériau. En fonction de ces propriétés, différents régimes de modification permanente existent (*cf.* Figure III-2). Le premier régime concerne le changement isotrope de l'indice de réfraction, correspondant à une modification de type I. A faible énergie par impulsion (*e.g.* pour des énergies par impulsion autour de 200 nJ et pour des durées d'impulsions inférieures à 200 fs), la zone de radiation subit une fonte rapide de la matière et une resolidification rapide se traduisant par une densification localisée au sein de la zone de radiation et entraînant une augmentation de l'indice de réfraction [65]. Le second régime correspond à un changement anisotrope de l'indice de réfraction par la création de nano réseaux, appelé modification de type II. Les nanoréseaux sont alors polarisés perpendiculairement à la direction des franges et démontrent une forte biréfringence. Le troisième régime correspond à la formation de microbulles due à une compression importante de la matière, permettant par exemple la réalisation de réseaux de Bragg en point-par-point de type III, technique utilisée dans le cadre de cette thèse (*cf.* section III.5).

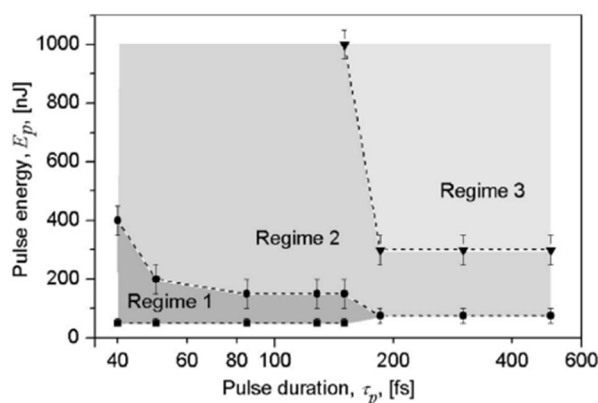


Figure III-2 Diagramme de l'énergie par impulsion en fonction de la durée d'une impulsion (échelle logarithmique) définissant les différents régimes d'interaction laser avec la silice (l'ouverture numérique de l'objectif focalisant le laser est de 0,65), d'après [66].

Si la puissance de l'impulsion (correspondant au rapport de l'énergie par impulsion et la durée d'une impulsion) a son importance, la fréquence de répétition du laser est également un paramètre à prendre en compte. En prenant en considération les temps caractéristiques des

processus de relaxation suivant l'irradiation devant la durée d'une impulsion, différents régimes sont possibles, tel que démontré dans les travaux de S. Eaton *et al.* [67]. En effet, en considérant par exemple des impulsions de 375 fs de 450 nJ à 1045 nm dans un verre boro-silicate AF45, pour une fréquence de répétition en dessous de 200 kHz, chaque impulsion est considérée comme indépendante (régime athermique). Au-dessus de 200 kHz, les effets sont cumulatifs (régime « burst »).

III.1.3 Banc d'inscription laser femtoseconde

La plateforme d'inscription femtoseconde est mise en place au sein du laboratoire LSPM du CEA List et a été initialement développée dans le cadre des travaux de thèse de Romain Cotillard portant sur l'inscription de réseaux de Bragg au laser femtoseconde [68]. Le banc d'inscription comprend la chaîne laser femtoseconde, une plateforme de translation permettant le contrôle du tir et du positionnement de la fibre par rapport au faisceau, le module d'inscription ou d'usinage de cavité Fabry-Pérot et le système d'imagerie de la fibre permettant le contrôle du banc.

La chaîne laser comprend un oscillateur femtoseconde et un générateur d'harmoniques. L'oscillateur laser utilisé est un Pharos de chez Light Conversion. La durée des impulsions est de 160 fs à une cadence maximum de 1 MHz. Le générateur d'harmoniques fourni par Light Conversion permet une sélection de la longueur d'onde de travail parmi les harmoniques (1030 nm, 515 nm, 343 nm, 257 nm, 206 nm) générées par effets non linéaires du deuxième ordre.

Afin de contrôler avec précision la puissance du tir, un atténuateur variable est mis en place, constitué d'une lame de phase demi-onde et de lames de Brewster. De plus, une partie du faisceau laser est analysée par un puissance-mètre. Le contrôle de la position s'effectue *via* 4 platines de translation de faible amplitude de déplacement (environ 10 mm) motorisées par des micromoteurs permettant des déplacements linéaires par pas de 30 nm. Le contrôle de la distance entre le dispositif d'inscription et la fibre est réalisé grâce à une platine de translation (z) disposant d'une amplitude de déplacement de 300 mm et une résolution de 0,5 μm . Le dispositif d'imagerie est constitué d'un miroir dichroïque permettant de réfléchir le faisceau laser vers le dispositif d'inscription et vers la caméra. Le module d'inscription pour la réalisation de cavités Fabry-Pérot se compose d'un objectif de microscope de type Cassegrain (Newport) 36X, d'ouverture numérique de 0,5 et une distance de travail de 10,4 mm. La distance à la fibre est contrôlée par la platine de translation verticale (z). Dans notre cas (création d'un germe femtoseconde) la fibre optique est maintenue en verticale à l'aide d'un montage en

équerre de chez Thorlabs positionnée sur la platine de translation (x,y). La ferrule maintenant la fibre optique possède des vis pour un contrôle de l'angle (θ, ϕ) de la fibre par rapport au faisceau incident.

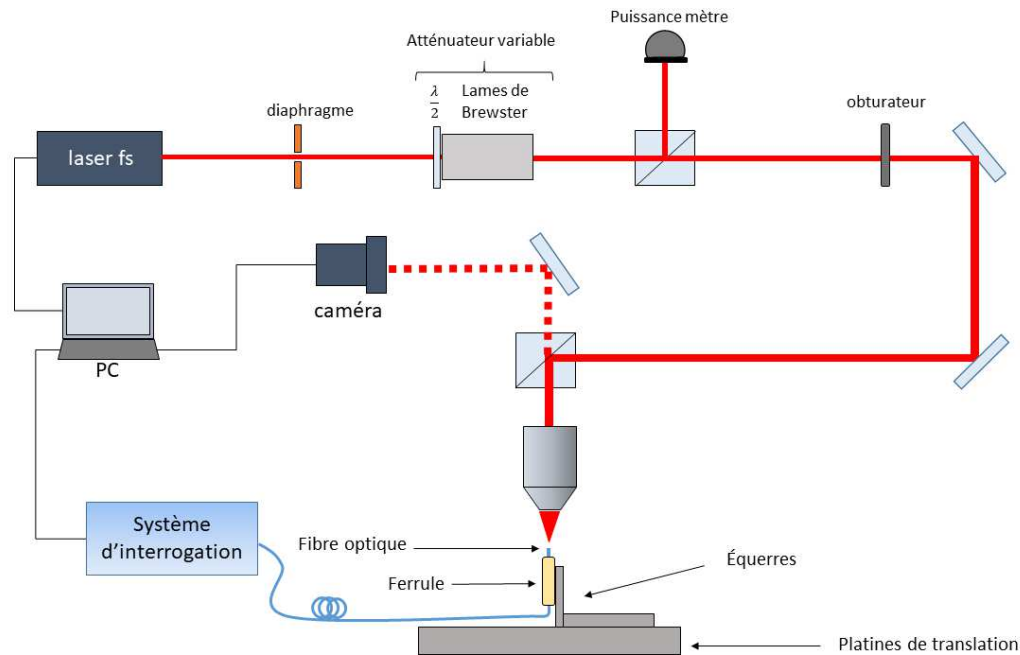


Figure III-3 : Schéma du montage de la plateforme d'inscription de germes au laser femtoseconde.

III.2 REALISATION D'UN TRANSDUCTEUR INTERFEROMETRIQUE FABRY-PEROT

III.2.1 Processus de fabrication de la cavité à géométrie sphérique

Le processus de fabrication de la cavité Fabry-pérot sphérique consiste en différentes étapes. Tout d'abord, un germe est créé en focalisant le faisceau laser femtoseconde en extrémité d'une fibre optique à l'aide du montage d'inscription décrit dans la section précédente. La fibre micro usinée est ensuite soudée à une autre fibre à l'aide d'une soudeuse optique à arc électrique (Fujikura 70 S) afin de créer une cavité d'air par dilatation du germe femtoseconde.

Des approches similaires sont développées par Y. Zhang *et al.* et Z. Ran *et al.* dont les travaux présentent la réalisation d'une cavité Fabry-Pérot par création d'un germe en extrémité de fibre optique ([32] et [69]). Dans ces travaux, le faisceau laser passe au travers d'un masque circulaire permettant de créer un germe d'une dimension de 60 μm . Dans le cadre de cette thèse,

le germe est créé sans mise en forme préalable du faisceau permettant un montage moins complexe. Le contrôle dans la dimension de la cavité sera dépendant des paramètres du laser et de la soudeuse, en plus du motif du germe, comme nous le verrons dans la section III.3.

Le germe est réalisé en extrémité de fibre optique monomode standard de type SMF-28, préalablement clivée et positionnée à la verticale sur le montage d'inscription, telle que décrit dans la section précédente. L'alignement de la fibre optique avec l'objectif de microscope s'effectue en injectant un pointeur laser dans la fibre optique afin d'imager le faisceau issu de l'extrémité de la fibre à la caméra. Puis, le faisceau issu du laser femtoseconde et incident en extrémité de fibre optique est également imagé à la caméra afin de superposer les deux spots. La focalisation du laser en extrémité de la fibre s'effectue tout d'abord à faible puissance (énergie par impulsion d'environ 20 nJ), telle que présenté sur la Figure III-4 présentant un exemple de faisceau lorsqu'il n'est pas correctement focalisé en extrémité de la fibre optique (*cf.* Figure III-4(a)) et lorsque la focalisation est optimale (*cf.* Figure III-4(b)). Un germe d'une certaine profondeur est ensuite créé en translatant le faisceau dans le cœur de la fibre *via* la platine de translation en *z*. Un second passage est effectué dans la zone inscrite. La fréquence de répétition du laser est de 2 kHz et la vitesse de déplacement est de 4 $\mu\text{m/s}$, correspondant à un « pas » d'inscription de 9 nm. L'énergie des impulsions lors des inscriptions est comprise entre 350 nJ et 1,8 μJ . La haute cadence et la vitesse de déplacement du laser permettent une irradiation par multiples impulsions laser au sein de la région focale. La superposition d'impulsions peut résulter en une diminution du seuil de dommage permanent due à l'effet d'incubation (désignant un défaut de surface généré par l'interaction de plusieurs pulses laser - [70]) en comparaison d'une irradiation avec une impulsion unique. Ce type d'inscription résulte en une modification permanente de la matière pouvant se rapprocher d'une modification de type II.

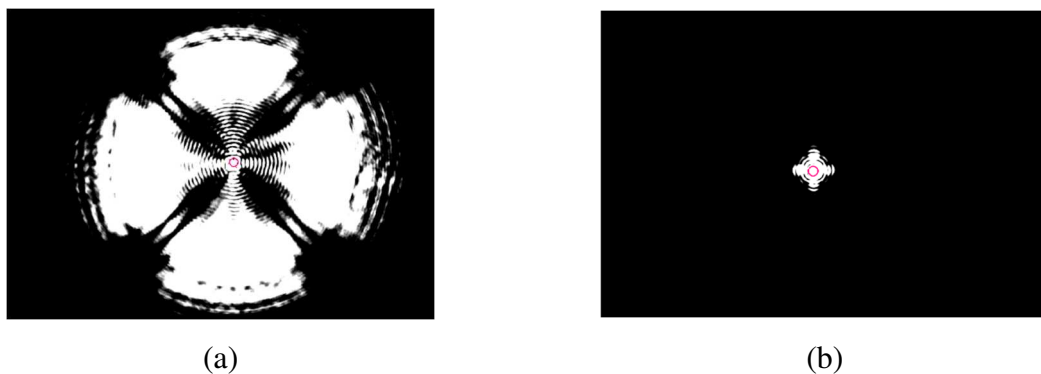


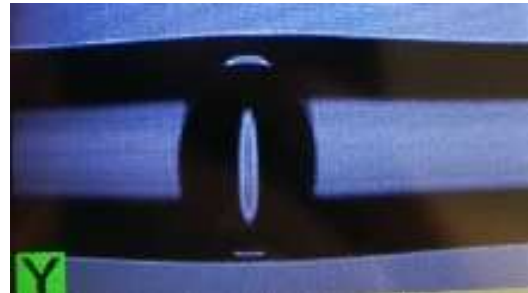
Figure III-4 : Image à la caméra du laser femtoseconde en extrémité de fibre optique non focalisé (a) et focalisé (b).

Dans un second temps, il s'agit d'effectuer une soudure de la fibre micro-usinée avec une fibre clivée non usinée. Les paramètres de soudure sont similaires aux paramètres standards relatifs à la soudure de fibres optiques standards. Nous étudierons plus en détail l'influence des paramètres de soudure sur le dimensionnement de la cavité dans la section III.3.3. La Figure III-5(a) présente une image à la soudeuse optique de l'extrémité de fibre usinée avec un germe d'une profondeur de $40\text{ }\mu\text{m}$ en face d'une fibre optique non usinée. La soudure par arc électrique résulte en une élévation de la température supérieure au point de fusion de la silice. La chauffe du gaz aura pour conséquence de dilater le germe femtoseconde, résultant en la création d'une bulle d'air au sein de la fibre optique (cf. Figure III-5(b)). La Figure III-6 montre une image au microscope d'une cavité Fabry-Pérot d'air de longueur de $53\text{ }\mu\text{m}$, présentant une forme de type sphérique ainsi que le spectre d'interférence résultant.

Le processus d'usinage de la cavité aura l'avantage d'être peu complexe, incluant peu d'étapes de soudure. De plus, les paramètres de soudure sont adaptés pour la soudure de fibres optiques standards rendant la structure robuste et pouvant offrir une bonne tenue mécanique.



(a)



(b)

Figure III-5 : (a) Image à la caméra de la soudeuse optique de l'extrémité de fibre dotée d'un germe femtoseconde de $40\text{ }\mu\text{m}$ de profondeur (b) Image à la soudeuse de la cavité Fabry-Pérot d'air sphérique résultante par soudure. Les effets de courbure de la fibre résultent en une cavité qui apparaît de forme elliptique.

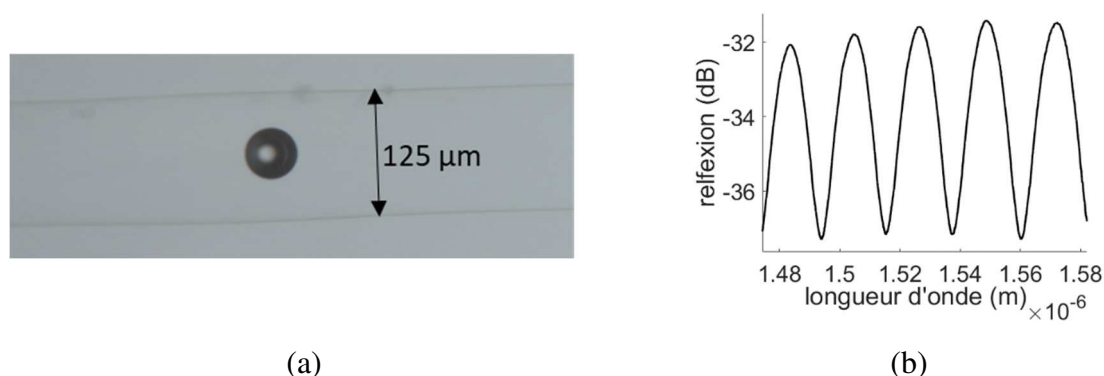


Figure III-6 : (a) Image au microscope optique à immersion d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de 53 μm. (b) Spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot.

III.2.2 Processus de fabrication de la cavité à géométrie cylindrique

Nous avons démontré dans le chapitre II à travers des modélisations l'influence de la géométrie de la cavité sur la sensibilité en pression. Ainsi, dans le cas de cavité à géométrie cylindrique, la sensibilité en pression est plus importante que dans le cas d'une cavité de type sphérique. Il s'agira donc dans cette partie d'étudier le processus de fabrication d'un transducteur basé sur une cavité à géométrie cylindrique.

La cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique est basée sur la soudure d'un capillaire en sandwich avec une fibre monomode standard type SMF-28. Pour ce faire, le processus de fabrication consiste en une première étape de soudure entre une fibre SMF-28 et un capillaire de silice préalablement clivé. Ensuite, il s'agira de créer la cavité en effectuant un clivage à une distance de la soudure définissant la longueur de la cavité. Enfin, la dernière étape consiste en la soudure du capillaire clivé avec une autre fibre type SMF-28 afin de sceller la cavité Fabry-Pérot.

Lors de la première étape de soudure, une fibre monomode de type SMF-28 est soudée à un capillaire de silice de diamètre interne de 57 μm, réalisé au laboratoire du PhLAM de l'Université de Lille (FiberTech Lille). Les paramètres de soudure sont ajustés de sorte à éviter que le canal d'air du capillaire ne se referme. A titre d'exemple, la Figure III-7(a) présente une soudure d'une fibre monomode et d'un capillaire non optimisée, où l'on constate une diminution graduelle du canal d'air au rapprochement de la jonction de soudure. La Figure III-7(b) présente une soudure dont les paramètres ont été optimisés. Néanmoins, nous pouvons remarquer que la soudure présente une discontinuité à l'interface des deux fibres optiques, pouvant résulter en une fragilité de la soudure, ce qui n'est pas le cas pour la cavité de type

sphérique dont les paramètres de soudure correspondent aux paramètres « standards » de soudure.

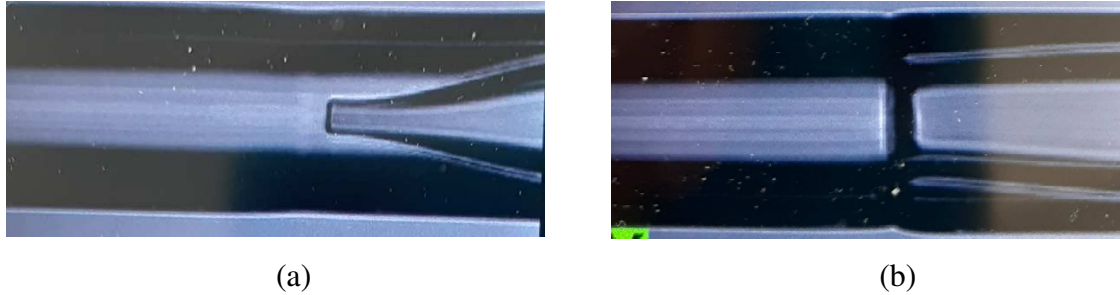


Figure III-7 : (a) Soudure entre une fibre monomode et un capillaire de rayon interne de $57\ \mu\text{m}$. (b) Soudure entre une fibre monomode et un capillaire de diamètre interne de $57\ \mu\text{m}$ optimisée.

Dans un second temps, il s'agit d'effectuer un clivage de la fibre au laser femtoseconde. Pour ce faire, la fibre est placée sur la plateforme laser. La fibre est positionnée en horizontal sur la platine de translation (x,y) et fixée en son extrémité sur des clamps permettant une rotation de la fibre sur 360 degrés (*cf.* Figure III-8). Lors de la rotation, le laser est focalisé en surface de la fibre optique (suivant une méthode identique à celle utilisée pour focaliser le laser en extrémité de fibre optique –*cf.* section précédente) afin de créer une incise. L'énergie par impulsion et la fréquence de répétition du laser est respectivement de 800 nJ et de 2 kHz. Le laser est positionné à une distance L de la première soudure définissant la longueur de la cavité Fabry-Pérot résultante. Il s'agit ensuite d'appliquer une tension manuellement de part et d'autre de la fibre dans l'axe de la fibre afin de finaliser le clivage de cette dernière. Enfin, la fibre clivée est soudée à une autre fibre de type SMF-28 afin de sceller la cavité Fabry-Pérot.

Un exemple de cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique de longueur de $50\ \mu\text{m}$ réalisée au laser femtoseconde est présenté sur la Figure III-9(a). Le spectre en réflexion de la cavité est présenté sur la Figure III-9(b). Le contraste du spectre est de 22 dB, ce qui représente une augmentation d'environ 14 dB en comparaison d'une cavité Fabry-Pérot à géométrie sphérique de longueur similaire. En effet, le rayon de courbure des faces de la cavité cylindrique permet de minimiser les pertes d'insertion au sein de la cavité et d'ainsi obtenir un contraste des franges d'interférence élevé.

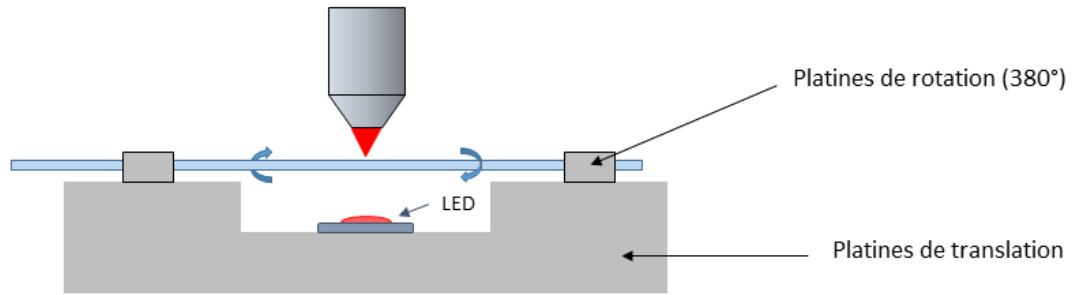


Figure III-8 Schéma de montage pour le clivage de la fibre optique au laser femtoseconde

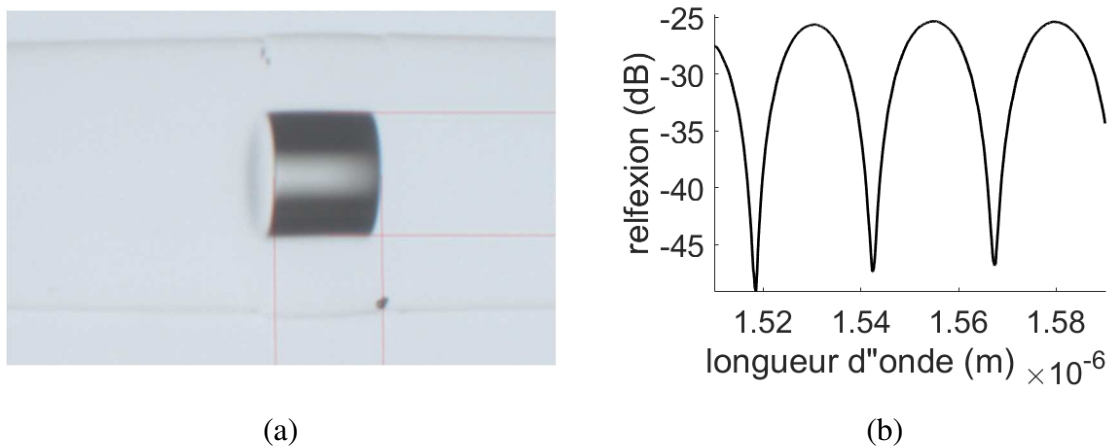


Figure III-9 : (a) Image au microscope à immersion d'une cavité à géométrie cylindrique de longueur de 50 μm . (b) Spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique de longueur de 50 μm .

III.2.3 Pertes d'insertion en fonction de la longueur au sein d'une cavité Fabry-Pérot

Nous avons démontré dans le chapitre II que dans le cas des cavités Fabry-Pérot sphérique, la sensibilité en pression augmente avec la longueur de la cavité. Cependant, les pertes d'insertion au sein de la cavité dues à la divergence du faisceau augmentent également avec la longueur de la cavité. Cela se traduira par une diminution du contraste du spectre d'interférence, ce qui aura pour conséquence d'augmenter l'erreur sur la mesure du décalage spectral, s'effectuant en mesurant le décalage d'un pic du spectre (*cf.* Chapitre IV). Ainsi, il existe un compromis entre les performances du capteur (sensibilité en pression, résolution) et l'erreur de mesure induite par la dynamique du spectre.

La Figure III-10(a) présente le contraste de la figure d'interférence en fonction de la longueur de la cavité Fabry-Pérot sphérique de différents échantillons. Afin d'obtenir des cavités de longueurs variables, nous faisons varier les paramètres relatifs à l'usinage du germe tels que la profondeur du germe. Les paramètres de soudure sont identiques pour chaque échantillon. Nous pouvons observer que le contraste diminue avec la longueur de la cavité et atteint une valeur de 5,7 dB pour une cavité de 100 μm . Pour une cavité de 56 μm , le contraste est de 9,2 dB.

La Figure III-10(b) présente le contraste de la figure d'interférence en fonction de la longueur de la cavité Fabry-Pérot à miroir plan. Dans ce cadre, des cavités Fabry-Pérot à capillaire de longueurs différentes ont été réalisées suivant le processus de fabrication décrit précédemment. Nous pouvons observer que le contraste diminue avec l'augmentation de la longueur de la cavité et atteint une valeur de 4,7 dB pour une cavité de longueur de 210 μm . La disparité des valeurs peut traduire un défaut de parallélisme ou un manque de stabilité des électrodes de la soudeuse optique lors de la conception des cavités.

En outre, la mesure a également été effectuée sur des cavités formées par deux extrémités de fibres optiques clivées et positionnées face à face (cavité plan « ouverte »). Les deux fibres sont positionnées sur les clamps motorisés de la soudeuse optique permettant de faire varier la distance entre les deux fibres et donc la longueur de la cavité Fabry-Pérot. Cette configuration permet ainsi d'avoir un contrôle plus fin de la dimension de la cavité en minimisant les défauts de parallélisme des miroirs. Nous pouvons observer que l'évolution du contraste suit une tendance similaire au cas de la cavité formée avec un capillaire. Le contraste diminue avec l'augmentation de la longueur de la cavité et atteint une valeur de 5 dB pour une cavité de longueur de 260 μm . Pour une cavité de longueur de 60 μm , le contraste du spectre est de 14,4 dB.

Ainsi, la géométrie plane des miroirs permet de minimiser les pertes d'insertion au sein de la cavité, résultant en un contraste plus élevé des franges d'interférences en comparaison de la configuration concentrique de la cavité sphérique.

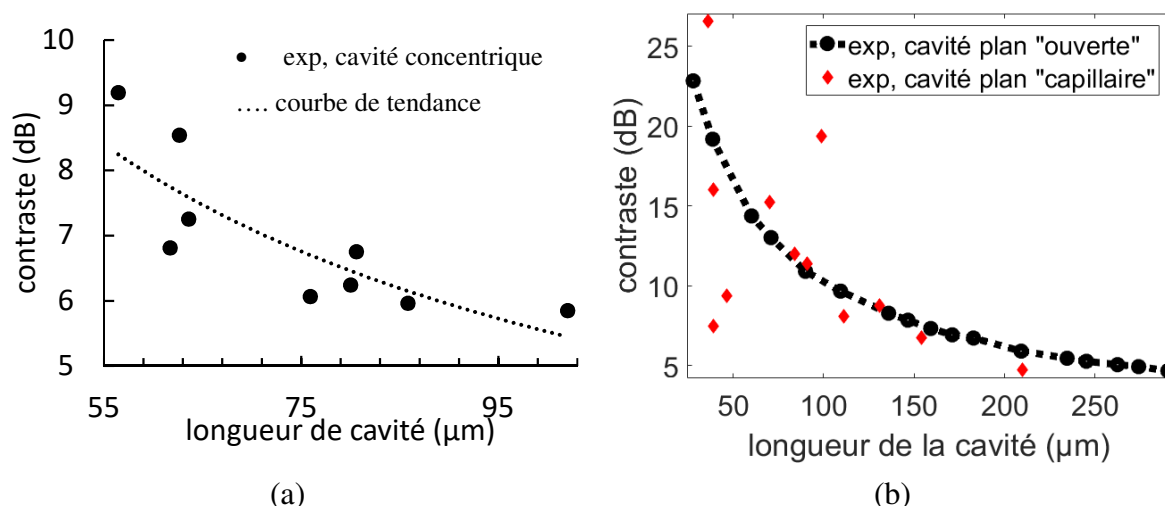


Figure III-10 : Contraste en fonction de la longueur de la cavité Fabry-Pérot sphérique (a) et de la cavité Fabry-Pérot à miroirs plans (b).

III.2.4 Etude de reproductibilité sur des cavités Fabry-Pérot

(a) Cavité Fabry-Pérot sphérique

Afin d'étudier le caractère « reproductible » du procédé de fabrication des cavités Fabry-Pérot sphériques, 11 échantillons sont réalisés présentant des paramètres identiques lors de leur fabrication. La fréquence de répétition et l'énergie par impulsion du laser lors du tir permettant la création du germe est de 2 kHz et 1,3 μJ respectivement. La profondeur du germe est de 20 μm . Les paramètres sont tels que la puissance de l'arc électrique correspond à la puissance standard entre deux fibres de type multimode, augmentée de 15 bits. Pour chaque échantillon, la longueur de la cavité et le contraste du spectre d'interférence sont évalués (cf. Figure III-11). Comme étudié dans la section précédente, le contraste du spectre d'interférence diminue avec l'augmentation de la longueur de cavité.

Nous pouvons tout d'abord observer que l'écart en terme de longueur de cavité et de contraste est maximum pour les deux premiers échantillons en comparaison des échantillons suivants. De plus, le contraste du spectre de ces deux échantillons est plus élevé que les échantillons suivants, malgré que la longueur de la cavité soit plus grande. La différence notable des deux premiers échantillons peut résulter d'un manque de stabilité des électrodes résultant en une fluctuation de la puissance de l'arc lors de l'étape de soudure. Ainsi, cela peut avoir un impact sur la dimension de la cavité créée mais peut également influencer sur la qualité (en terme de rugosité par exemple) et donc la réflectivité des miroirs de la cavité Fabry-Pérot. Ensuite,

l'écart type en terme de longueur de cavité et de contraste entre les échantillons 3 à 11 est de 1 μm et de 0,7 dB respectivement. En prenant en compte les deux premiers échantillons, l'écart maximum en terme de longueur de cavité et de contraste est de 4,8 μm et 1,66 dB.

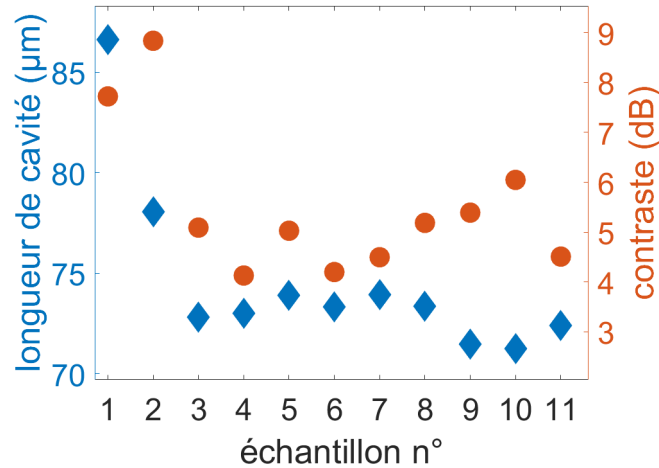


Figure III-11 : Longueur de cavité et contraste du spectre d'interférence évalué pour les différents échantillons de cavité Fabry-Pérot sphérique.

(b) Cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique

Afin d'étudier la reproductibilité des cavités à géométrie cylindrique, six échantillons sont réalisés, présentant les mêmes caractéristiques de fabrication. Durant le processus d'usinage, la longueur des cavités est paramétrée à 22 μm . Nous pouvons observer sur la Figure III-12 que la longueur des cavités obtenues se situe entre 20,1 μm et 21 μm . Ainsi, l'erreur maximum lors du processus d'usinage est de 1,9 μm . L'écart type en terme de longueur entre les échantillons est de 0,42 μm , ce qui représente un écart type faible en comparaison des cavités à géométrie sphérique, pouvant être en partie expliqué en partie par le nombre d'échantillon plus limité. Nous pouvons remarquer que le contraste est plus faible et subit une baisse d'environ 10 dB pour les échantillons 5 et 6 en comparaison des autres échantillons. Cette baisse de contraste peut traduire un défaut de parallélisme des miroirs de la cavité lors de la fabrication. En effet, nous pouvons remarquer sur la Figure III-13 qu'en comparaison de l'échantillon 1, l'échantillon 6 présente un défaut de parallélisme des miroirs pouvant être la cause d'un mauvais alignement de la fibre optique sur la plateforme lors du clivage de cette dernière. L'écart type en terme de contraste entre les échantillons est de 6,39 dB, ce qui représente un écart type plus élevé en comparaison des cavités à géométrie sphérique, Ainsi, si la cavité à géométrie cylindrique est plus reproductible que la cavité sphérique en terme de longueur de

cavité, les défauts quant au parallélisme des miroirs auront un impact important sur le contraste du spectre d'interférence.

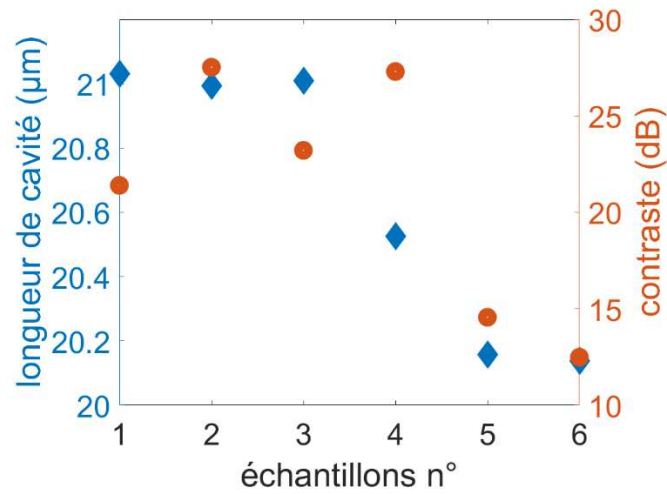


Figure III-12 : Longueur de cavité et contraste du spectre d'interférence évalué pour les différents échantillons de cavité Fabry-Pérot sphérique.

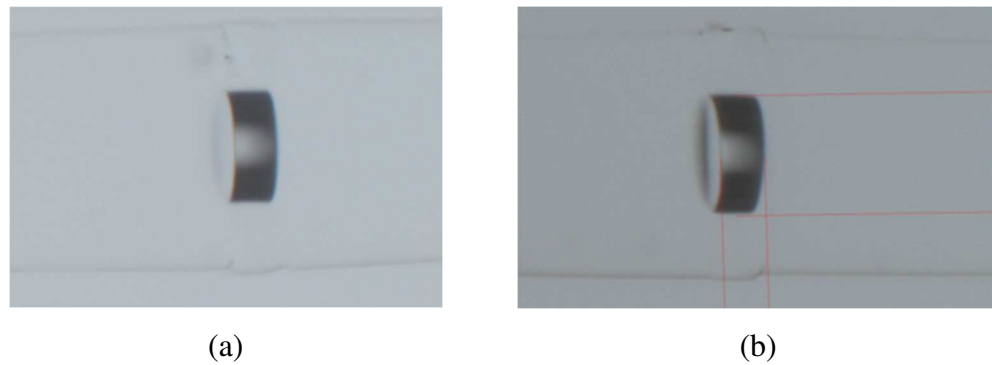


Figure III-13 : Image au microscope de la cavité Fabry-Pérot cylindrique. (a) échantillon 1 et (b) échantillon 6.

III.2.5 Conclusions

Pour conclure, nous avons présenté les processus de fabrication de transducteurs interférométriques Fabry-Pérot basés sur une cavité à géométrie sphérique et à géométrie cylindrique. D'une part, la cavité à géométrie cylindrique présente une meilleure reproductibilité (en terme de longueur de cavité) et permet un contrôle plus fin de la longueur de cavité en comparaison de la cavité sphérique. De plus, le rayon de courbure des miroirs plans de la cavité cylindrique permet d'optimiser la dynamique du spectre d'interférence et d'ainsi minimiser l'erreur sur la mesure du capteur. Néanmoins, la réalisation de la cavité cylindrique inclut plus d'étapes de soudure que dans le cas de la cavité sphérique, dont les paramètres sont

modifiés afin de permettre la soudure de fibres hétérogènes. Ainsi, il sera nécessaire de s'assurer de la robustesse de la structure lors des différentes étapes de conception du transducteur.

III.3 INFLUENCE DES PARAMETRES EXPERIMENTAUX SUR LA REALISATION DE LA CAVITE FABRY-PEROT A GEOMETRIE SPHERIQUE

Lors de la conception des cavités Fabry-Pérot sphériques, chaque étape du processus de fabrication nécessite un paramétrage ayant une influence sur les caractéristiques de la cavité réalisée. Il s'agira dans cette section d'étudier l'influence de différents paramètres lors de la réalisation du germe et de la soudure de la fibre optique sur les caractéristiques de la cavité telles que la longueur de la cavité et le contraste du spectre d'interférence, ayant un impact direct sur les performances du transducteur pour la mesure de pression. En effet, la sensibilité en pression sera dépendante de la dimension de la cavité Fabry-Pérot (*cf.* Chapitre II). La dynamique du spectre d'interférence aura un impact sur la précision de la mesure. Ainsi, il sera nécessaire d'avoir un contrôle sur ces différents paramètres.

III.3.1 Influence de l'énergie du laser femtoseconde

Lors de l'étape de création du germe femtoseconde en extrémité de fibre optique, les paramètres du laser tels que l'énergie par pulse et la fréquence de répétition peuvent avoir une influence sur le type d'inscription du germe et donc de la cavité Fabry-Pérot résultant après la soudure. Afin d'étudier l'influence de l'énergie par pulse, le laser est fixé à une fréquence de répétition de 2 kHz. La profondeur des germes est de 20 μm (correspondant à un nombre d'impulsions de 10 000) et les paramètres de soudure sont en mode automatique, adaptés pour une soudure de fibres multimodes (« MM auto »). L'énergie d'un pulse laser varie entre 350 nJ et 1350 nJ. Nous pouvons observer sur la Figure III-14 que pour une énergie par pulse de 350 nJ, la longueur de la cavité est de 56 μm . Pour des énergies supérieures à 550 nJ, la longueur de la cavité Fabry-Pérot se situe autour de 75 μm et ne semble pas dépendre de l'énergie du pulse. Ainsi, pour une énergie par pulse supérieure à 550 nJ, la variation de l'énergie d'un pulse ne semble pas avoir d'influences significatives sur la longueur de la cavité Fabry-Pérot.

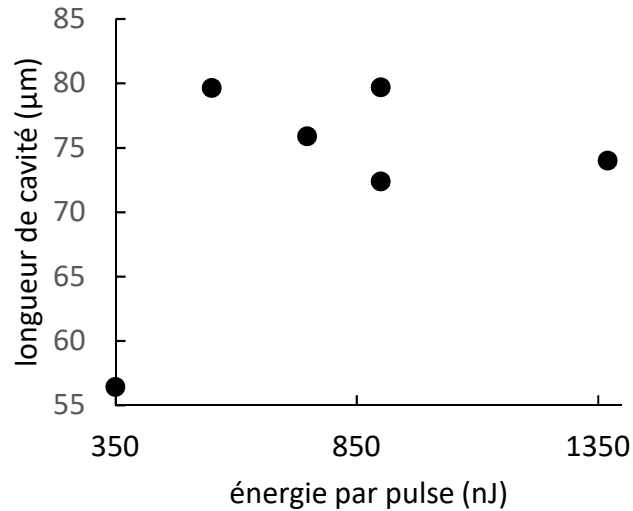


Figure III-14 : Longueur de cavité Fabry-Pérot en fonction de l'énergie par pulse.

III.3.2 Influence du motif de germe femtoseconde

Il s'agit dans un second temps d'étudier l'influence du motif du germe sur la longueur de la cavité créée. Pour cela, le laser est fixé à une fréquence de répétition de 2 kHz et une énergie par pulse de 750 nJ. Les paramètres de soudure sont en mode automatique, adaptés pour une soudure de fibres multimodes (« MM auto »). Nous pouvons observer sur la Figure III-15 que la longueur de la cavité augmente avec la profondeur du germe avec une évolution à tendance linéaire. Ainsi, la profondeur du germe a une influence directe sur la longueur de la cavité créée.

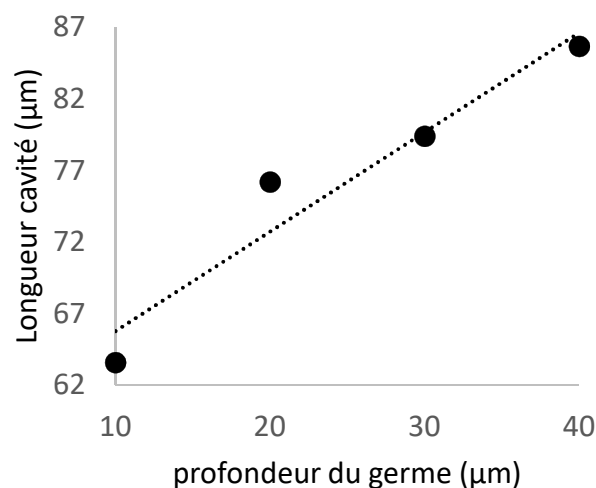


Figure III-15 : Longueur de cavité en fonction de la profondeur du germe.

III.3.3 Influence des paramètres de la soudeuse optique à arc électrique

Il s'agit dans cette partie d'étudier l'influence, sur les caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot, des paramètres de la soudeuse optique tels que la puissance d'arc lors de la soudure de la fibre optique micro-usinée avec une fibre non usinée. Divers travaux portant sur la réalisation de cavité Fabry-Pérot ont démontré la forte dépendance des caractéristiques de la cavité sur les paramètres de soudure tels que le temps d'arc et le nombre d'arc ([55], [71]). Il s'agira ici d'effectuer un paramétrage adapté dans le cas des cavités Fabry-Pérot sphériques réalisées dans cette thèse.

Il est à noter que les tests ont été effectués sur une soudeuse différente de celle utilisée lors des tests décrit précédemment, mais de référence identique (Fujikura 70S). Ainsi, l'état des électrodes (propreté, état d'endommagement), pourra avoir un impact direct sur la qualité de la soudure (cf. Figure III-16).

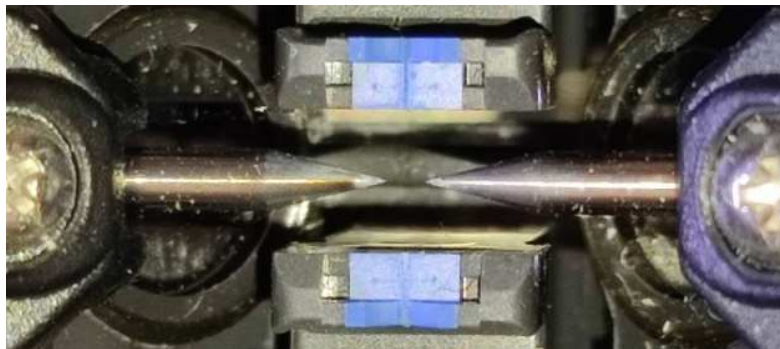


Figure III-16 : Photo des électrodes de la soudeuse optique (Fujikura 70S) utilisée lors de l'étude paramétrique.

Afin d'évaluer l'influence des paramètres de soudure, plusieurs échantillons de germes sont usinés au laser femtoseconde. La fréquence de répétition et l'énergie par impulsion lors du tir est respectivement de 1,3 μ J et 2 kHz. Les germes ainsi créés ont une profondeur de 20 μ m.

Dans un premier temps, l'influence de la puissance de l'arc électrique sur la longueur de la cavité obtenue est étudiée. Le temps d'arc est fixé à 3 s (temps d'arc standard) et nous faisons varier la puissance d'arc, initialement fixée à une valeur « standard », en augmentant de 12 bits à 30 bit. Ainsi, la puissance d'arc paramétrée lors de la soudure peut être défini comme :

$$P_{arc} = P_{standard} + x \text{ bits} \quad \text{Équation III-1}$$

Par la suite, la puissance d'arc se réfèrera à la variable x exprimée en bits.

La Figure III-17 représente la longueur de la cavité Fabry-Pérot et le contraste du spectre d'interférence en fonction de la puissance d'arc (en bits). Nous pouvons observer que la longueur de la cavité Fabry-Pérot augmente avec la puissance de l'arc électrique. La puissance de l'arc influe sur la température de l'arc électrique. Ainsi, l'augmentation de la température résulte en une dilatation plus importante de la cavité Fabry-Pérot se traduisant par une augmentation de sa longueur. Il est à noter que la puissance d'arc n'a pas d'influence sur la forme de la cavité qui demeure sphérique. Nous pouvons également observer que pour des puissances d'arc de 12 bits à 19 bits, le contraste du spectre augmente malgré l'augmentation de la longueur de la cavité. Ceci peut s'interpréter par une augmentation de l'efficacité de couplage du mode, ce qui résultera en un contraste plus élevé. Pour des puissances autour de 20 bits, l'augmentation de la puissance ne semble plus avoir d'impact sur l'optimisation du contraste, ainsi, la diminution du contraste est principalement due à l'augmentation des pertes d'insertion au sein de la cavité.

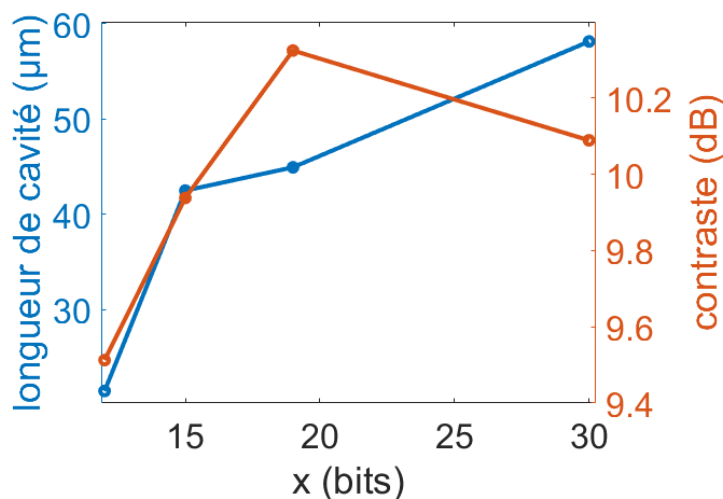


Figure III-17 : Longueur de la cavité Fabry-Pérot et contraste en fonction de la puissance d'arc

Dans un second temps, nous étudions l'influence du nombre d'arcs électriques appliqués (à puissance identique) sur les caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot créée. La durée de l'arc est fixée à 3 secondes. Cette étude est réalisée pour différentes puissances d'arc : 12 bits, 15 bits et 19 bits. Il est à noter que la forme de la cavité demeure sphérique quelque soit la puissance ou le nombre d'arc. La Figure III-18 représente le spectre d'interférence en réflexion de la cavité Fabry-Pérot en fonction du nombre d'arc électrique et pour une puissance de 12 bits. Nous pouvons observer que le contraste du spectre ainsi que la ligne de base augmentent avec le nombre d'arcs. La Figure III-18 représente la longueur de la cavité et le contraste du spectre

d'interférence en fonction du nombre d'arc. Pour une puissance d'arc de 12 bits, nous pouvons observer que la longueur de la cavité augmente avec le nombre d'arcs et passe de 21,5 μm à 41 μm au bout de 6 arcs. Au-delà de 6 arcs, la longueur de la cavité varie peu et reste autour d'une valeur de 41,5 μm . Le contraste du spectre augmente avec le nombre d'arc et passe de 9,5 dB à 12 dB au bout de 8 arcs puis se stabilise autour de cette valeur seuil. Au-delà de ce seuil, le nombre d'arc aura peu d'influence sur le contraste du spectre.

De plus, pour un même nombre d'arcs, la dimension de la cavité obtenue augmente avec la puissance d'arc, ce qui est en accord avec les résultats précédents (Figure III-17).

En outre, nous pouvons observer que le seuil (en terme de nombre d'arcs) au-delà duquel la longueur de la cavité n'augmente plus avec le nombre d'arc est plus bas pour des puissances de 15 bits et 19 bits. Ce seuil correspond à un nombre d'arcs de 6 pour une puissance d'arc de 12 bits et à 3 arcs pour une puissance d'arc de 15 bits et 19 bits. Au-delà de ce seuil, pour des puissances d'arc de 15 bits et 19 bits, la longueur de la cavité diminue avec le nombre d'arc.

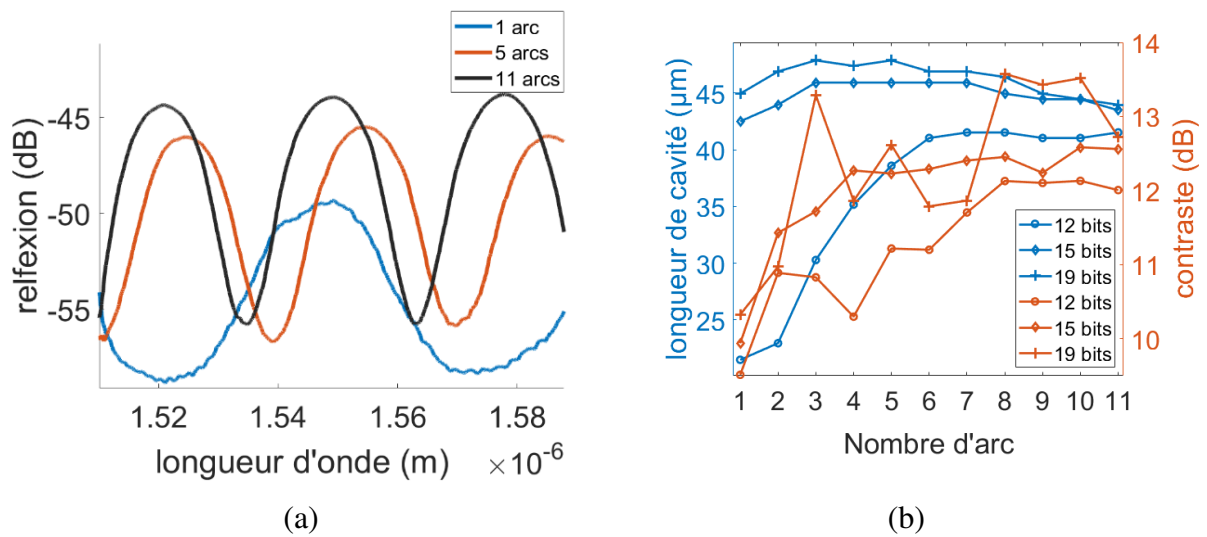


Figure III-18 : (a) Spectre en réflexion de la cavité Fabry-Pérot en fonction du nombre d'arcs électriques appliquées sur la cavité pour une puissance d'arc x de 12 bits (b) Longueur de la cavité et contraste du spectre en fonction du nombre d'arcs électriques.

En conclusion, pour des germes fs identiques, la variation de la puissance et du nombre d'arcs a un effet direct sur les caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot. D'une part, l'augmentation de la puissance d'arc et du nombre d'arcs a pour effet d'augmenter la longueur (et diamètre) de la cavité Fabry-Pérot jusqu'à un certain seuil (qui diminue avec le nombre d'arcs). De plus, l'augmentation du nombre d'arcs permet d'optimiser le contraste du spectre d'interférence jusqu'à un certain seuil au-delà duquel le contraste semble se stabiliser. Par

exemple, en considérant une puissance d'arc de 15 bits, le nombre d'arc minimum à appliquer doit être de 4 afin de garantir un contraste optimum.

III.3.4 Cavité Fabry-Pérot par soudure de fibres hétérogènes

Nous avons démontré *via* des modélisations Comsol (*cf.* Chapitre II) que le transducteur à cavité elliptique permet d'améliorer la sensibilité en comparaison de la cavité sphérique. Ainsi, l'objectif est d'étudier la possibilité de contrôle de la forme de la cavité afin de se rapprocher d'une géométrie de type elliptique. Pour ce faire, une solution est de travailler sur un procédé de fabrication basé sur la soudure de fibres hétérogènes. L'avantage réside dans la différence structurelle (*e.g.* taille du cœur, présence de canaux d'air) et matérielle (*eg.* dopage différent) entre les deux fibres, permettant lors de la soudure de créer une cavité de forme non sphérique, présentant par exemple une certaine asymétrie. Les travaux menés par T. Wang *et al.* présentent un transducteur basé sur une cavité Fabry-Pérot à géométrie elliptique obtenue par soudure d'une fibre monomode avec une fibre microstructurée [71]. Une autre méthode basée sur la soudure d'une fibre monomode avec une fibre multimode usinée à l'acide fluorhydrique permet d'obtenir une cavité Fabry-Pérot de forme asymétrique (par exemple de forme concave/convexe ou encore de forme elliptique) [72].

Dans un premier temps, il s'agira d'étudier la réalisation de cavité par simple soudure entre des fibres hétérogènes de type SMF-28 et fibre microstructurée. La fibre microstructurée, réalisée au laboratoire du PhLAM, est constituée de canaux d'air formant un motif de diamètre de 50 μm (*cf.* Figure III-19). Le diamètre de la fibre microstructurée est de 165 μm . Afin de contrôler la forme de la cavité Fabry-Pérot obtenue, il s'agit d'effectuer un paramétrage de la soudure entre les deux fibres. La Figure III-20 présente différents échantillons obtenus avec différents paramètres de soudure. Ainsi, les échantillons 1, 2 sont obtenus pour un même temps d'arc et se différencient par le nombre d'arc (1 arc est réalisé sur le premier échantillon et 2 arcs pour le deuxième échantillon). Le troisième échantillon est obtenu par un temps d'arc supérieur aux deux premiers échantillons. Nous pouvons observer que la soudure provoque un effondrement de la zone microstructurée collapsant les canaux d'air et formant une zone sans microstructure. La zone de canaux collapsés augmente avec le temps d'arc de la soudure. De plus, pour des temps d'arc faibles (échantillon 1 et 2), la forme de la cavité présente une asymétrie avec une dilatation moins importante dans la zone de la fibre microstructurée. Dans le cas du troisième échantillon, le temps d'arc étant plus important, la forme de la cavité revient

à une forme d'équilibre de type sphérique. En outre, la dimension de la cavité Fabry-Pérot dépend de la surface des canaux d'air de la fibre microstructurée. Ainsi, s'il est possible de « casser » la symétrie sphérique de la cavité, le diamètre de la zone microstructurée étant sur une faible surface de la fibre, la cavité possède une dimension trop petite et donc non optimisée pour la mesure de pression. Ainsi, pour réaliser des cavités FP de diamètre/longueur plus important, il est nécessaire d'utiliser des fibres possédant un diamètre de zone microstructurée plus important.

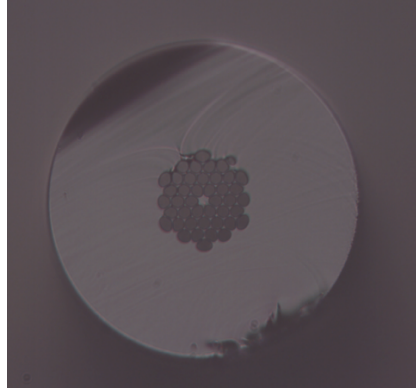


Figure III-19 Image au microscope de la fibre microstructurée réalisée au laboratoire du PhLAM.

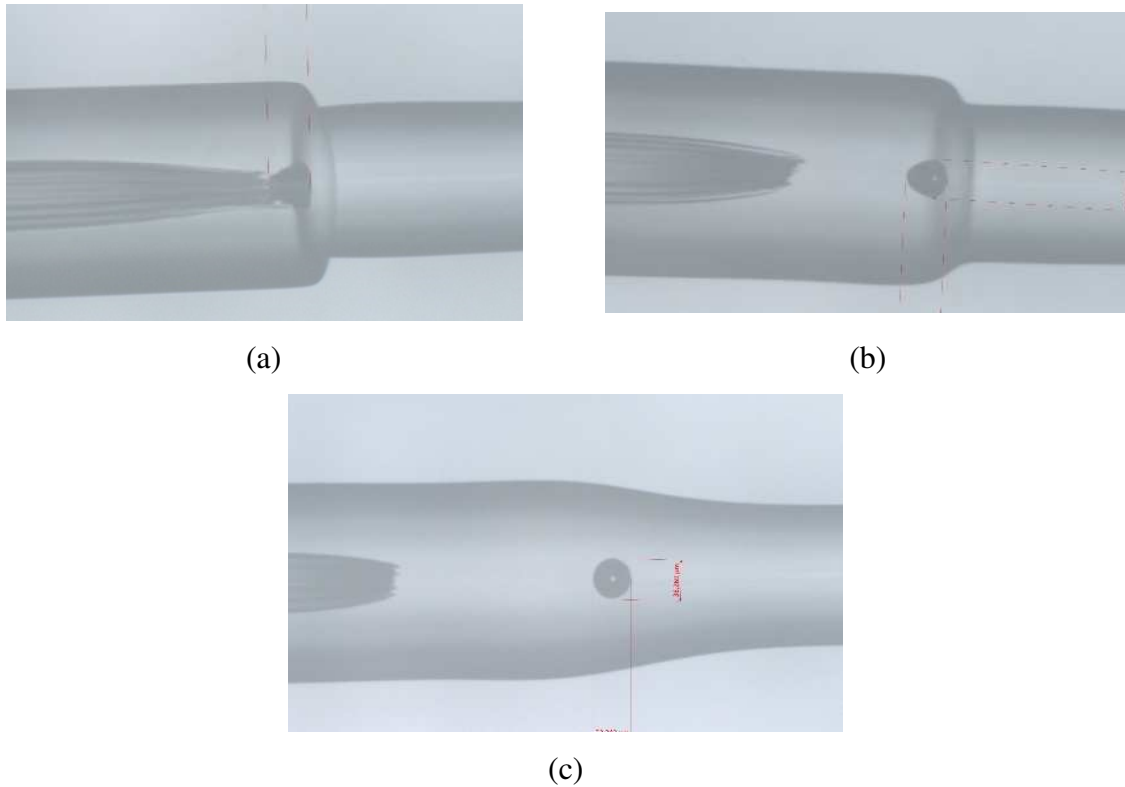


Figure III-20 : Images au microscope d'une cavité Fabry-Pérot obtenue par soudure entre une fibre microstructurée et une fibre monomode pour différents paramètres de soudure. (a) échantillon 1 de longueur de cavité de $30,3 \mu\text{m}$ (b) Echantillon 2 de longueur de cavité de $34,7 \mu\text{m}$. (c) Echantillon 3 de longueur de cavité de $32,2 \mu\text{m}$.

Dans un second temps, il s'agit d'étudier la réalisation d'une cavité Fabry-Pérot par soudure entre une fibre monomode et une fibre multimode de diamètre de cœur de $62,5 \mu\text{m}$. Tout d'abord, un germe de $20 \mu\text{m}$ de profondeur au laser femtoseconde est réalisé en extrémité de la fibre monomode. Ensuite, la fibre monomode usinée est soudée à une fibre multimode afin d'obtenir la cavité. La Figure III-21 (a) et (b) présente deux échantillons réalisés avec des temps d'arc différents. Dans le cas du premier échantillon, le temps d'arc est de 1s et nous pouvons observer une dilatation peu homogène et plus importante du côté de la fibre multimode. En augmentant le temps d'arc pour le second échantillon (3 s), la cavité réalisée est de dimension plus réduite et présente une forme elliptique mais dont le grand axe se trouve dans l'axe de la fibre et non perpendiculaire à l'axe de la fibre, ce qui ne sera pas optimal pour effectuer une mesure de pression.

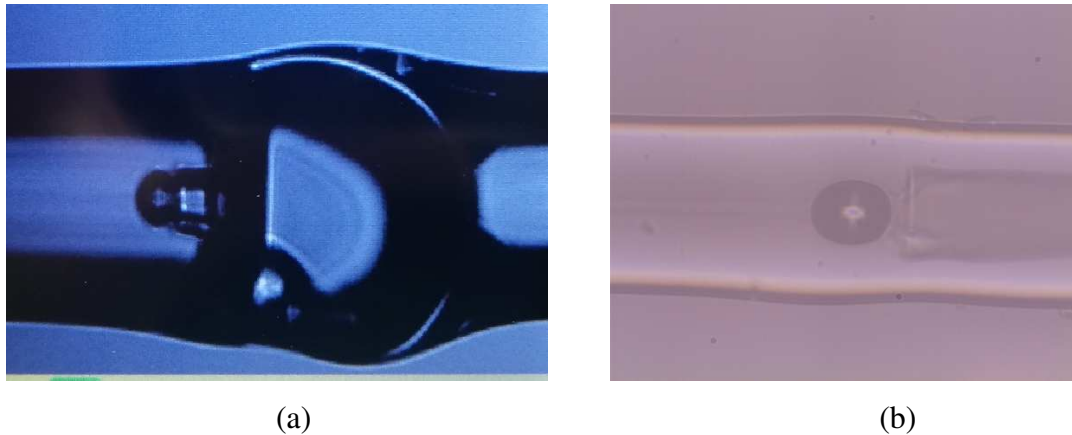


Figure III-21 : (a) Echantillon 1 : image à la soudeuse optique d'une cavité obtenue par soudure entre une fibre monomode (gauche) et une fibre multimode (droite). Temps d'arc de 1 s (b) échantillon 2 : image au microscope d'une seconde cavité obtenue par soudure entre une fibre monomode et une fibre mulitmode. Le temps d'arc est de 3 s

III.3.5 Conclusions

Dans le cadre de la réalisation de cavité Fabry-Pérot à géométrie sphérique, les caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot dépendent de différents paramètres relatifs aux différentes étapes du processus de fabrication.

Nous avons démontré que l'énergie par impulsion du laser permettant la création du germe a peu d'influence sur la dimension de la cavité résultante. D'autre part, la profondeur du germe femtoseconde aura un impact direct sur la dimension de la cavité Fabry-Pérot et sera à considérer pour pouvoir la contrôler. Ensuite, nous avons démontré que les caractéristiques de la cavité sont également dépendantes des paramètres relatifs à la soudure de la fibre usinée. En effet, la puissance d'arc et le nombre d'arc électrique ont une influence sur les caractéristiques de la cavité telles que la dimension de la cavité mais également le contraste du spectre d'interférence. Ainsi, si l'on considère une puissance d'arc de 15 bits, l'optimisation du contraste du spectre d'interférence sera effectuée pour un nombre d'arc minimum de quatre. Enfin, tout comme le cas de la cavité cylindrique, il sera nécessaire de s'assurer que la modification des paramètres de soudure permet de conserver la robustesse de la structure.

Finalement, dans l'optique de réaliser des cavités à géométrie non sphérique, une étude basée sur la soudure de fibres hétérogènes a été effectuée. Cette étude a démontré la possibilité d'obtenir des cavités à géométrie elliptique ou de type asymétrique. Néanmoins, un travail supplémentaire d'optimisation des paramètres de soudure ainsi que du type de fibre à considérer sera à effectuer afin d'obtenir une structure optimisée pour la mesure de pression. Nous avons

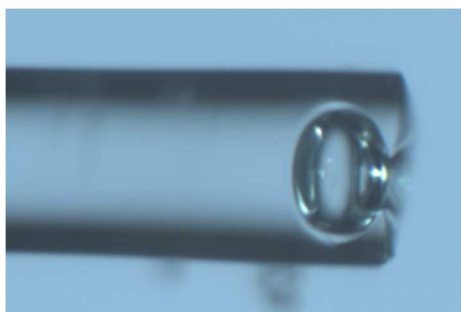
toutefois décidé de ne pas poursuivre davantage ces travaux dans le cadre de cette thèse afin de nous concentrer sur des structures moins complexes à réaliser.

III.4 REALISATION D'UN TRANSDUCTEUR FABRY-PÉROT CONSTITUE D'UNE MEMBRANE EN SILICE

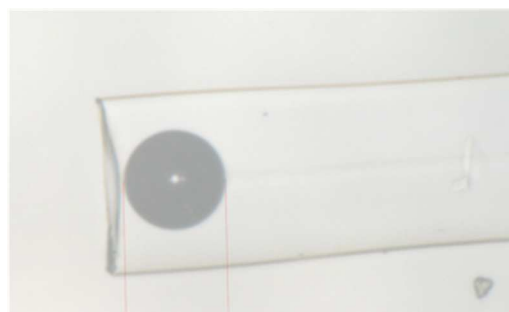
Afin d'optimiser la sensibilité en pression du transducteur Fabry-Pérot, l'ajout d'une membrane en extrémité de fibre optique est à considérer et constituera l'élément sensible à la mesure de pression. Il s'agit dans cette section de présenter le processus de fabrication d'un transducteur Fabry-Pérot avec une membrane en silice. En outre, nous étudierons l'impact de la présence d'une membrane sur le spectre d'interférence du transducteur.

III.4.1 Procédé d'usinage de la membrane de silice

Une fois la cavité réalisée, une première méthode afin de créer une membrane consiste à cliver au laser femtoseconde à proximité de la cavité Fabry-Pérot. Le procédé de clivage est identique au procédé utilisé pour créer la cavité à géométrie cylindrique. Ce procédé nécessite une précision du tir lors de la création de l'incise au laser afin d'éviter d'endommager la cavité Fabry-Pérot. La Figure III-22(a) présente une cavité Fabry-Pérot avec une membrane en silice de $8\text{ }\mu\text{m}$. Dans ce cas, la membrane présente un défaut systématique pour cette épaisseur. Lors de l'étape de clivage, la présence de la cavité modifie la contrainte appliquée sur la fibre, résultant en une coupe non uniforme. Ainsi, il est nécessaire de définir une distance minimum d'une dizaine de microns entre la cavité et l'incise permettant un clivage sans défaut. La Figure III-22(b) présente une cavité Fabry-Pérot avec une membrane en silice de $12\text{ }\mu\text{m}$. Dans ce cas, la membrane ne présente pas de défaut mais présente néanmoins une forme légèrement concave.



(a)



(b)

Figure III-22 : (a) Image au microscope d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de silice de $8\text{ }\mu\text{m}$ (b) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de $12\text{ }\mu\text{m}$.

Une seconde méthode consiste à réaliser la membrane en utilisant une polisseuse mécanique (Krelltech), mise en place au sein de la plateforme Fibertech Lille du laboratoire du PhLAM. Pour se faire, la fibre est préclivée à environ 200 μm de la cavité Fabry-Pérot. Puis, celle-ci est positionnée verticalement à l'aide d'une férule sur la plateforme de polissage comprenant un support de papier de polissage (cf. Figure III-23(a)). Un système mécanique permet de mettre en rotation la plateforme. Dans un premier temps, l'extrémité de fibre est polie avec un papier de polissage de grain de 3 μm . Un système de caméra permet de visualiser en temps réel le polissage. Ensuite, la finition de la membrane est effectuée avec un papier de grain plus fin (0,5 μm). Afin d'obtenir un polissage précis, un microscope optique est utilisé afin d'évaluer l'épaisseur de membrane lors du processus de polissage. La Figure III-23(b) présente une cavité Fabry-Pérot avec une membrane d'épaisseur de 14 μm réalisée par polissage. La méthode de polissage permet ainsi, au prix d'étapes supplémentaires, d'obtenir une membrane d'épaisseur uniforme, avec un réglage plus fin de la membrane que par la méthode du clivage laser.

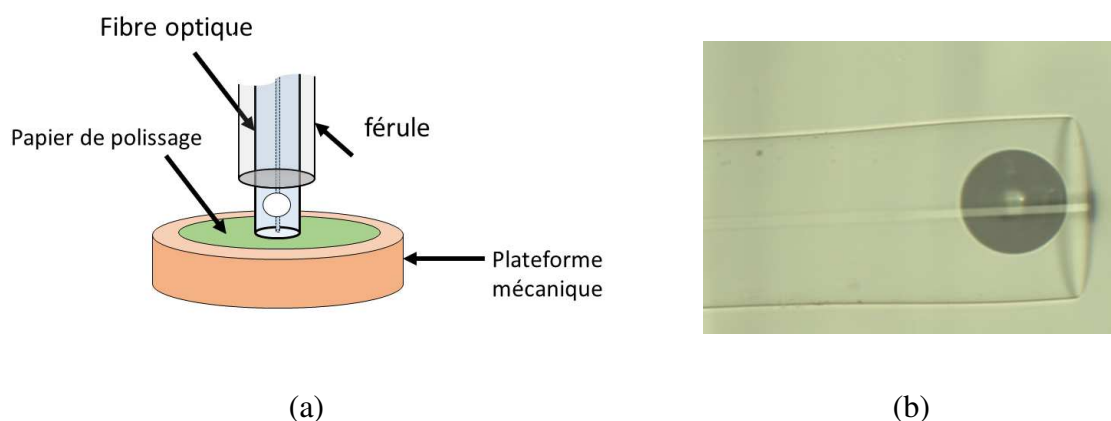


Figure III-23 : (a) Schéma de principe de l'usinage de la membrane par polissage mécanique (Krelltech). (b) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de 14 μm .

III.4.2 Caractéristique d'un transducteur Fabry-Pérot à membrane

Lorsque l'on considère un transducteur basé sur une cavité Fabry-Pérot avec une membrane en silice, l'interface silice/air de l'extrémité de fibre optique résulte en une réflexion de Fresnel « additionnelle », contribuant à créer un système d'interférence à trois ondes. Ainsi, le spectre d'interférence résulte de l'interférence entre le faisceau réfléchi aux interfaces de la cavité Fabry-Pérot ainsi que de l'extrémité de la fibre optique. La Figure III-25(a) présente le spectre d'interférence en réflexion d'une cavité à géométrie cylindrique de longueur 22 μm

avec une membrane d'épaisseur de $12\ \mu\text{m}$. L'application de gel d'indice proche de l'indice de réfraction de la silice en extrémité de fibre optique permet d'observer le spectre d'interférence sans la présence de la réflexion en fin de fibre (courbe bleue). Dans ce cas, le spectre résulte de l'interférence à deux ondes de la cavité d'air. Lorsque le spectre comprend la contribution de la réflexion en fin de fibre (courbe rouge), la figure d'interférence présente une surmodulation caractéristique de la présence de plusieurs cavités Fabry-Pérot. En effet, la Transformée de Fourier permet d'identifier les différentes cavités Fabry-Pérot créées lors de l'ajout d'une membrane (*cf.* Figure III-25). Le spectre présente trois pics fréquentiels, correspond à la cavité d'air de $22\ \mu\text{m}$, à la cavité de silice de $12\ \mu\text{m}$ et à la cavité formée par la première interface de la cavité d'air et l'extrémité de la fibre optique ($34\ \mu\text{m}$).

Ainsi, dans ce cas de figure, tout élément pouvant être en contact avec la face extérieure de la membrane (poussière, particules etc...) aura un impact direct sur la réflexion en extrémité de fibre optique et donc une influence sur le spectre d'interférence résultant. Afin d'éviter ce problème, une alternative est d'usiner une membrane en angle, permettant de s'affranchir de la réflexion en fin de fibre.

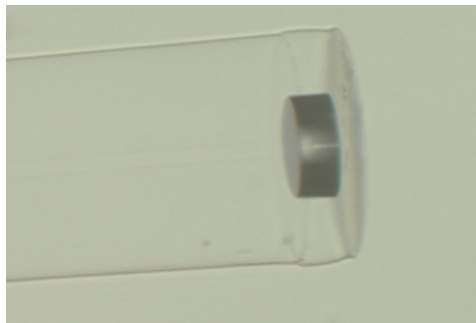


Figure III-24 : Image au microscope à immersion d'un cavité Fabry-Pérot cylindrique de $22\ \mu\text{m}$ avec une membrane de $12\ \mu\text{m}$.

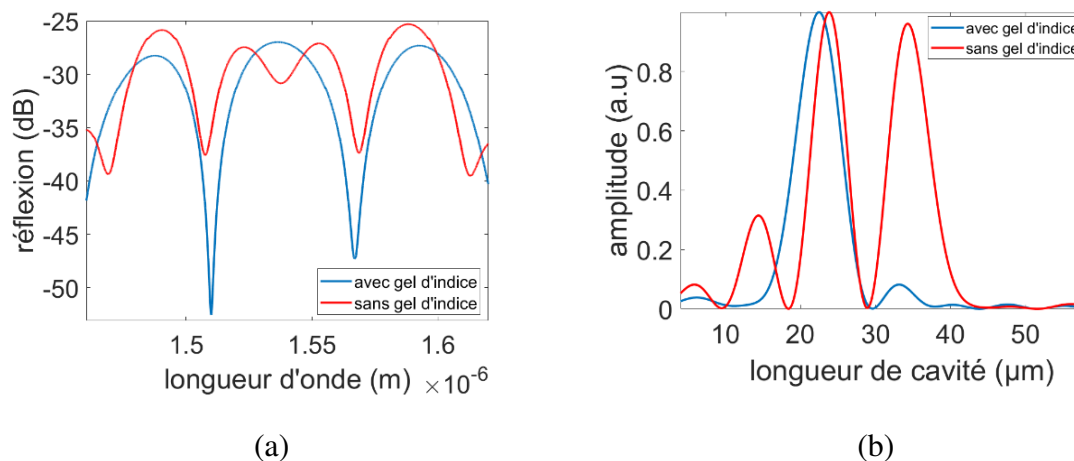
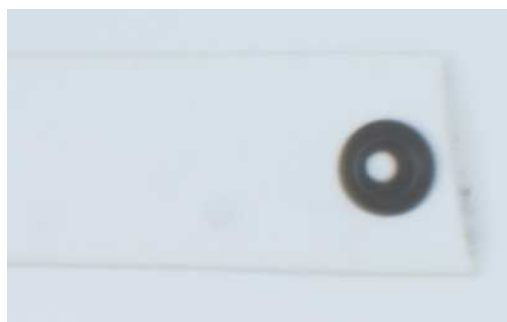


Figure III-25 (a) Spectre d'interférence en réflexion de la cavité Fabry-Pérot avec une membrane de 12 μm avec et sans gel d'indice (b) Transformée de Fourier du spectre optique

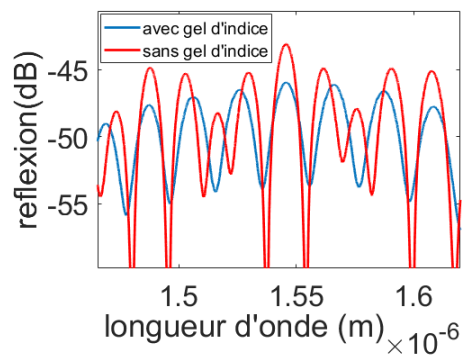
Dans ce cadre, deux prototypes de transducteur avec une membrane en angle (obtenue par polissage mécanique) sont réalisés. Un premier transducteur est basé sur une cavité sphérique de longueur de 58 μm et une membrane d'épaisseur centrale 12 μm usinée avec un angle d'environ 10 degrés (cf. Figure III-26(a)). Le second est constitué d'une cavité de type cylindrique de longueur de 84 μm avec une membrane en silice d'épaisseur centrale de 34 μm usinée avec un angle d'environ 10 degrés (Figure III-28(a)).

Nous pouvons observer sur la Figure III-26(b)) que dans le cas de la cavité sphérique, l'usinage d'une membrane en angle ne permet pas de minimiser la réflexion en extrémité de fibre optique. En effet, sans ajout de gel d'indice, la figure d'interférence présente une surmodulation caractéristique d'un système à cavités multiples. Cela se confirme sur la Transformée de Fourier du spectre optique (Figure III-27) où l'on observe trois pics fréquentiels principaux correspondant aux trois cavités formées par la cavité d'air et la membrane de silice. La présence de la troisième réflexion malgré la membrane en angle peut s'expliquer par la forme sphérique de la cavité d'air, ne permettant pas de minimiser les réflexions d'extrémité retournant dans le cœur de la fibre.

Dans le cas de la cavité cylindrique, nous pouvons observer que le clivage en angle permet de minimiser les réflexions en extrémité et d'ainsi obtenir un spectre d'interférence résultant uniquement de la cavité d'air, comme le montre la Figure III-28(b), où l'on peut voir que les spectres avec et sans gel d'indice sont très similaires, tout comme la Transformée de Fourier (Figure III-29) qui ne présente qu'un seul pic fréquentiel correspondant à la cavité d'air. Ainsi, la structure de la cavité cylindrique à miroirs plans permet *via* la réalisation d'une membrane en angle de s'affranchir de la réflexion d'extrémité de fibre pouvant être perturbée par l'environnement extérieur.



(a)



(b)

Figure III-26 : (a) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot sphérique avec une membrane de 12 μm avec angle d'environ 10 degrés. (b) Spectre en réflexion du transducteur avec et sans gel d'indice

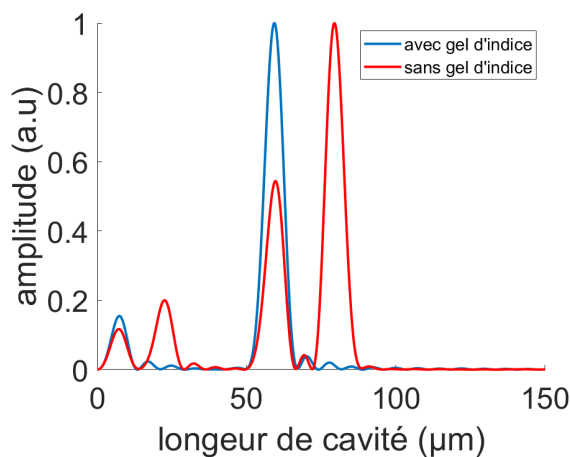
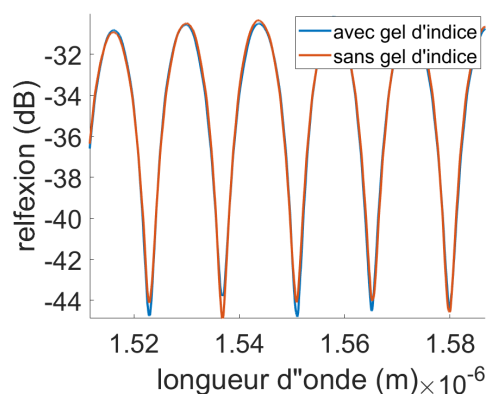


Figure III-27 : Transformée de Fourier du spectre d'interférence du transducteur a cavité sphérique avec membrane en angle.



(a)



(b)

Figure III-28 : (a) Image au microscope à immersion d'une cavité Fabry-Pérot sphérique avec une membrane de 12 μm avec angle d'environ 10 degrés. (b) Spectre en réflexion du transducteur avec et sans gel d'indice

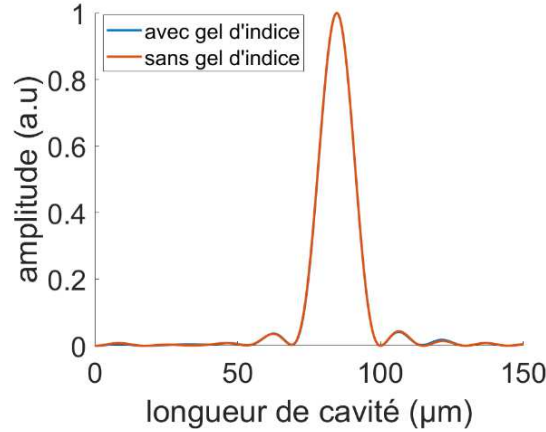


Figure III-29 : Transformée de Fourier du spectre d'interférence du transducteur à cavité cylindrique avec membrane en angle.

III.5 INSCRIPTION DE RESEAU DE BRAGG PAR LASER FEMTOSECONDE

Dans l'optique de pouvoir discriminer la mesure de pression et de température, la réalisation d'une structure additionnelle, sensible à la température tel qu'un réseau de Bragg est nécessaire. Le réseau de Bragg est inscrit par la méthode du point par point au laser femtoseconde, tel que décrit dans la thèse de R. Cotillard [68]. Le montage est décrit sur la Figure III-30. La fibre est alors placée horizontalement sur la plateforme de translation (x,y) en mouvement par rapport à l'objectif focalisant le faisceau au cœur de la fibre (cf. Figure III-31(a)). L'effet de lentille et les aberrations induites par la gaine optique de la fibre sont compensés par l'utilisation d'un objectif de microscope à immersion. La vitesse de déplacement de la platine dépend de la fréquence du tir et de la longueur d'onde de Bragg λ_{Bragg} choisie. La succession de tir forme le motif du réseau, caractérisé par un pas Λ tel que :

$$\Lambda = \frac{m\lambda_{Bragg}}{2n_{eff}} = \frac{v_{déplacement}}{f_{rep}} \quad \text{Équation III-2}$$

avec $v_{déplacement}$, f_{rep} , n_{eff} et m la vitesse de déplacement de la platine de translation, la fréquence de répétition du laser, l'indice effectif du mode fondamentale guidé et l'ordre de la résonance de Bragg respectivement. A titre d'exemple, pour une résonance de Bragg à 1540 nm, le pas du réseau doit être de 0,5 μm (pour $m=1$). La taille des microbulles (d'une centaine de nanomètres) ne permettant pas un pas si court, il s'agira d'inscrire un réseau de pas plus important dont une harmonique de résonance correspond à la longueur d'onde de Bragg visée ($m>1$). La Figure III-31(b) présente un exemple de spectre en réflexion d'une série de 7 réseaux de Bragg multiplexés sur une fibre optique monomode standard SMF-28. La fréquence de

répétition du laser, l'énergie par pulse du laser ainsi que la longueur du réseau de Bragg est respectivement de 100 Hz et 50 nJ. La longueur du réseau de Bragg est de 3 mm.

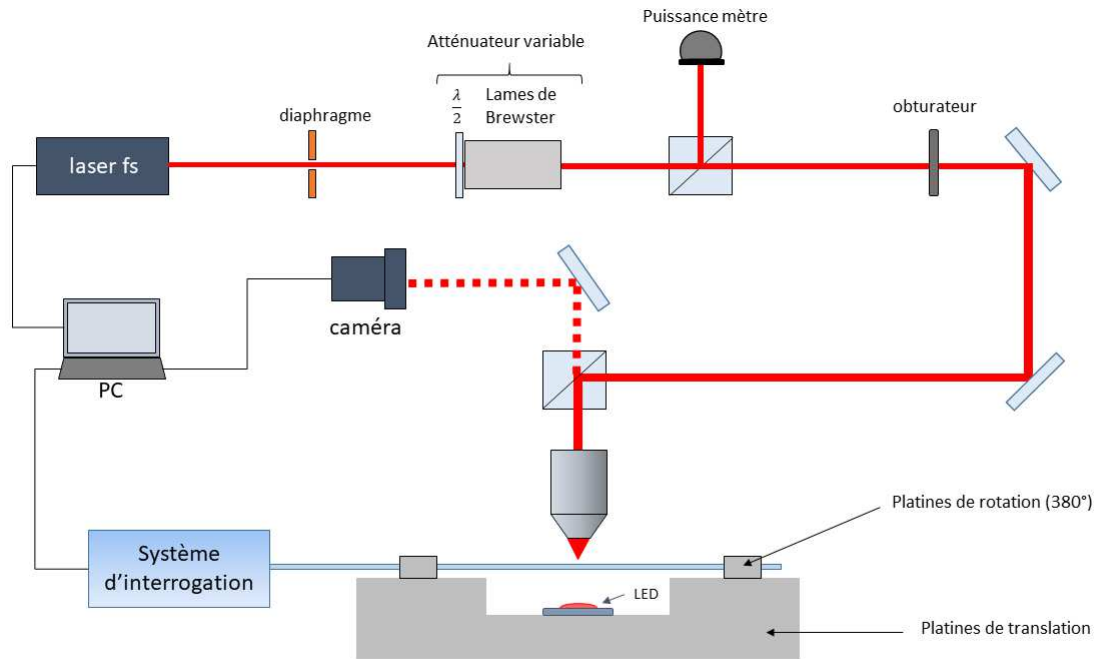


Figure III-30 : Schéma du montage expérimental de l'inscription point par point au laser femtoseconde par une modification de type III.

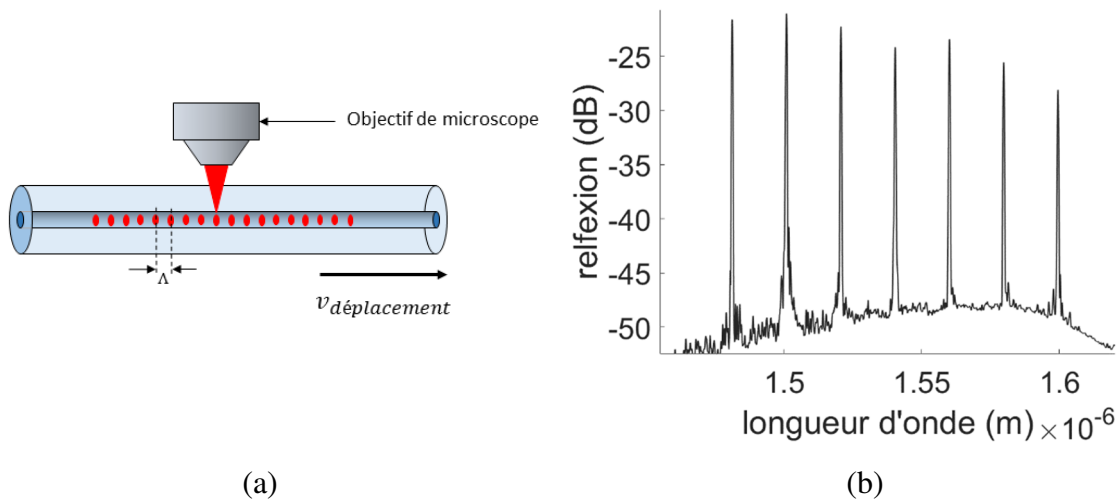


Figure III-31 : (a) Schéma de principe de l'inscription point par point au laser femtoseconde par une modification de type III. (b) spectre en réflexion de réseaux de Bragg multiplexés dans une fibre optique.

III.6 CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Pour conclure ce chapitre, nous avons présenté le procédé de fabrication des transducteurs interférométriques Fabry-Pérot, basé sur un micro usinage au laser femtoseconde permettant une précision de l'usinage par des impulsions de durée ultra courte et localisées.

La réalisation de cavités à géométrie sphérique a été présentée et a démontré la forte dépendance des caractéristiques du transducteur tel que la dimension de la cavité et le contraste du spectre d'interférence aux paramètres d'usinage. Ainsi, une étude paramétrique a été menée et a démontré un contrôle possible de la dimension de la cavité et une optimisation du contraste *via* les paramètres de soudure et du motif du germe femtoseconde permettant de créer la cavité. Si ce type de transducteur a l'avantage d'être robuste et de reposer sur un procédé de fabrication peu complexe, sa géométrie de nature sphérique aura pour inconvénient d'induire des pertes d'insertion élevées se traduisant par un spectre d'interférence de dynamique limitée et peu optimisée pour minimiser les erreurs lors de l'étape d'analyse du spectre pour extraire les données. De plus, comme nous l'avons vu dans le Chapitre II, sa faible sensibilité en pression nous invite à considérer une solution basée sur un transducteur de type cylindrique, offrant de meilleures performances en pression.

Dans le cas d'un transducteur basé sur une cavité cylindrique, le procédé de fabrication offre une meilleure reproductibilité pour la longueur de cavité ainsi qu'un contrôle plus fin de la longueur de la cavité. En outre, les miroirs de la cavité étant plans, les pertes d'insertions seront plus faibles que dans le cas de la cavité à géométrie sphérique, ce qui se traduira par un spectre d'interférence avec une dynamique plus importante. Néanmoins, l'inconvénient réside dans le procédé de fabrication incluant diverses étapes de soudure dont les paramètres sont modifiés et adaptés pour la soudure de fibre hétérogènes. Ainsi, cela pourra avoir un impact sur l'intégrité de la structure tout au long du processus de fabrication mais également lors des mesures de pression.

De plus, afin d'améliorer la sensibilité en pression, la réalisation de transducteurs avec une membrane en silice a été présentée. Nous avons vu que la présence d'une membrane en extrémité de la cavité a pour conséquence d'ajouter une réflexion parasite au spectre d'interférence résultant des réflexions au sein de la cavité Fabry-Pérot d'air mais également au niveau de l'interface silice/air de l'extrémité de fibre. Afin de minimiser cette réflexion, une

solution est de créer une membrane usinée en angle. Néanmoins, le rayon de courbure fini de la cavité concentrique ne permet pas via l'ajout d'une membrane en angle de supprimer les réflexions parasites, contrairement au cas du transducteur cylindrique. Ainsi, afin de s'affranchir de la réflexion d'extrémité pouvant être influencée par l'environnement extérieur, il sera nécessaire dans le cas de la cavité sphérique de mettre en place une autre méthode telle qu'un polissage de l'extrémité de fibre afin de créer une rugosité de surface et permettant ainsi de diffuser les rayons incidents.

En outre, en vue d'améliorer la sensibilité en pression tout en assurant une certaine robustesse du transducteur, une étude basée sur la soudure de fibres hétérogènes a été présentée ayant pour objectif de réaliser des cavités à géométrie elliptique. Les résultats obtenus démontrent le besoin lors de futurs travaux d'approfondir l'étude paramétrique d'optimisation de la géométrie de la structure pour la mesure de pression.

Finalement, l'usinage de la cavité Fabry-Pérot sphérique au laser femtoseconde aura l'avantage de permettre la réalisation d'une structure robuste *via* un procédé de fabrication peu complexe. En outre, la réalisation de cavités à miroirs plans par soudure de capillaire permettra d'obtenir une architecture plus performante en terme de sensibilité à la pression et permet l'étude de différentes configurations dans le travail d'optimisation du transducteur à la pression. In fine, l'objectif sera d'allier les avantages relatifs au procédé de micro usinage au laser femtoseconde en réalisant une structure robuste et dont la géométrie est optimisée pour la mesure de pression.

Chapitre IV CARACTERISATION DES PROTOTYPES DE CAPTEUR DE PRESSION POUR LA MESURE A HAUTES TEMPERATURES

Les travaux menés dans cette thèse visent à développer un capteur de pression en vue de son instrumentation en environnement moteur. L'objectif est de pouvoir effectuer une mesure de pression dans une gamme de mesure allant de la pression atmosphérique à 70 bar, avec une résolution de mesure inférieure au bar. De plus, le capteur sera soumis à des températures supérieures à 500 °C. Ainsi, ce dernier doit comprendre une structure capable de compenser les dérives dues aux variations de température. Les performances du capteur sont non seulement dépendantes des caractéristiques intrinsèques au transducteur mais également du système de mesure comprenant le système d'interrogation et la méthode de démodulation du signal.

Il s'agira donc dans un premier temps d'effectuer une étude sur la méthode d'interrogation ainsi que la méthode de démodulation adéquat pour effectuer une mesure avec la meilleure précision possible.

Dans un second temps, nous étudierons le comportement thermique de transducteurs Fabry-Pérot à des températures allant de l'ambient à 900 °C. En vue de stabiliser la réponse thermique du transducteur, différentes méthodes de prétraitement thermiques seront présentées afin d'évaluer leur efficacité sur différents prototypes de capteur.

Ensuite, il s'agira d'étudier le comportement de différents prototypes de transducteurs à des pressions pouvant atteindre 70 bar afin d'évaluer l'influence des paramètres structurels tels que la forme de la cavité ou l'épaisseur de la membrane sur les performances du transducteur et de comparer les résultats expérimentaux avec les résultats obtenus par modélisation Comsol (*cf.* Chapitre II).

Dans l'optique d'effectuer des mesures de pression ainsi que des mesures de température, nous étudions un prototype de capteur hybride basé sur une cavité Fabry-Pérot et un réseau de Bragg en série qui sera caractérisé en pression et à des températures jusque 900 °C.

IV.1 METHODE D'INTERROGATION

Afin de suivre l'évolution du spectre d'interférence au cours de l'expérience, le spectre est enregistré en utilisant différents appareils de mesure qui seront décrits par la suite.

IV.1.1 Interrogateur MicronOptics

L'acquisition des spectres peut s'effectuer en utilisant un interrogateur optique de type MicronOptics « si255 Hyperion » [73]. Le système est composé d'un laser accordable basé sur une cavité résonante Fabry-Pérot insérée au sein d'une cavité laser fibrée en anneau avec une gamme spectrale de 160 nm (1460nm-1620nm) et permet l'acquisition de spectres de manière « statique » et « dynamique » (avec une certaine fréquence d'échantillonnage), grâce à une architecture de traitement de données embarquée. L'architecture, décrite sur la Figure IV-1 comprend une source laser accordable couplée à une voie de référence et huit voies optiques (ports « P1 » à « P8 ») sur lesquels seront placés les capteurs et permettant ainsi la mesure simultanée de spectres provenant de 8 transducteurs différents. Chaque canal est redirigé vers un réseau de photodiodes (appelé détecteurs « D1 » à « D8 » sur le schéma) dont les sorties sont numérisées *via* des convertisseurs analogiques numériques (« CAN ») à un échantillonnage de 40 MS/s. Les sorties de ces convertisseurs sont récupérées par un circuit logique programmable de type FPGA (« Field-Programmable Gate Array » - en anglais) permettant la collecte, le traitement et la transmission de données. La fréquence d'acquisition est variable et plusieurs vitesses sont disponibles en fonction de l'appareil utilisé : 10 Hz, 100 Hz ou encore 5 kHz. La résolution spectrale du système dépendra notamment de la fréquence d'acquisition du système. Le logiciel associé à l'interrogateur possède différentes fonctionnalités telles que la détection de pic (*e.g.* pic de Bragg, extremum du spectre Fabry-Pérot) de manière dynamique afin d'effectuer du monitoring « temps réel ».

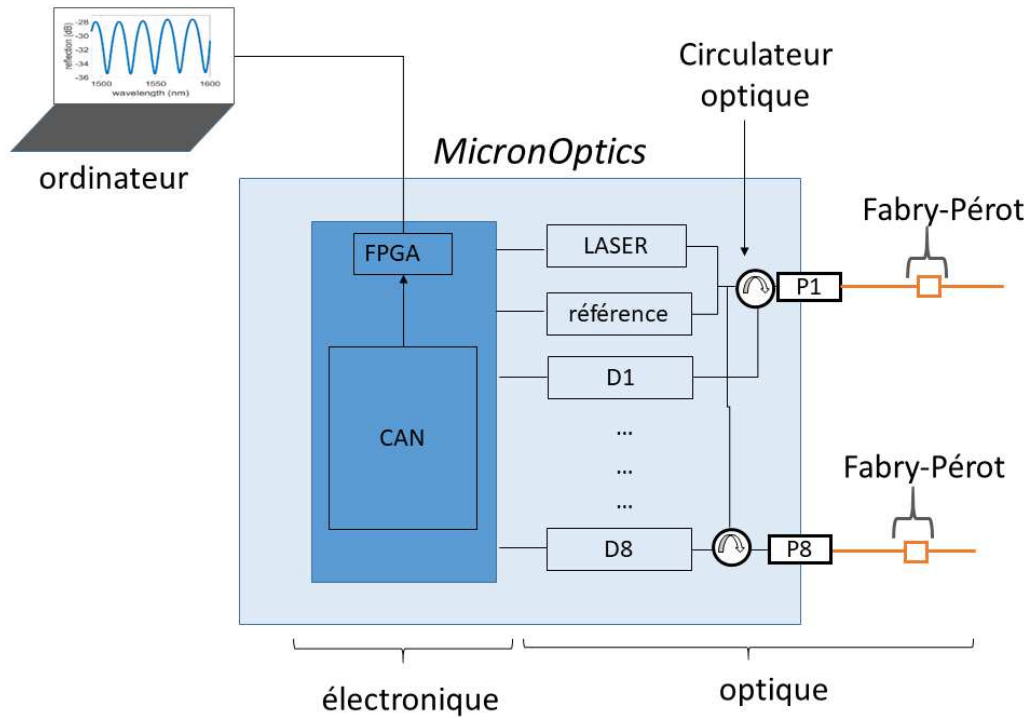


Figure IV-1: Architecture du MicronOptics si255. P1-P8 : port 1- port 8, D1-D8 : détecteur 1-détecteur 8.

IV.1.2 Laser accordable Tunics et spectromètre CT400

L'analyse des spectres d'interférence peut également s'effectuer en utilisant le système Tunics/CT400. Le Tunics Purity de Yenista est un laser accordable avec une gamme spectrale comprise entre 1490 nm et 1620 nm et une puissance maximale de 10 mW [74]. L'avantage de cette source réside dans l'émission d'une fréquence unique de haute puissance, permettant la mesure directe avec une dynamique de mesure optimisée. Le Component Tester-400 de Yenista est un spectromètre possédant une résolution maximale de 1 pm. Ce composant permet l'acquisition de la puissance ainsi que de la longueur d'onde de mesure. Le CT400 possède 4 voies de mesure ce qui permet *via* un multiplexeur 1 vers 4 d'enregistrer simultanément les spectres de quatre capteurs (*cf.* Figure IV-2). Le temps d'acquisition des spectres dépend de la résolution et de la gamme spectrale choisie. Dans le cas où l'on utilise une voie de mesure avec une résolution spectrale de 1 pm sur 100 nm, le temps d'acquisition est d'environ 15 s.

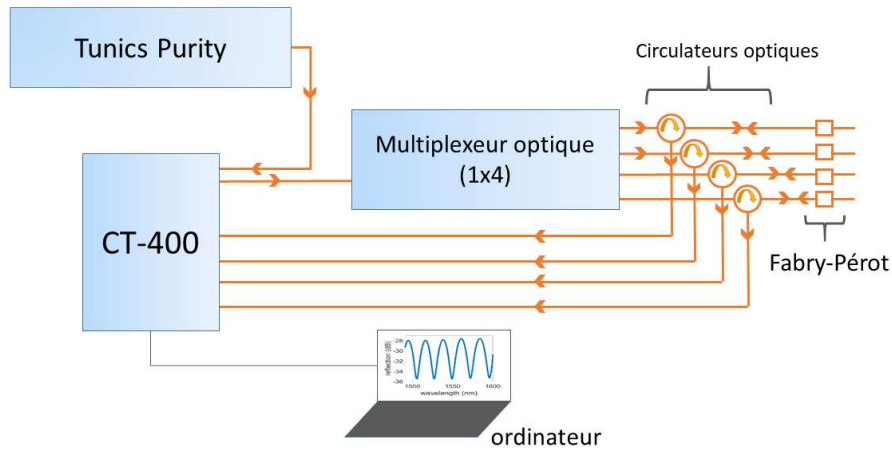


Figure IV-2 : schéma de montage de la Tunics/CT400.

IV.1.3 Choix de l'appareil de mesure

Le choix de l'appareil de mesure pour les expériences dépendra de différents critères tels que la gamme spectrale de mesure ou encore la dynamique de mesure relatif à la puissance de la source et à la sensibilité du système de détection. A titre d'exemple, la Figure IV-3 présente le spectre d'interférence en réflexion d'un transducteur interférométrique type Fabry-Pérot de forme sphérique acquis par l'interrogateur MicronOptics (Figure IV-3 (a)) et par le système Tunics/CT400. Le MicronOptics utilisé pour la mesure possède une option d'optimisation de la visibilité du spectre, une fréquence d'acquisition de 10 Hz et une résolution de 2 pm. Le système Tunics/CT400 possède une résolution de 1 pm avec une fréquence d'acquisition inférieure à 1 Hz.

Nous pouvons observer sur la Figure IV-3 (a) que dans le cas où le transducteur est interrogé par le MicronOptics, une partie du spectre se trouve hors de la fenêtre de mesure. Les pertes d'insertion dans la cavité Fabry-Pérot ont pour conséquence de minimiser le signal réfléchi, ce qui explique que la ligne de base du signal se retrouve dans le bruit. Néanmoins, le système Tunics/CT400 et sa dynamique de mesure optimisée permet d'observer le signal global dans la fenêtre de mesure (cf. Figure IV-3 (b)). Ainsi, afin de permettre un bon traitement des spectres optiques pour la mesure, l'appareil de mesure à considérer sera le système Tunics/CT400. En outre, les tests effectués dans le cadre de cette thèse ne sont pas en « temps réel », et n'imposent donc pas de contraintes relatives à la cadence de mesure.

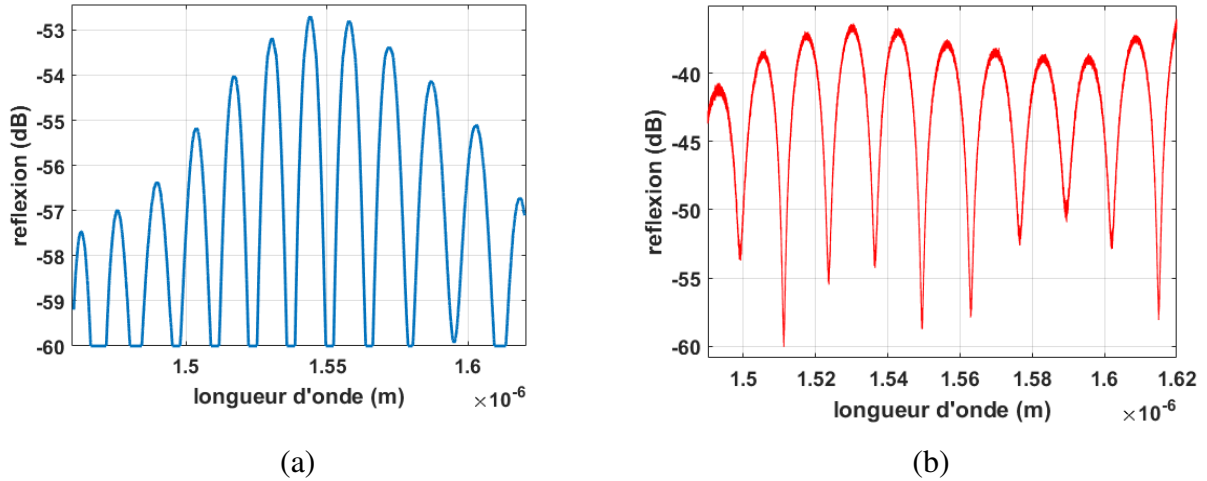


Figure IV-3 : exemple de spectre en réflexion acquis via l'interrogateur MicronOptics (a) et via le système Tunics/CT400 (b).

IV.2 METHODE DE DEMODULATION

Différentes méthodes de démodulation du spectre d'interférence existent afin de déterminer le mesurande d'intérêt. Le choix de la méthode est important dans l'optimisation des performances du capteur en terme de sensibilité ou encore de résolution de mesure. La méthode la plus utilisée est la méthode d'analyse de pic du spectre [75]. Cette méthode consiste en l'analyse d'un extremum (en général le minimum) du spectre optique en mesurant le décalage spectral de cet extremum sous l'effet d'une perturbation extérieure. La méthode d'analyse par Transformée de Fourier est également couramment utilisée. Cependant, elle aura le désavantage d'une résolution faible [76]. Il s'agira dans cette thèse d'étudier la méthode d'analyse de pic ainsi que la méthode d'analyse dans l'espace de Fourier en proposant une méthode permettant d'améliorer la résolution de mesure.

IV.2.1 Méthode d'analyse de pic

A partir des spectres acquis à l'aide du système d'interrogation décrit précédemment, une étape de traitement de ces spectres est nécessaire afin de pouvoir remonter à la valeur du mesurande d'intérêt. Pour cela, différentes méthodes d'analyse du spectre en réflexion Fabry-Pérot ont été utilisées et détaillées ci-après. La méthode utilisée permet d'obtenir une mesure « relative » (*i.e.* la variation d'un pic du spectre, valeur qui pourra être reliée à une variation de pression après calibration) de la grandeur mesurée (*e.g.* pression) mais également une mesure « absolue » dans le cas où le décalage du spectre dans la gamme de pression considérée est

inférieur à une demi période. Toutes les méthodes détaillées par la suite ont été programmées sous Matlab ©.

La méthode d'analyse de pic (ou « peak tracking » en anglais) consiste en l'analyse d'un extremum du spectre en réflexion Fabry-Pérot. En général, la mesure s'effectue à partir d'un minimum du spectre car la largeur à mi-hauteur du pic sera plus fine ([77]-[78]). Pour rappel, la sensibilité théorique de la mesure par la méthode d'analyse de pic correspond au décalage spectral du pic de mesure sous l'effet d'une variation de pression dP et peut être décrite comme suit (cf. Chapitre II):

$$S_P = \frac{d\lambda_0}{dP} \quad \text{Équation IV-1}$$

avec λ_0 la longueur d'onde correspondant au pic d'intérêt pour la mesure. En outre, la sensibilité théorique peut également s'écrire sous la forme :

$$S_P = \frac{d\lambda_0}{dP} = \frac{d\lambda_0}{dL} \frac{dL}{dP} \quad \text{Équation IV-2}$$

La grandeur $\frac{dL}{dP}$ correspond à la sensibilité en pression de la cavité Fabry-Pérot S_P^L définie dans la chapitre II. De plus, en utilisant la relation entre le décalage spectral $d\lambda_0$ et la variation de longueur telle que $\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{dL}{L}$, il vient :

$$S_P = \frac{\lambda_0}{L_0} S_P^L \quad \text{Équation IV-3}$$

Avec L_0 la longueur de la cavité à pression ambiante. A titre d'exemple, pour une longueur de cavité initiale $L_0 = 70 \mu m$, pour $\lambda_0 = 1550 nm$ et une sensibilité en pression $S_P^L = 1 nm/bar$, la sensibilité spectrale de la méthode d'analyse de pic est de $S_P \sim 22 pm/bar$.

Différentes méthodes d'analyse de pic existent afin d'effectuer la mesure, chacune ayant différentes caractéristiques en terme d'algorithme et d'erreur d'estimation, que nous allons présenter par la suite.

La méthode de l'extremum est la méthode la plus simple à mettre en œuvre. Elle consiste à suivre le décalage spectral d'un extremum du spectre en réflexion (en général un minimum du spectre), sans traitement du spectre au préalable. Cependant, cette méthode est très vulnérable au bruit présent sur le spectre et ne sera donc pas développée pour la suite de l'étude.

Afin d'améliorer cette analyse et de limiter l'impact du bruit, trois méthodes basées sur un traitement du spectre sont présentées et leur performance seront comparées par la suite.

La méthode d'approximation par un polynôme approxime le pic de mesure par un polynôme d'ordre n tel que :

$$A(\lambda) = a_0 + a_1\lambda + a_2\lambda^2 + a_3\lambda^3 + \dots + a_n\lambda^n \quad \text{Équation IV-4}$$

Avec $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$ les coefficients du polynôme qui seront déterminés par la méthode des moindres carrés. La mesure du λ_0 sera définie en évaluant la longueur d'onde associée au minimum de la fonction. Seule une partie du spectre est analysée. Le fenêtrage de la partie du spectre analysée sera à adapter en fonction des caractéristiques de forme du pic telle que la finesse des franges d'interférence. Dans la plupart des cas, la mesure s'effectue sur une partie du pic correspondant à environ un quart de la hauteur du spectre (cf. Figure IV-4).

La méthode d'ajustement non linéaire consiste en l'approximation du pic de mesure par une fonction d'interférence à deux ondes décrit comme :

$$A(\lambda) = a_1 + 10 \cdot \log(R + a_2^2(1 - R)^2R - 2R(1 - a_2)(1 - R)\cos(4\pi n_1 a_3)) \quad \text{Équation IV-5}$$

Avec :

- R le coefficient de réflexion tel que $R = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ avec n_1 l'indice de réfraction de l'air et n_2 l'indice de réfraction de la silice.
- a_1, a_2 et a_3 correspondant respectivement à l'offset de la fonction, le coefficient de perte linéique α et la longueur initiale de la cavité Fabry-Pérot. A partir des valeurs initiales prédéfinies dans l'algorithme, ce dernier détermine les valeurs optimales pour l'ajustement *via* la méthode des moindres carrés non linéaires.

L'estimation de la longueur d'onde correspondant au minimum de la fonction (λ_0) sera ensuite effectuée en déterminant le minimum de la fonction d'approximation. Afin de gagner du temps de calcul, seule une partie du spectre est analysée. Cette partie est définie comme correspondant à une période du spectre d'interférence dans la plupart des cas.

La méthode d'approximation par une gaussienne approche le pic de mesure par une somme de fonctions gaussiennes d'ordre n tel que :

$$A(\lambda) = A_1 e^{-\frac{(\lambda-\lambda_1)^2}{2\sigma_1^2}} + A_2 e^{-\frac{(\lambda-\lambda_2)^2}{2\sigma_2^2}} + \dots + A_n e^{-\frac{(\lambda-\lambda_n)^2}{2\sigma_n^2}} \quad \text{Équation IV-6}$$

Avec

- $A_1, A_2, \dots, A_n$, l'amplitude maximale
- $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, la longueur d'onde du maximum de la fonction

$\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$, l'écart type qui est relié à la largeur à mi-hauteur (FWHM) par : $FWHM = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma$

L'algorithme, *via* la méthode des moindres carrés, calcule les valeurs les plus proches des coefficients A_n, λ_n, σ_n pour approximer le pic de mesure par une gaussienne. Comme précédemment, seule une partie du spectre est analysée. Tout comme dans le cas de la méthode d'ajustement par un polynôme, la partie du spectre analysée sera à adapter en fonction de sa forme. Tout comme dans le cas des méthodes précédentes, la mesure du λ_0 sera définie en évaluant la longueur d'onde associée au minimum de la fonction.

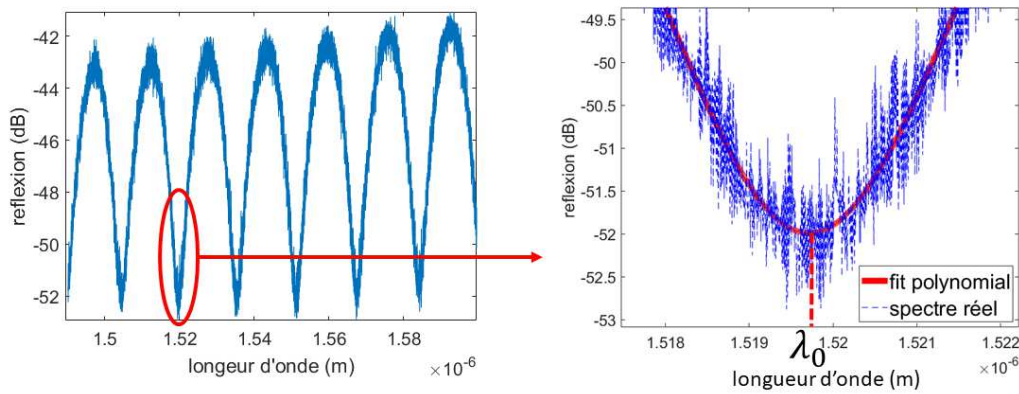


Figure IV-4 : Principe de l'approximation par un polynôme sur un pic du spectre d'interférence.

Afin de tester la validité des différentes méthodes implémentées sous Matlab, nous avons simulé le spectre d'interférence d'une cavité Fabry-Pérot (sans membrane) en utilisant la fonction d'interférence à deux ondes (*cf.* Équation I-18). La cavité ainsi simulée a une longueur de cavité $L_{cav} = 70 \mu m$, représentatif des dimensions de cavité des transducteurs réalisés dans le cadre de cette thèse. La cavité est caractérisée par un coefficient de perte de propagation dans la cavité $\alpha = 0,35$, ce qui correspond à un contraste (*i.e.* amplitude crête à crête) des franges d'interférence d'environ 13 dB. La résolution du spectre (*i.e.* le pas du vecteur longueur d'onde $\delta\lambda$) est de 1 pm qui correspond à la résolution maximale de la Tunics/CT400 (*cf.* Figure IV-5(a)). Du bruit blanc est ajouté sur tout le spectre (bruit différent sur chacun des spectres)

avec une amplitude maximum de 0,2 dB, caractéristique au bruit présent sur un spectre Fabry-Pérot acquis avec le système Tunics/CT400.

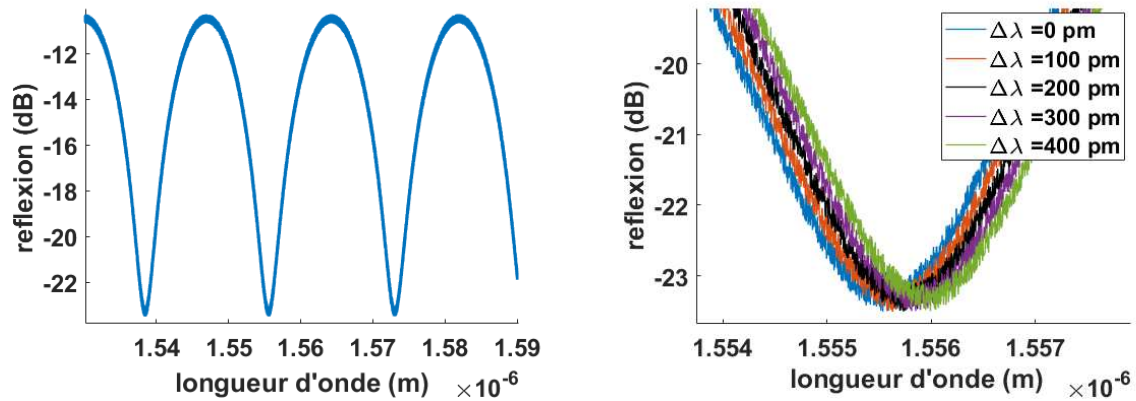


Figure IV-5 : (a) Spectre d'interférence bruité utilisé pour la comparaison des algorithmes, (b) différentes positions du deuxième pic du spectre bruité

Le spectre est déplacé « artificiellement », avec un pas de 10 pm (exemple sur la Figure IV-5 (b)) et une excursion totale de 3 nm, représentatif du décalage spectral d'un prototype de transducteur Fabry-Pérot possédant une sensibilité de 40 pm/bar et ayant subi une variation de pression maximum de 70 bar. Chaque spectre est ensuite analysé suivant les méthodes décrites précédemment.

Pour chacune des méthodes, nous calculons l'erreur d'estimation définie par l'écart entre le décalage spectral imposé et le décalage spectral mesuré (*cf.* Figure IV-6). Les trois méthodes possèdent des erreurs d'estimation maximales inférieures ou égales à 6 pm, l'erreur étant maximale dans le cas de la méthode par ajustement gaussien. L'erreur d'estimation maximale la plus faible est obtenue dans le cadre de la méthode d'ajustement par une approximation non linéaire (erreur maximale de 2 pm). La différence en terme d'erreur comparée aux deux autres méthodes peut s'expliquer par la robustesse de la méthode d'ajustement non linéaire quant à la forme du spectre. En effet, cette méthode s'appuie sur une approximation par la fonction d'interférence à deux ondes *via* un algorithme basé sur la méthode des moindres carrés non linéaire. Ainsi, dès lors que le fenêtrage est supérieur à environ 50 % de l'amplitude crête des franges d'interférence, la méthode présentera une erreur plus faible que les deux autres méthodes, quel que soit le fenêtrage de la partie du spectre analysé.

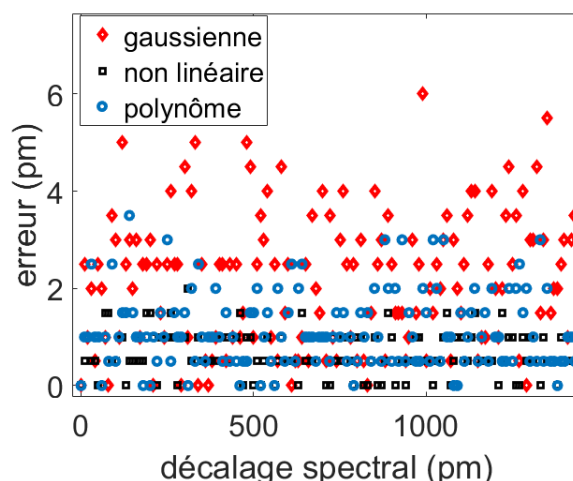


Figure IV-6 : Erreur relative pour chaque méthode. Méthode d'ajustement non linéaire (carré noir), Méthode d'ajustement polynomial (rond bleu), Méthode d'ajustement gaussien (losange rouge). Les graphiques sont ici présentés pour un déplacement maximum de 1500 pm par soucis de lisibilité.

En considérant la méthode d'ajustement non linéaire comme étant la plus optimale dans ce cas de figure, il s'agira par la suite d'étudier l'influence du contraste des franges sur l'erreur d'estimation moyenne (cf. Figure IV-7). Nous pouvons observer sur la figure que l'erreur de mesure augmente avec la diminution du contraste. Pour un contraste supérieur ou égal à 15 dB, l'erreur de mesure demeure inférieure à 1 pm.

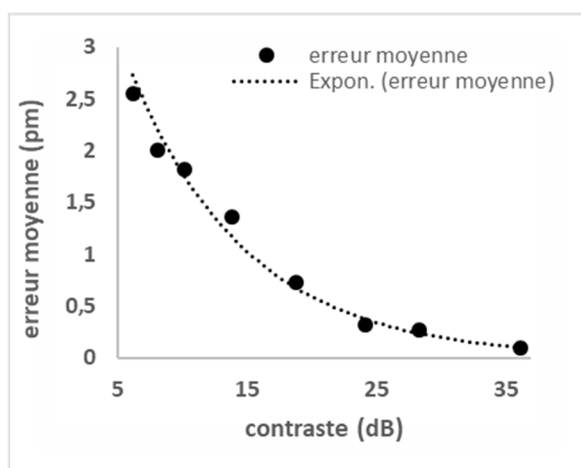


Figure IV-7 : Erreur d'estimation moyenne de la méthode d'ajustement non linéaire en fonction du contraste.

Le Tableau 5 résume les performances des différentes méthodes d'analyse de pic. La méthode d'analyse par approximation non linéaire avec la fonction d'interférence à deux ondes

présente l'erreur d'estimation la plus faible et aura l'avantage d'être plus robuste à une variation de forme du pic de mesure. Ainsi, dans le cas où le spectre à analyser est basée sur une figure d'interférence à deux ondes, cette méthode sera à considérer.

Cependant, dans le cas où le spectre résulte d'un système d'interférence à trois ondes (cas où le transducteur est composé d'une cavité Fabry-Pérot avec une membrane de silice plane en extrémité), le spectre en réflexion résulte de l'interférence à trois ondes (*cf.* Chapitre III). Ainsi, la méthode d'analyse par approximation non linéaire ne sera pas adaptée étant basée sur une fonction d'interférence à deux ondes. Ainsi, en vue des erreurs d'estimation évalués pour les méthodes basées sur une approximation polynomiale et sur une approximation gaussienne, la méthode d'analyse sera dans ce cas basée sur l'approximation polynomiale.

Méthode d'analyse	Complexité du code	Erreur d'estimation maximum (décalage spectral de 3 nm)	Erreur d'estimation moyenne (décalage spectral de 3 nm)	Erreur d'estimation ¹ (%FS)
Ajustement non linéaire	Algorithme des moindres carrés non linéaire	2 pm	0,64 pm	$6,7 \cdot 10^{-2}$
Polynôme	Algorithme des moindres carrés	4 pm	1,12 pm	0,13
Gaussienne	Algorithme des moindres carrés	6 pm	2,23 pm	0,20

Tableau 5 : Tableau récapitulatif des méthodes d'analyses (pour un spectre d'interférence à deux ondes). ¹L'erreur d'estimation est calculée par rapport à l'excursion du spectre (décalage maximum) de 3 nm

IV.2.2 Analyse dans l'espace de Fourier

La méthode de démodulation suivante est basée sur une analyse des spectres dans l'espace fréquentiel ou espace de Fourier. Cette méthode vise à mesurer la variation de l'Intervalle Spectrale Libre (ou ISL) induite par la variation de longueur de la cavité Fabry-Pérot. Pour cela, il s'agira d'effectuer une Transformée de Fourier du signal optique (spectre d'interférence Fabry-Pérot) et d'analyser le pic fréquentiel d'intérêt associé à la périodicité du spectre en réflexion du Fabry-Pérot.

Les spectres sont analysés et traités en utilisant le logiciel de programmation Matlab ©. Pour un signal optique donné $s(n)$ de N échantillons, une transformée de Fourier discrète $Y(k)$ est réalisée telle que :

$$Y(k) = \sum_{n=1}^N s(n) e^{-\frac{2i\pi (n-1)(k-1)}{N}} \quad \text{Équation IV-7}$$

avec $0 < k \leq n$ et k, n des entiers.

Il est à noter que la transformée de Fourier s'effectue sur les spectres d'interférences en fréquence et non en longueur d'onde (dû au soucis de non périodicité du spectre en longueur d'onde pour des ordres d'interférences élevés). L'inconvénient principal réside dans la faible résolution de mesure de cette méthode [76]. A titre d'exemple, dans le cas où l'on analyse un spectre optique ayant une gamme spectrale Γ de 60 nm, la résolution du spectre dans l'espace fréquentiel en terme de longueur (avec l'axe des fréquences représenté en terme de longueur de cavité) est de 20,3 μm , ce qui ne permettra pas une mesure de précision si l'on considère que les variations de longueur de cavité sous l'effet de la pression sont de l'ordre de quelques nanomètres. A titre d'exemple, la variation de longueur théorique dans le cas d'une cavité avec une membrane de rayon 37,5 μm et d'épaisseur de 20 μm sera d'environ 6 nm (dans la gamme de pression allant de la pression atmosphérique à 70 bars).

La méthode décrite par la suite permet une mesure dans l'espace de Fourier en optimisant la résolution spectrale. Afin d'augmenter la fenêtre d'acquisition « temporelle » et d'ainsi améliorer la résolution fréquentielle de la Transformée de Fourier, une première étape consiste à ajouter des zéros au signal de départ (technique du « zero padding »), ce qui permettra d'augmenter de manière artificielle le nombre de points du signal optique. Cette technique permet une interpolation du signal dans l'espace de Fourier et une meilleure précision de la mesure de la position du pic. Le nombre total de points N_{pad} du signal échantillonné $s_{pad}(n)$ (avec ajout de zéro au signal initial $s(n)$) est directement défini comme étant :

$$N_{pad} = n_{pad} 2^p, \quad \text{Équation IV-8}$$

avec n_{pad} et p des entiers positifs non nuls. Le terme p représente l'exposant de la plus petite puissance de deux satisfaisant $2^p \geq N$, avec N le nombre total de point du signal échantillonné initial $s(n)$. Le fait d'effectuer une transformée de Fourier discrète sur un signal comportant un nombre de point proportionnel à une puissance de deux permet d'optimiser le temps de calcul. Néanmoins, cette technique comporte une limite dans la précision de la mesure car la finesse et l'amplitude du pic en Fourier sera plus faible pour des signaux avec un nombre important de points N_{pad} .

Ainsi, il s'agira dans un second temps d'augmenter la fenêtre d'acquisition en augmentant la gamme spectrale de mesure, ce qui permettra d'augmenter la finesse du pic et donc la précision de mesure. La gamme spectrale est limitée par le système d'interrogation utilisé lors de l'expérience. Il s'agira donc d'augmenter la gamme spectrale en dupliquant artificiellement le spectre optique avant d'effectuer l'ajout de zéro au signal. L'inconvénient de la technique de duplication est qu'elle ne sera pas adaptée dans le cas où le signal n'est pas périodique, ce qui est le cas de la figure d'interférence d'une cavité Fabry-Pérot comportant une membrane. Dans ce cas de figure, le spectre résulte d'un système d'interférence à trois ondes dû à la contribution de la troisième réflexion en extrémité de fibre optique.

La Figure IV-8 (a) présente le spectre d'interférence simulé sur Matlab d'une cavité Fabry-Pérot de longueur $70\text{ }\mu\text{m}$ ayant une gamme spectrale de mesure $\Gamma = 60\text{ nm}$. La transformée de Fourier du signal est représentée sur la Figure IV-8 (b). Nous pouvons observer que la transformée de Fourier du spectre « brut » est peu résolu (la résolution $\Delta L = 20,3\text{ }\mu\text{m}$). Le fait d'augmenter la gamme spectrale ($\Gamma = 460\text{ nm}$) ainsi que l'ajout de zéro au signal permet d'améliorer la résolution ainsi que la finesse du pic fréquentiel d'intérêt (la résolution $\Delta L = 3,3\text{ }\mu\text{m}$). La dernière étape consiste à effectuer un fit gaussien sur le pic fréquentiel d'intérêt et de se positionner au maximum de la fonction gaussienne.

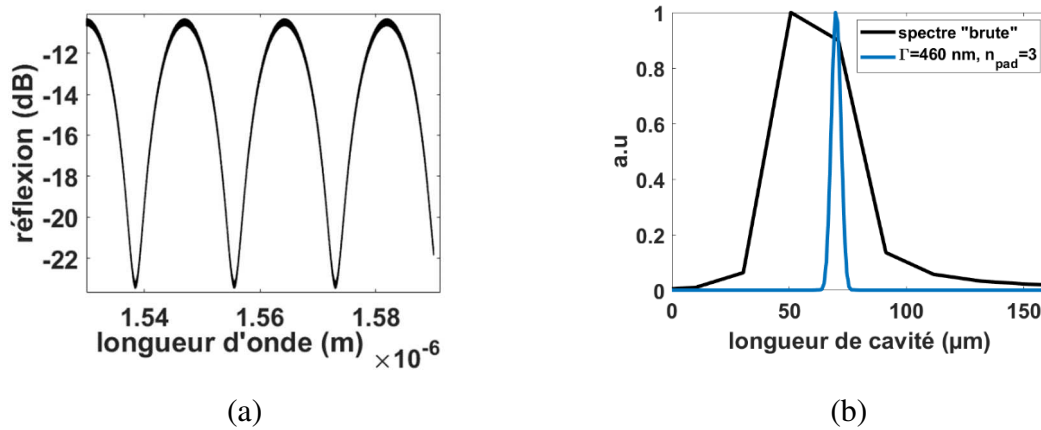


Figure IV-8 : (a) spectre d'interférence d'une cavité Fabry-Pérot de longueur $L = 70\text{ }\mu\text{m}$ et de gamme spectrale $\Gamma = 60\text{ nm}$. (b) Transformée de Fourier du spectre « brut » et transformée de Fourier du spectre avec une gamme spectrale plus importante ($\Gamma = 460\text{ nm}$ et ajout de zéro ($n_{\text{pad}} = 3$)).

La méthode d'optimisation de la résolution est testée sur le spectre en réflexion d'une cavité Fabry-Pérot sans membrane (système d'interférence à deux ondes) de longueur $70\text{ }\mu\text{m}$ ayant une résolution de 1 pm (cf. Figure IV-8 (a)). Pour cela, une étude paramétrique est menée

afin d'étudier l'influence de la gamme spectrale de mesure ainsi que le remplissage par zéro sur l'erreur d'estimation de la longueur de cavité. Le paramètre caractéristique de la méthode du « zero padding » évalué lors de l'étude est l'entier n_{pad} (cf. Équation IV-8). La Figure IV-9 représente l'erreur d'estimation (*i.e.* différence entre longueur de cavité mesurée et la longueur de cavité nominale) en fonction de n_{pad} pour différentes valeurs de gamme spectrale. Pour un entier $n_{pad} > 2$, l'erreur de mesure oscille avec une amplitude diminuant lorsque la fenêtre d'acquisition augmente. Pour une gamme spectrale $\Gamma = 60 \text{ nm}$, l'erreur de mesure oscille autour d'une valeur de 20 nm avec une amplitude d'oscillation d'environ 22 nm. L'augmentation de la fenêtre de mesure aura pour conséquence de diminuer l'erreur d'estimation de la longueur et atteint une valeur moyenne de 0,09 nm pour une gamme spectrale $\Gamma = 1060 \text{ nm}$.

Il est à noter que pour un entier n_{pad} fixe, l'augmentation de la résolution sera d'autant plus importante pour des signaux avec une gamme spectrale Γ plus importante car la fenêtre d'acquisition sera plus grande mais également le nombre de zéro ajouté (cf. Équation IV-8). Par exemple, pour $n_{pad} = 1$ et pour une résolution spectrale fixe de 1 pm, dans le cas où le signal possède une gamme spectrale de 60 nm, le nombre de zéro ajouté sera de 5 535, tandis que dans le cas où la gamme spectrale de 360 nm, le nombre de zéro ajouté sera de 134 287.

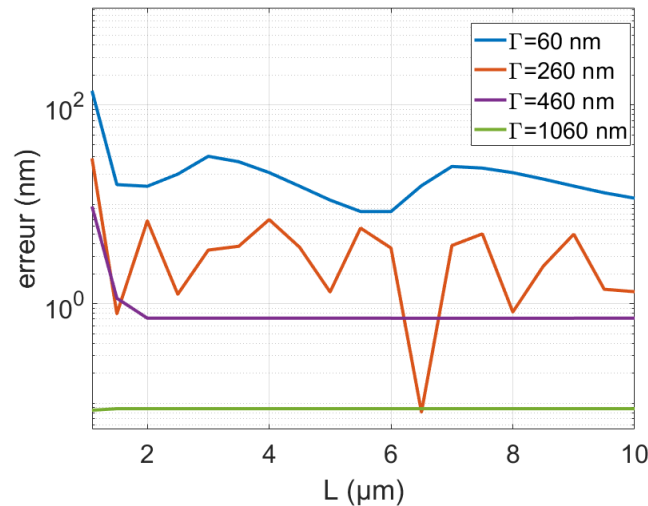


Figure IV-9 : Erreur d'estimation de la longueur d'une cavité Fabry-Pérot via la méthode de transformée de Fourier en fonction de n_{pad} pour différentes gammes spectrales de mesure. Echelle logarithmique

La méthode de démodulation est ensuite testée sur des spectres d'interférences correspondant à des cavités de longueur variable. La longueur de la cavité initiale est de 70 μm et la variation de longueur maximum est de 40 nm, avec un pas de 2 nm. Une excursion de 40

nm est choisie afin de correspondre à un décalage spectral de 3 nm, telle que dans l'exemple choisi pour l'étude de la méthode d'analyse de pic (*cf.* section précédente). Du bruit blanc avec une amplitude de 0,2 dB est ajouté sur chaque spectre ayant une résolution spectrale est de 1 pm. A titre d'exemple, la Figure IV-10 présente les spectres en réflexion bruités pour différentes longueurs de cavités. En vue des résultats de l'étude paramétrique présentés précédemment, nous choisissons une valeur de $n_{pad} = 2$ lors de l'ajout de zéro. La Figure IV-11 présente la longueur de cavité mesurée et l'erreur de mesure obtenue par la méthode de démodulation de Fourier en fonction de la longueur de cavité nominale. L'augmentation de la gamme spectrale ainsi que l'ajout de zéros au signal permet de fortement diminuer l'erreur de mesure en améliorant la résolution fréquentielle. Dans le cas d'un spectre ayant une gamme spectrale de 360 nm et pour $n_{pad} = 2$, l'erreur d'estimation maximum est de 0,68 nm, soit une erreur d'environ 1,7 % FS sur la plage de mesure de 40 nm (*cf.* Tableau 6).

Cette méthode a l'avantage de s'affranchir du bruit de mesure présent sur les spectres ainsi que d'éventuelles réflexions parasites pouvant perturber le spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot. Néanmoins, l'inconvénient principal est le temps de calcul et la mémoire requise pour effectuer une transformée de Fourier. Le Tableau 6 résume les temps de calcul nécessaires pour effectuer la transformée de Fourier sur les 21 spectres analysés pour l'étude. Dans le cas où l'on effectue une transformée de Fourier sur le spectre ayant une gamme spectrale de 60 nm (cas où $n_{pad} = 2$), le temps de calcul requis est d'environ 8 secondes, tandis que pour un spectre de gamme spectrale $\Gamma = 1560 \text{ nm}$ et $n_{pad} = 2$ le temps de calcul est d'environ 30 secondes. Il est à noter que lors d'une expérience, le nombre de spectre à traiter est généralement de plusieurs centaines (dépendant de la durée de l'expérience, de la fréquence d'acquisition du spectre etc.). Le temps et la mémoire requise pour le traitement sera donc limitant.

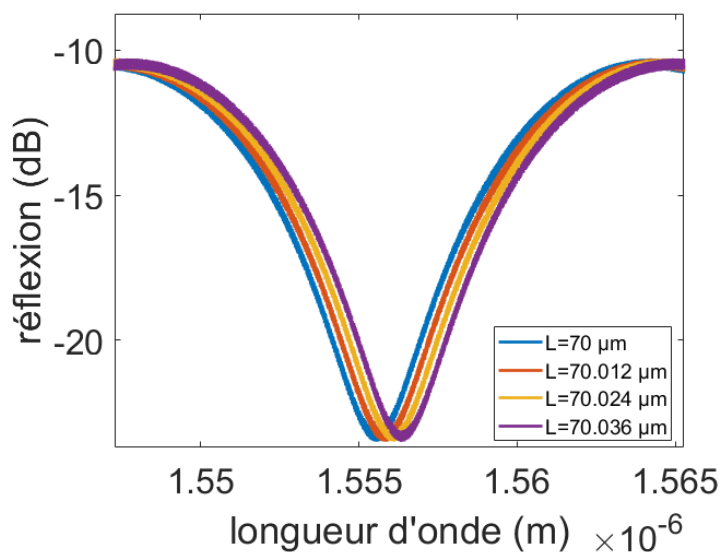


Figure IV-10 : Spectre en réflexion Fabry-Pérot pour différentes longueur de cavité.

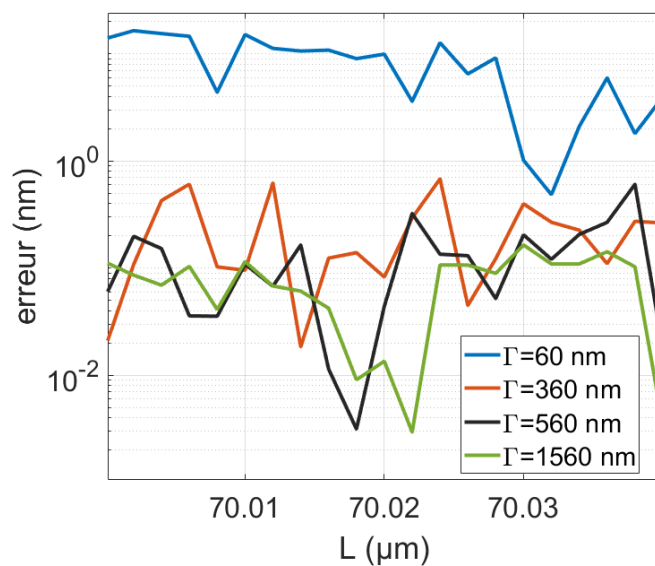


Figure IV-11 : Erreur d'estimation de la longueur en fonction de la longueur de cavité.
Echelle logarithmique

n_{pad}	Fenêtre de mesure Γ	Résolution fréquentielle « nominale » (avant étape d'ajustement par une gaussienne) (μm)	Erreur d'estimation max (nm)	Erreur d'estimation moyenne (nm)	Erreur d'estimation ¹ (%F.S.)	Temps calcul Transformé de Fourier (s)
2	60 nm	9,28	17,6	9,04	44,0	7,84
2	360 nm	1,37	0,68	0,24	1,7	8,74
2	560 nm	0,76	0,6	0,14	1,5	14,0
2	1560 nm	0,56	0,16	0,07	0,4	30,21

Tableau 6 : Récapitulatif des erreurs de mesure et du temps de calcul pour différents paramètres.

¹ l'erreur d'estimation est calculée par rapport à la variation totale de longueur de cavité de 40 nm

IV.2.3 Choix de la méthode de démodulation

Le choix de la méthode de démodulation dépend de différents paramètres caractéristiques du spectre d'interférence du transducteur Fabry-Pérot. En fonction de la méthode de démodulation employée, différentes contraintes structurelles du transducteur seront à prendre en compte. Le diagramme de la Figure IV-12 résume les différentes méthodes de démodulation à envisager en fonction des différents cas de figures possibles. Si la méthode d'analyse dans l'espace de Fourier a l'avantage d'être peu sensible aux différentes sources de bruits pouvant influencer sur le signal, le temps de calcul et la mémoire requise seront des paramètres limitants. De plus, l'erreur d'estimation dans le cas de la méthode d'analyse de pic (erreur maximum de 0,2 %F.S.) demeure plus faible que dans le cas de la méthode d'analyse dans l'espace de Fourier où la gamme spectrale d'analyse est de 560 nm (erreur d'estimation de 1,5 %FS) et requérant un temps de calcul et une mémoire conséquente. Ainsi, la méthode d'analyse de pic sera privilégiée dans le cadre de cette thèse. Comme le montre la figure, en fonction des cas (spectre d'interférence à deux ou trois ondes), l'analyse de pic sera effectuée par une approximation non linéaire (présentant l'erreur d'estimation la plus faible) ou par approximation polynomiale.

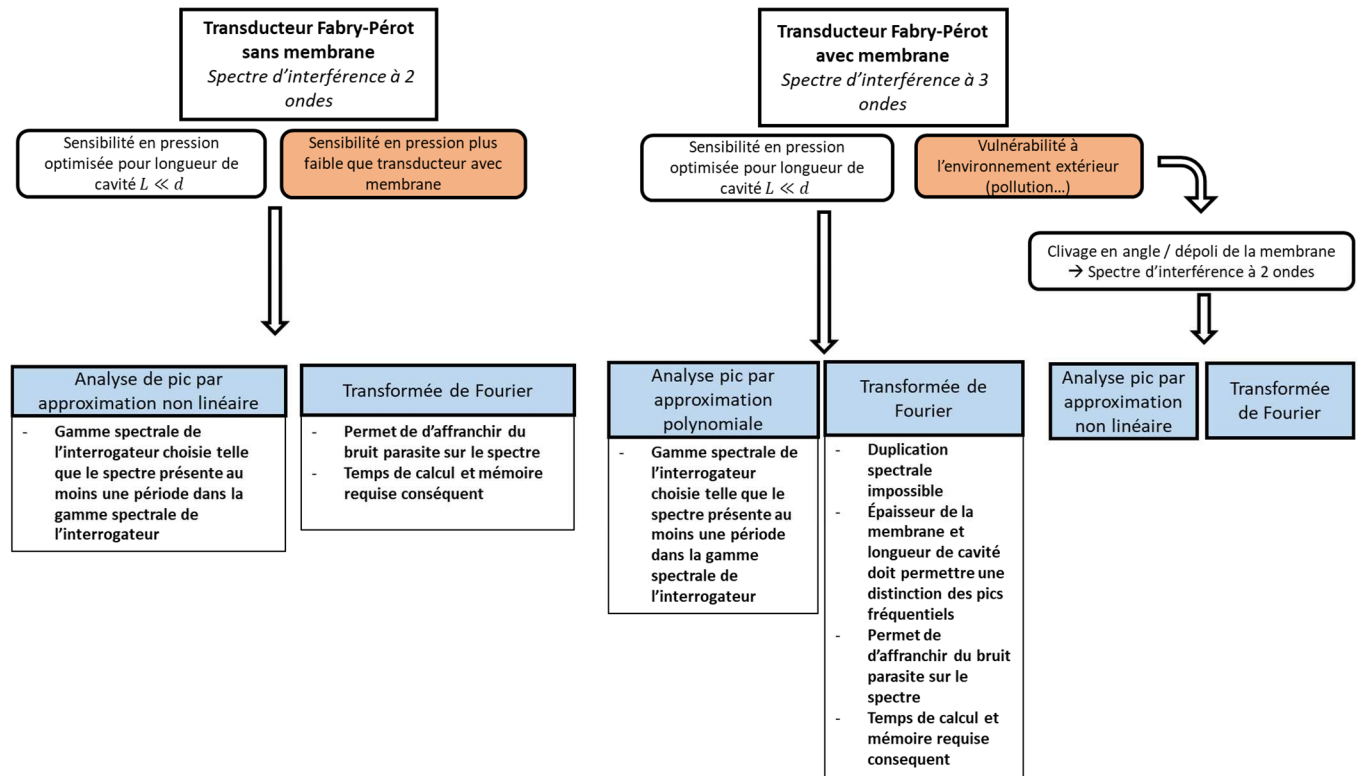


Figure IV-12 : Résumé des méthodes de démodulation en fonction des différents cas de figure.

IV.3 CARACTERISATION HAUTES TEMPERATURES DE TRANSDUCTEURS A CAVITE INTERFEROMETRIQUE FABRY-PÉROT

Le capteur de pression développé aura pour but d'instrumenter des moteurs d'avions et sera donc soumis à des conditions sévères en température (supérieures à 500°C). Il sera donc nécessaire de conditionner le transducteur afin de le stabiliser thermiquement et d'éviter les effets de dérive sur la mesure de pression (cf. section IV.4.5). En effet, la fibre optique a subi une transformation physique passant de l'état solide à un état proche d'un liquide et vice-versa lors de sa conception. De plus, le processus de fabrication du transducteur implique diverses étapes de soudure créant des contraintes résiduelles au sein de la fibre optique. Ces contraintes peuvent être supprimées en effectuant le traitement thermique adéquat.

Dans le cas de la cavité Fabry-Pérot d'air de type cylindrique, Q.Tian *et al.* présentent une technique permettant de stabiliser thermiquement le transducteur à des températures atteignant 1000°C [79]. Le transducteur est soumis à six cycles thermiques de 24°C à 1000°C.

Ainsi, le capteur se stabilise et le coefficient de sensibilité thermique converge vers une valeur de 0,65 pm/°C suite au premier cycle thermique. Une seconde méthode est présentée dans les travaux de M. Ferreira *et al.* qui proposent un procédé de stabilisation thermique consistant en un traitement de 7 h à 900°C sur une cavité Fabry-Pérot d'air à miroirs plans consistant en un capillaire constitué de quatre petits cylindres à des positions diamétralement opposées [80]. Au cours du traitement thermique, la dérive du transducteur diminue et la dérive totale durant le traitement est de 4,4 nm.

Dans le cadre de cette thèse, une première méthode basée sur les travaux de Q.Tian *et al.* sera mise en place. Il s'agira d'effectuer plusieurs cycles thermiques de 30 °C à 900 °C afin d'étudier la stabilisation du transducteur Fabry-Pérot. Puis, une seconde méthode basée sur un traitement à 900 °C pendant 5 h sera également étudiée à titre comparatif.

IV.3.1 Montage expérimental

Afin d'effectuer les différents tests en température, le transducteur est placé dans un four tubulaire vertical. Le four utilisé est le CTC-1200A de *Jofra Calibration* [81] pouvant atteindre une température de 1205°C. Le four fonctionne avec une rampe de chauffe d'environ 30°C/min et un temps de stabilisation de 20 min. L'augmentation de température dans le four n'étant pas homogène, un thermocouple de référence de type N est placé au plus proche du transducteur à tester (*cf.* Figure IV-13). Le transducteur est directement placé dans le puit du four, sans ajout d'un capillaire, afin d'éviter que la gaine de protection ne se colle à un éventuel capillaire de protection. En effet, à hautes températures (150°C pour l'acrylate), la gaine de protection brûle. Le transducteur est connecté au système d'interrogation Tunics/CT400 permettant l'acquisition des spectres.

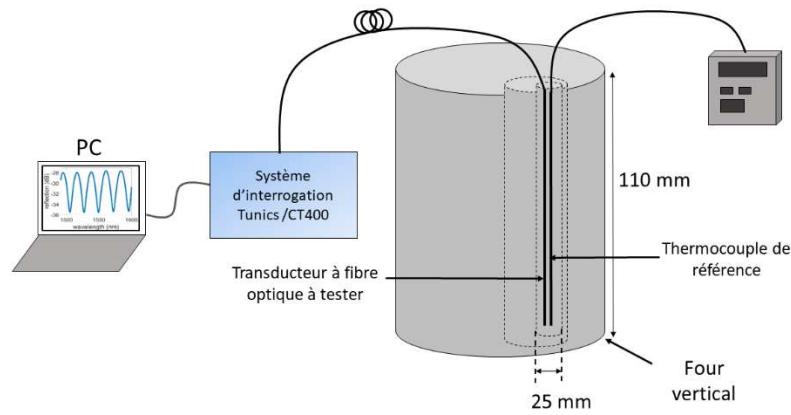


Figure IV-13 : montage expérimental pour la caractérisation en température.

IV.3.2 Etude de la stabilisation en température

(a) *Traitement thermique de 30°C à 900°C sur cavité Fabry-Pérot sphérique sans membrane*

Dans cette partie, deux méthodes de traitement thermique seront étudiées sur des transducteurs consistant en une cavité Fabry-Pérot d'air de forme sphérique et de longueur de cavité similaire ($L \sim 52 \mu\text{m}$). La Figure IV-14 présente un exemple de cavité Fabry-Pérot de longueur $L = 53 \mu\text{m}$.



Figure IV-14 : Image au microscope d'une cavité Fabry-Pérot d'air de forme sphérique dans une fibre type SMF-28 sans membrane. Longueur de la cavité : $L = 53 \mu\text{m}$.

i. *Cycles thermiques à 900°C*

Il s'agit dans un premier temps d'étudier la stabilisation du transducteur en effectuant plusieurs cycles thermiques jusque 900°C. Afin d'étudier la réponse en température du transducteur, ce dernier est placé dans un four tubulaire tel que décrit dans la section IV.3.1. Le transducteur testé est constitué d'une cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur $52,6 \mu\text{m}$ dans une fibre standard SMF-28. Lors d'un cycle, le four effectue une première montée en température de 30°C à 900°C, se stabilise à 900°C pendant 20 min, puis redescend

graduellement à température ambiante afin d'éviter la réintroduction de nouvelles contraintes thermiques dans la fibre. Le capteur est soumis à 4 cycles thermiques. La Figure IV-15(a) présente le spectre en réflexion « brute » (*i.e.* sans traitement de lissage du spectre) avant et après le traitement thermique. Le bruit présent sur le spectre est la conséquence de la réflexion « parasite » en extrémité de fibre optique qui n'a pas été parfaitement supprimée *via* un clivage en angle. La cavité Fabry-Pérot se trouvant à une distance d'environ 2 cm de l'extrémité de la fibre optique, la réflexion en fin de fibre optique contribue au système d'interférence résultant en une surmodulation (oscillations rapides) sur le spectre. Le contraste moyen du spectre est de ~ 9 dB. L'allure du spectre évolue peu suite au traitement thermique mais il est à remarquer une diminution de l'amplitude du spectre (diminution maximum de ~ 2 dB). La réponse thermique du capteur est mesurée *via* la méthode d'analyse de pic sur le spectre par ajustement non linéaire (*cf.* section IV.2.1). Le spectre optique « lissé » de la cavité au niveau du second pic (pic de référence pour la mesure) et pour différentes températures est présenté sur la Figure IV-15 (b). Le pic se décale vers les hautes longueurs d'ondes avec l'augmentation de la température. De plus, l'amplitude du pic diminue avec l'augmentation de la température au cours du cycle.

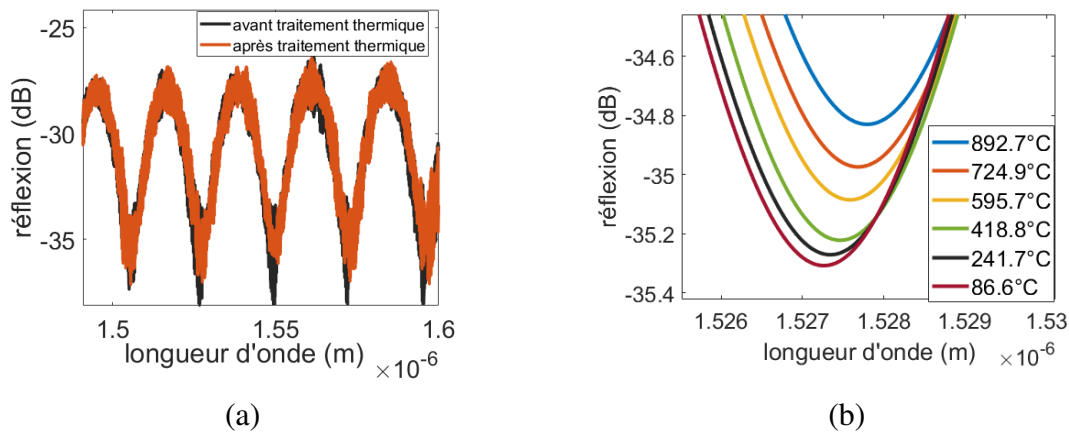


Figure IV-15 : (a) Spectre en réflexion « brut » du transducteur à cavité Fabry-Pérot avant et après le traitement thermique (b) Décalage du pic de mesure à différentes températures du spectre lissé.

La Figure IV-16(a) présente la température mesurée par le thermocouple de référence au cours du traitement thermique (courbe bleue) et le décalage spectral de la longueur d'onde de mesure au cours du temps (courbe rouge). Nous pouvons observer sur la Figure IV-16(b) que la dérive au cours des paliers à 900°C est maximum lors du premier cycle (dérive totale d'environ 80 pm) et que cette dérive diminue au cours des paliers des cycles suivants. La dérive totale lors du quatrième cycle est d'environ 17 pm.

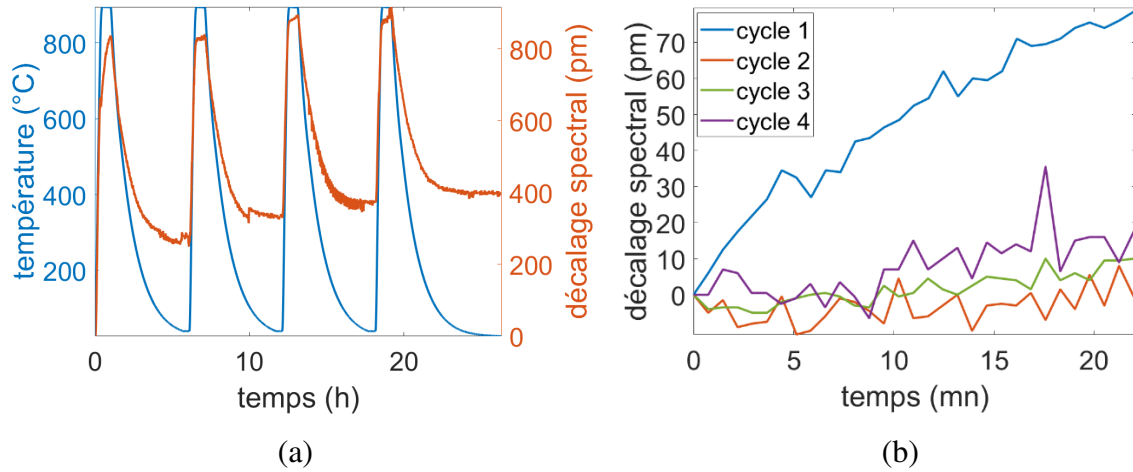


Figure IV-16 : (a) Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps (b) Dérive sur un palier de 900 °C des différents cycles thermiques.

La Figure IV-17(a) présente le décalage du pic de référence en fonction de la température pour les différents cycles thermiques lors de la phase de montée en température. Lors du premier cycle, le pic de référence se décale monotoniquement vers les grandes longueurs d'ondes jusque ~800°C. L'évolution de la courbe de 25°C à 700°C peut être approximée par un polynôme d'ordre trois de coefficients $1,07 \cdot 10^{-6} pm/°C^3$, $1,24 \cdot 10^{-3} pm/°C^2$ et $0,60 pm/°C$ et -12.83. La Figure IV-17(b) présente la différence de la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambient $\Delta\lambda_n$ entre chaque cycle n tel que :

$$\Delta\lambda_n = \lambda(T_{amb})_{cycle\ n} - \lambda(T_{amb})_{cycle\ (n-1)} \quad \text{Équation IV-9}$$

Avec $\lambda(T_{amb})_{cycle\ n}$ la longueur d'onde du pic de référence déterminée à la fin du cycle thermique n au retour à température ambiante. Le premier point de la courbe est obtenu en prenant comme référence $\lambda(T_{amb})_{cycle\ (n-1)}$, la longueur d'onde du pic de référence à l'état initial *i.e* avant le traitement thermique (à l'ambient). Nous pouvons observer que lors du premier cycle, l'écart par rapport à la longueur d'onde à l'état initial du pic de mesure au retour à l'ambient est de 257 pm. Au cours des différents cycles, l'écart entre les cycles diminue pour atteindre une valeur de 25 pm suite au quatrième cycle thermique. Ainsi, la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambient se stabilise au cours des cycles thermiques.

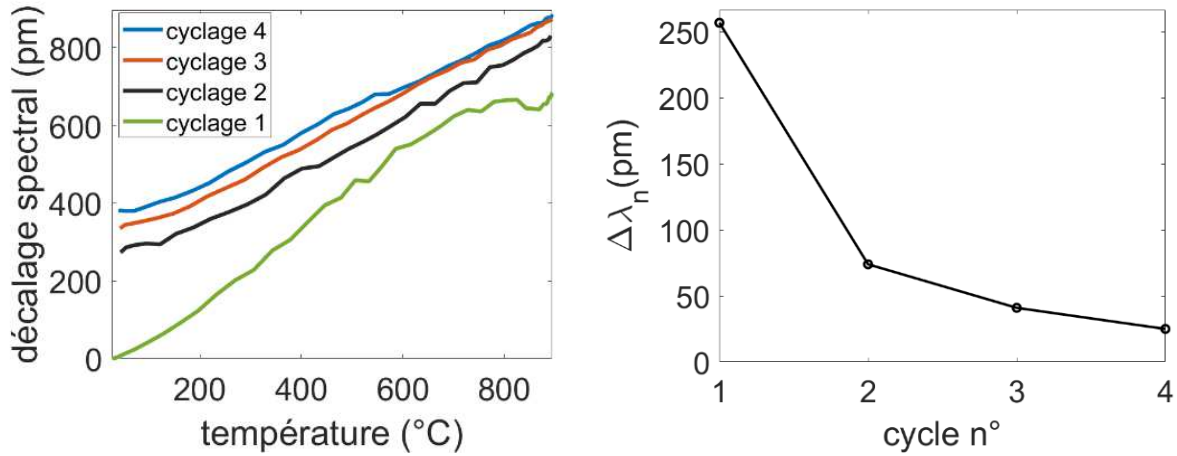


Figure IV-17 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. (b) Ecart de la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambiant entre les différents cycles.

La Figure IV-18 (a) présente l'écart entre la courbe expérimentale et l'approximation soit par une fonction affine (courbe noire), soit par un polynôme d'ordre trois (courbe rouge) de 25°C à 700°C. Nous pouvons observer que l'écart est plus important lorsque l'on effectue un ajustement par une fonction affine sur la plage 25°C – 350°C, avec un écart moyen de 11 pm et 4,8 pm dans le cas de la fonction affine et de la fonction polynomiale respectivement. Sur la plage 250°C-700°C, l'écart entre l'ajustement par une fonction affine et par un polynôme est similaire (écart de 8,2 pm et de 6,5 pm pour l'approximation affine et polynomiale respectivement - cf. Figure IV-18 (b)). Ainsi, le coefficient de sensibilité thermique S_T , pourra être déterminé *via* un ajustement par une droite sur la plage 250°C-700°C. Pour des températures hors de cette plage, il sera nécessaire d'effectuer une approximation linéaire sur de faibles plages de température. Lors du premier cycle, la sensibilité thermique S_T est de 1,0 pm/°C. Le coefficient de sensibilité thermique théorique calculé en utilisant l'Équation I-42 décrit dans le chapitre I est de $S_T = 0,84 \text{ pm/°C}$, ce qui est proche de la valeur expérimentale. De plus, les travaux menés par Yinan Zhang *et al.* basé sur un transducteur à cavité Fabry-Pérot d'air elliptique démontrent une sensibilité similaire à la température (sensibilité d'environ 0,8 pm/°C) [32].

A partir de 700°C, le décalage spectral subit lors du premier cycle ne suit plus une évolution monotone. Ce phénomène peut être expliqué par la relaxation thermique des contraintes résiduelles au sein de la fibre optique sous l'effet de la température. Au cours des autres cycles, l'évolution demeure monotone jusqu'à 900°C et le coefficient de sensibilité thermique diminue pour tendre vers une valeur de 0,69 pm/°C (cf. Figure IV-19).

Les différents cycles permettent ainsi de stabiliser la réponse thermique du transducteur et de supprimer les contraintes résiduelles, ce qui est en accord avec les travaux de Q.Tian *et al.* [79]. Il pourrait toutefois être nécessaire d'effectuer davantage de cycles thermiques afin d'obtenir une meilleure stabilisation du transducteur et minimiser davantage la dérive du capteur. Rappelons à toute fin utile, que nous ne cherchons pas ici à exploiter la cavité Fabry-Pérot en tant que capteur de température (ce sera le rôle du réseau de Bragg).

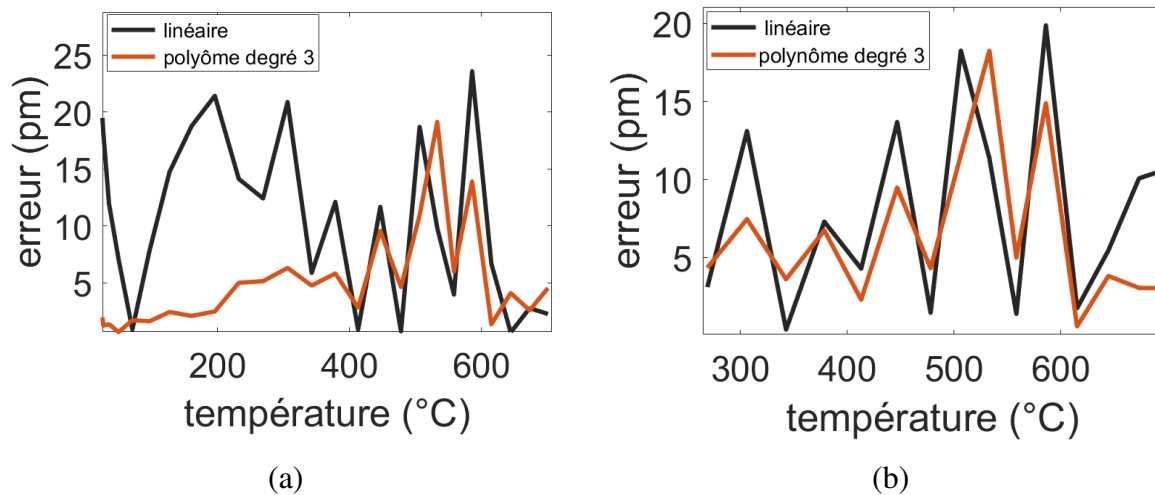


Figure IV-18 : Erreur en fonction de la température dans le cas d'un ajustement des données par une fonction linéaire (noir) et par un polynôme de degré 3 (rouge) (a) ajustement sur la gamme de température [25°C-700°C] (b) ajustement sur la gamme de température [250°C-700°C].

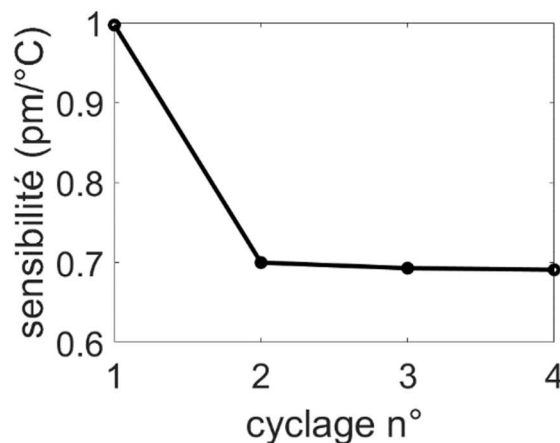


Figure IV-19 : Coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques.

ii. Traitement thermique à 900 °C pendant 5 h

Il s'agit dans un second temps d'étudier une seconde méthode de stabilisation basée sur un traitement thermique à 900°C pendant 5 h. Le montage expérimental est identique à celui décrit précédemment. Le transducteur testé est composé d'une cavité Fabry-Pérot d'air de

longueur 52,2 μm , similaire au transducteur testé lors de la première expérience. Le capteur est soumis à un cycle thermique de 25°C à 900°C avant et après le traitement thermique (tel que décrit lors de la première expérience) afin d'évaluer l'effet du traitement long sur le transducteur. La Figure IV-20 (a) présente le spectre d'interférence « brute » en réflexion du transducteur avant et après le traitement thermique. Le spectre ne montre pas d'évolution suite au traitement et le contraste est constant avec une valeur de $\sim 8,5$ dB.

Nous pouvons observer sur la Figure IV-20 (b) que le pic de mesure se décale vers les hautes longueurs d'onde lorsque la température augmente et inversement avec la diminution de la température, tout comme le transducteur testé avec la première méthode. Au cours du traitement thermique à 900 °C pendant 5 h, la dérive totale du transducteur est de 180 pm. Nous pouvons observer sur la Figure IV-21 (a) que lors des deux premières heures du traitement, la variation est de $\sim 0,64$ pm/min. Par la suite, le décalage spectral est plus faible et présente une variation de 0,37 pm/min. Suite au traitement thermique, la dérive du transducteur au cours du palier à 900°C du second cycle est très faible (dérive totale moyenne d'environ 2 pm, soit 3,1°C en prenant en compte la sensibilité thermique du capteur) en comparaison du palier à 900 °C avant le traitement thermique présentant une dérive totale d'environ 50 pm (*cf.* Figure IV-22). La dérive maximum du thermocouple de référence est de 1,4 °C au cours des paliers à 900 °C. La différence entre la longueur d'onde au retour à l'ambiant suite au traitement thermique de 5 h et suite au dernier cycle est de 29 pm.

Le coefficient de sensibilité thermique évalué lors du premier et du second cycle thermique dans la plage de 250°C – 700°C (*cf.* Figure IV-21 (b)) est respectivement de 1,15 pm/°C et de 0,64 pm/°C, ce qui est proche des valeurs déterminées avec la première méthode de traitement thermique.

Ainsi, en comparaison de la première méthode de traitement thermique, cette méthode permet une meilleure stabilisation du transducteur pour des tests en température pouvant atteindre 900°C. En outre, il pourrait être nécessaire d'augmenter la durée du traitement thermique afin d'observer une diminution de la dérive jusqu'à tendre vers une asymptote.

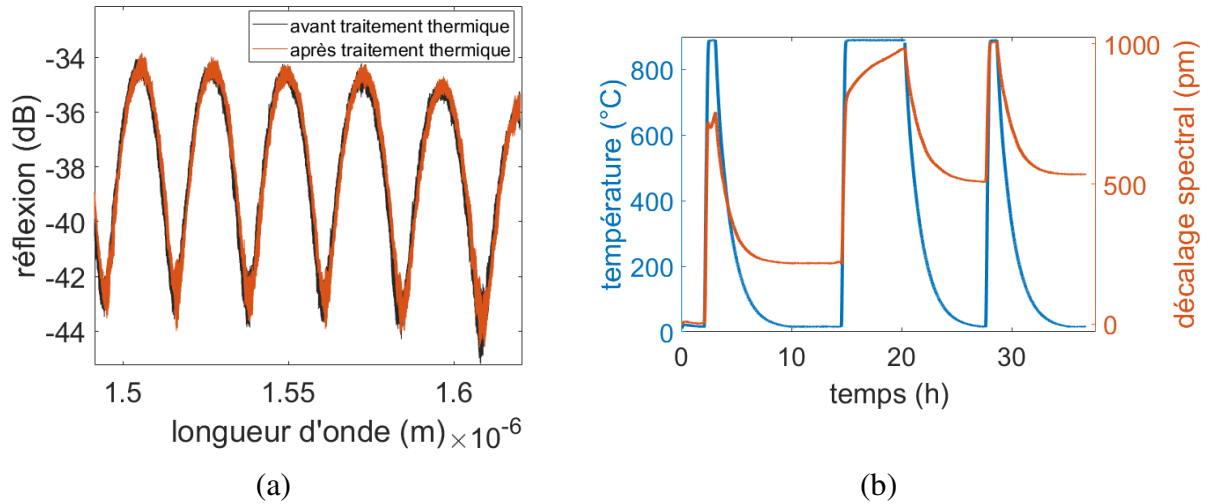


Figure IV-20 : (a) Spectre en réflexion du transducteur avant traitement thermique à 900 °C pendant 5 h (noir) et après traitement thermique (b) Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.

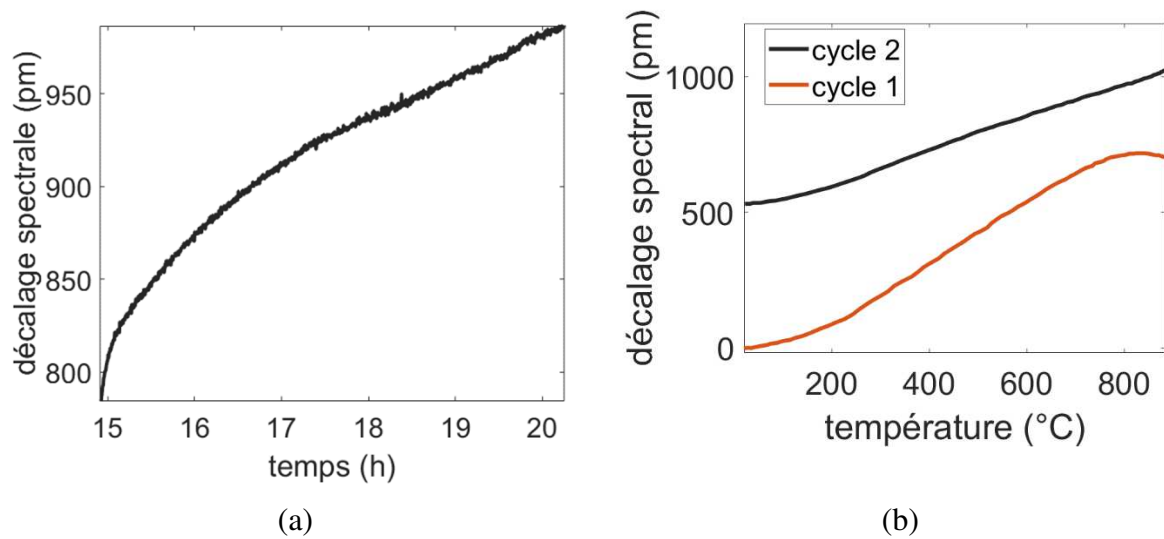


Figure IV-21 : (a) Variation du pic de mesure au cours du traitement thermique à 900 °C pendant 5 h. (b) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température lors des phases de montée du premier et du second cycle.

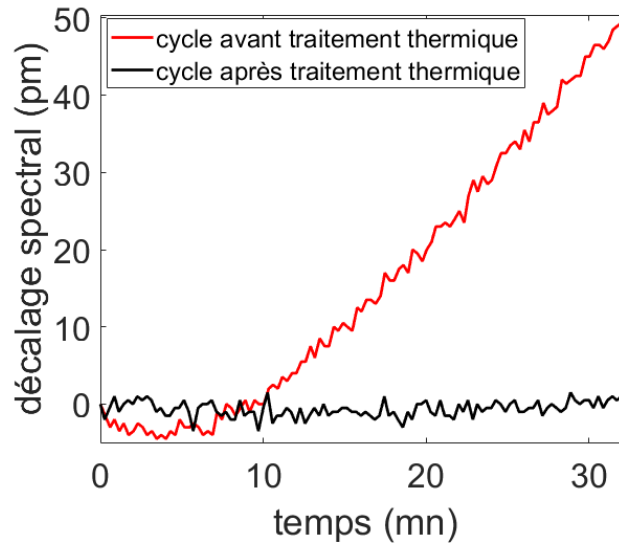


Figure IV-22 : Dérive sur un palier de 900 °C avant et après le traitement thermique.

(b) Traitement thermique de 30°C à 900°C sur cavité cylindrique sans membrane

La réponse thermique d'un transducteur Fabry-Pérot à miroirs plans est ici étudié. Nous appliquons cinq cycles thermiques jusque 900 °C. Le transducteur consiste en une cavité de forme cylindrique, de longueur $L = 39 \mu m$ et de hauteur $h = 55,2 \mu m$ (cf. Figure IV-23). Nous pouvons observer sur la Figure IV-24 (a) que la forme du spectre évolue peu suite au traitement. Le contraste est d'environ 14 dB. De plus, le contraste du spectre varie très peu (variation inférieure à 1 dB).

La mesure de la réponse thermique s'effectue en analysant le décalage spectral du deuxième pic par approximation non linéaire. De manière totalement inattendue, nous observons sur la Figure IV-24 (b) que la variation de la longueur d'onde ainsi que de l'amplitude du pic de mesure n'évolue pas de manière monotone avec l'augmentation de la température. De plus, nous pouvons observer sur la Figure IV-25 que la réponse du transducteur (décalage spectral au cours du temps) présente également des oscillations au niveau des rampes de montée (clairement visible sur la Figure IV-27(a)) et de descente en température, ayant une amplitude autour de 120 pm qui correspondrait à une variation de température d'environ 140 °C (en considérant la sensibilité thermique du capteur). Ce comportement surprenant est présent au cours des différents cycles mais cette fluctuation n'est pas visible au niveau des paliers en température. Lors des rampes de montée, le seuil en température à partir duquel ces fluctuations apparaissent augmente au cours des cycles.

Ainsi, les fluctuations apparaissent à température ambiante au cours du premier cycle et à partir de 200 °C au cours du dernier cycle thermique. Il en est de même pour les fluctuations au niveau de la rampe de descente où les fluctuations disparaissent à partir de 110 °C lors du premier cycle et à partir de 250°C lors du dernier cycle thermique.

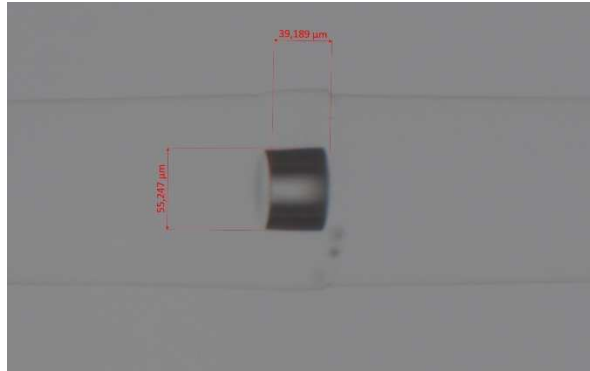


Figure IV-23 : Image au microscope à immersion du transducteur à cavité Fabry-Pérot de forme cylindrique de longueur $L=39\text{ }\mu\text{m}$.

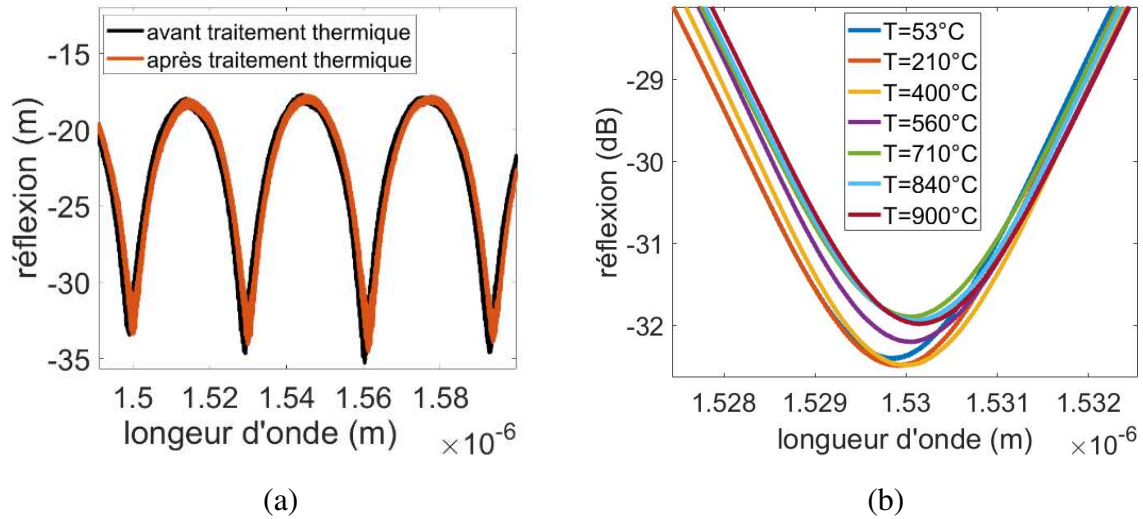


Figure IV-24 : (a) Spectre en réflexion du transducteur à miroirs plans avant et après le traitement thermique. (b) Evolution du pic de mesure (deuxième pic) à différentes températures (courbe obtenue après lissage sur spectre).

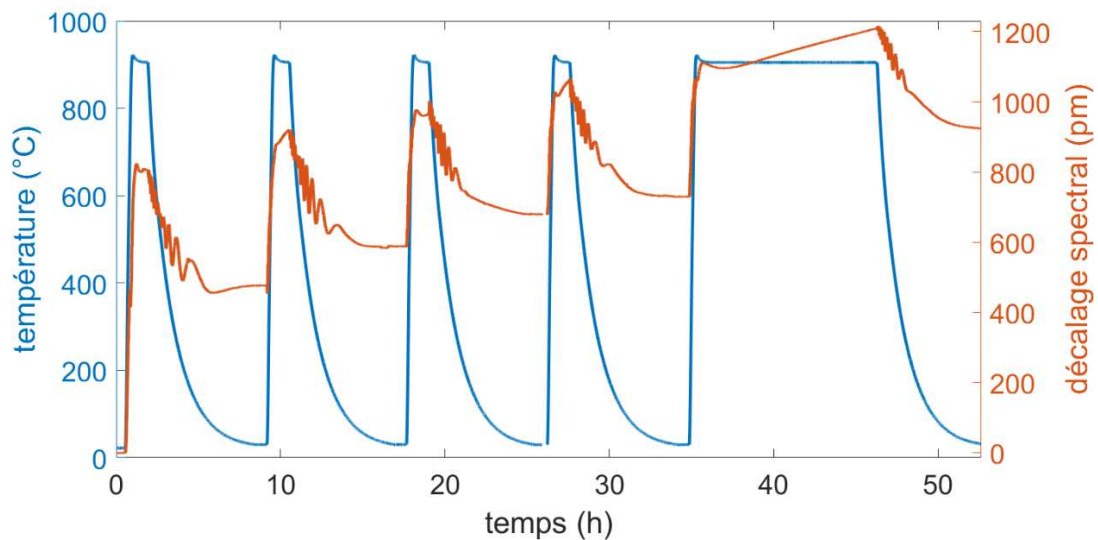


Figure IV-25 : Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.

La Figure IV-26 présente le décalage spectral au cours du temps obtenu d'une part *via* un traitement des spectres brutes « lissés » (*i.e* moyennage par une fenêtre glissante) et d'autre part *via* l'algorithme de détection de pic (*i.e* ajustement par une fonction non linéaire). Nous pouvons remarquer que la courbe obtenue par traitement des spectres brutes est plus bruitée que celle obtenue *via* l'algorithme de détection de pic. En effet, malgré une étape de moyennage, l'analyse sur les spectres sans effectuer d'ajustement non linéaire résulte en une analyse moins précise. Néanmoins, nous pouvons observer que les fluctuations au niveau des rampes de température sont présentes sur les deux courbes. Ainsi, ce phénomène inattendu n'est pas lié à la méthode de détection de pic. En outre, la période temporelle des oscillations est d'environ

20 min, soit bien plus que le temps de réponse du thermocouple de référence. Ce phénomène ne semble donc pas non plus lié au système de régulation du four. Ainsi, nous pouvons supposer que ce comportement qui reste inexpliqué, est intrinsèque au transducteur. Afin de confirmer ce propos, il s'agira dans un travail futur d'effectuer des tests supplémentaires sur ce transducteur et différents prototypes de structures similaires afin d'observer la reproductibilité de la réponse thermique.

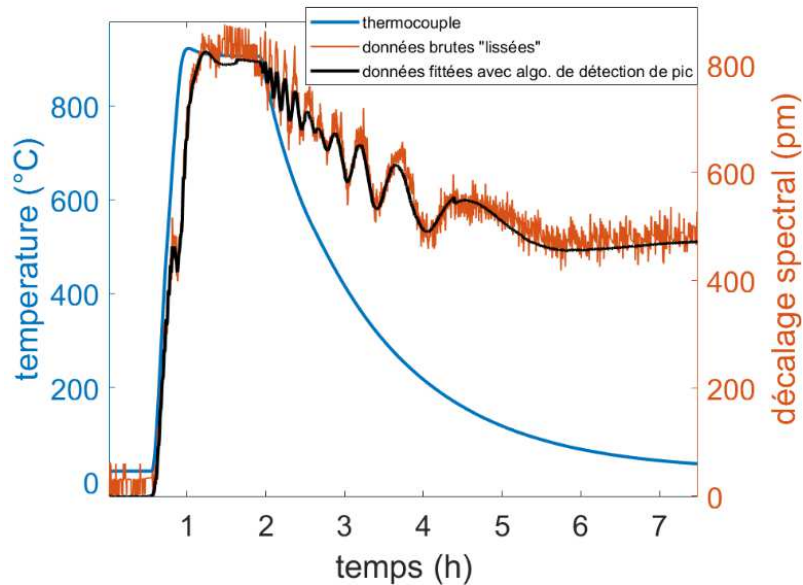


Figure IV-26 : Variation du pic de mesure (rouge et noir) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps. Courbe en rouge : détection de pic sur spectre brut « lissé ». Courbe en noir : détection de pic via algorithme de détection de pic. Zoom sur le premier cycle thermique.

La courbe représentant le décalage spectral en fonction de la température lors des phases de montée en température est présentée sur la Figure IV-27(a). L'allure de la courbe est similaire au cas de la cavité sphérique avec une évolution « globalement » monotone jusque 750 °C lors du premier cycle avec un décrochage de la courbe à 750°C, puis une évolution « globalement » linéaire jusque 900 °C lors des cycles suivants. Le coefficient de sensibilité thermique lors du premier cycle est de 0,72 pm/°C. Au cours des cycles suivants, le coefficient de sensibilité thermique diminue pour tendre vers une valeur proche de 0,35 pm/°C (cf. Figure IV-27(b)). Comparé au cas de la cavité sphérique, la sensibilité thermique du transducteur à miroirs plan est donc plus faible.

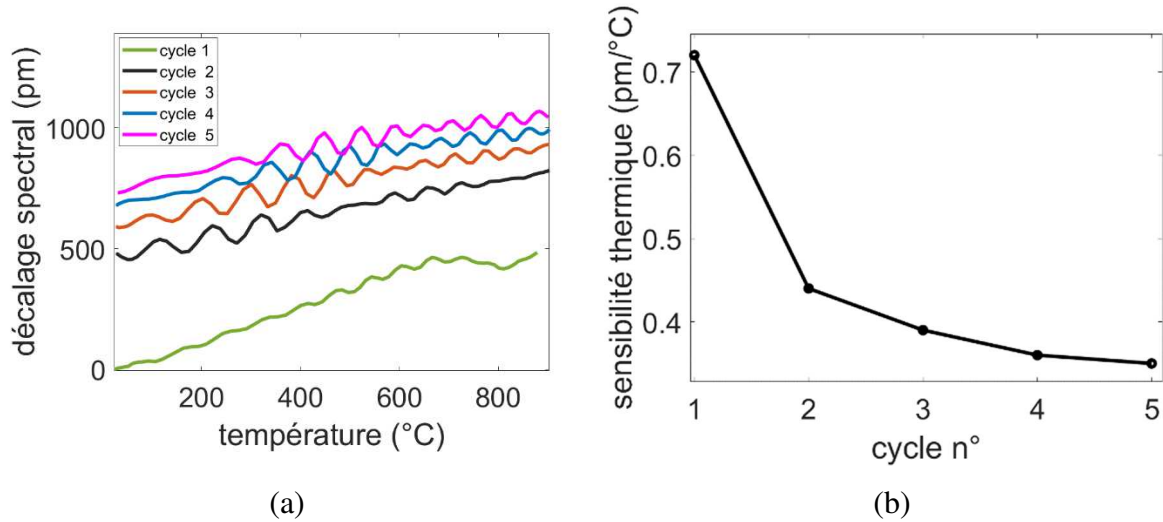


Figure IV-27 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. (b) Coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques.

(c) *Traitement thermique de 30°C à 900°C sur cavité Fabry-Pérot sphérique avec membrane*

La réponse thermique est également étudiée dans le cas où le transducteur possède une membrane en silice. Le montage expérimental est identique aux tests précédents. Le transducteur testé est constitué d'une cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur $L = 57,8 \mu\text{m}$ et d'une membrane de silice dont l'extrémité est polie d'un angle de 10 degrés, dans le but de minimiser la réflexion en extrémité de fibre optique pouvant perturber le signal, comme expliqué dans le Chapitre III (cf. Figure IV-28 (a)). L'épaisseur de la membrane au centre est de $14 \mu\text{m}$. Afin d'étudier la réponse thermique du transducteur, ce dernier est soumis à quatre cycles thermiques de 30 °C à 900°C.

Le spectre en réflexion du transducteur à différentes températures est représenté sur la Figure IV-28 (b). Le spectre optique observé peut être interprété comme résultant de l'interférence entre les trois ondes réfléchies par le premier miroir de la cavité d'air (interface silice/air), le second miroir de la cavité d'air (interface air/silice) et l'extrémité de la membrane de silice (interface silice/air). Le clivage en angle n'ayant pas permis de diminuer assez cette dernière réflexion (cf. Chapitre III), la réponse thermique du transducteur résulte donc de la contribution de la réponse thermique de la cavité Fabry-Pérot d'air ainsi que celle de la cavité de silice formée par la membrane de silice. Nous pouvons observer que la forme du spectre évolue avec l'augmentation de la température, en plus du décalage spectral observé. De plus,

l'évolution du contraste des pics (minimum) du spectre est différente pour chacun des pics, cela aura une conséquence sur la précision de mesure du pic de référence. Il est à noter que le spectre en réflexion résultant d'un système d'interférence à trois ondes, la méthode de démodulation par ajustement non linéaire du pic ne sera pas pertinente. Ainsi, l'analyse du pic est effectué *via* l'approximation polynomiale (décrite dans la section IV.2.1). Le spectre avant et après traitement thermique est présenté sur la Figure IV-29. Nous pouvons observer que l'allure du spectre est différente suite au traitement thermique et présente également plus de bruit.

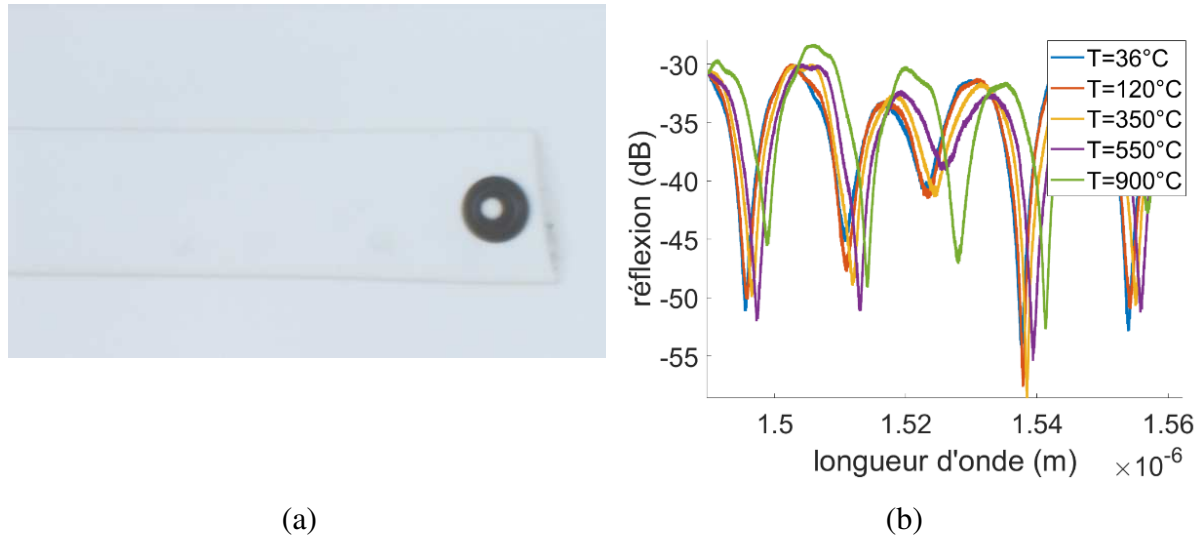


Figure IV-28 : (a) Image au microscope du transducteur à cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur 57,8 μm avec une membrane poli en angle de 10° et d'épaisseur de 12 μm . (b) Spectre en réflexion du transducteur à différentes températures.

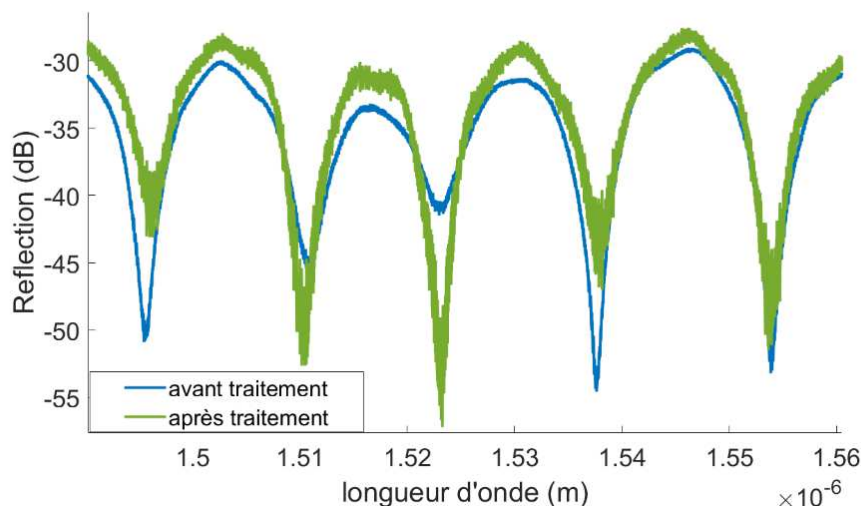


Figure IV-29 : Spectre brute en réflexion du transducteur sphérique à membrane polie en angle avant et après le traitement thermique.

La réponse spectrale de plusieurs pics de mesure (pic 1, pic 3, pic 4 et pic 5 du spectre) en fonction du temps est représentée sur la Figure IV-30. Nous pouvons observer que le

comportement du transducteur est similaire au cas du transducteur à cavité cylindrique (présenté à la section précédente). En effet, les courbes présentent des oscillations au niveau des rampes de température, mais également au niveau des paliers. L'amplitude et la période de ces oscillations au niveau des rampes de température est d'environ 400 pm et 10 min respectivement. Nous pouvons observer que ce comportement est similaire pour chaque pic de mesure avec une fluctuation importante à la fin du traitement thermique, au retour à température ambiante. Ce phénomène peut tout comme le cas du transducteur à cavité cylindrique être intrinsèque au transducteur, sans que la raison ne soit pour l'instant comprise. Néanmoins, en vue de l'amplitude des oscillations, un problème d'herméticité et donc de fuite de pression de la cavité ne peut être mis en cause, étant donné que cela impliquerait des variations de pressions d'environ 40 bars (en vue de la sensibilité en pression du transducteur évalué dans la section IV.4), bien supérieure à la montée en pression attendue due à un passage de la température ambiante à 900 °C. Ainsi, tout comme le cas du transducteur à cavité cylindrique, il s'agira dans un travail futur d'effectuer des tests supplémentaires sur ce transducteur et différents prototypes de structures similaires afin de voir si ce phénomène est récurrent.

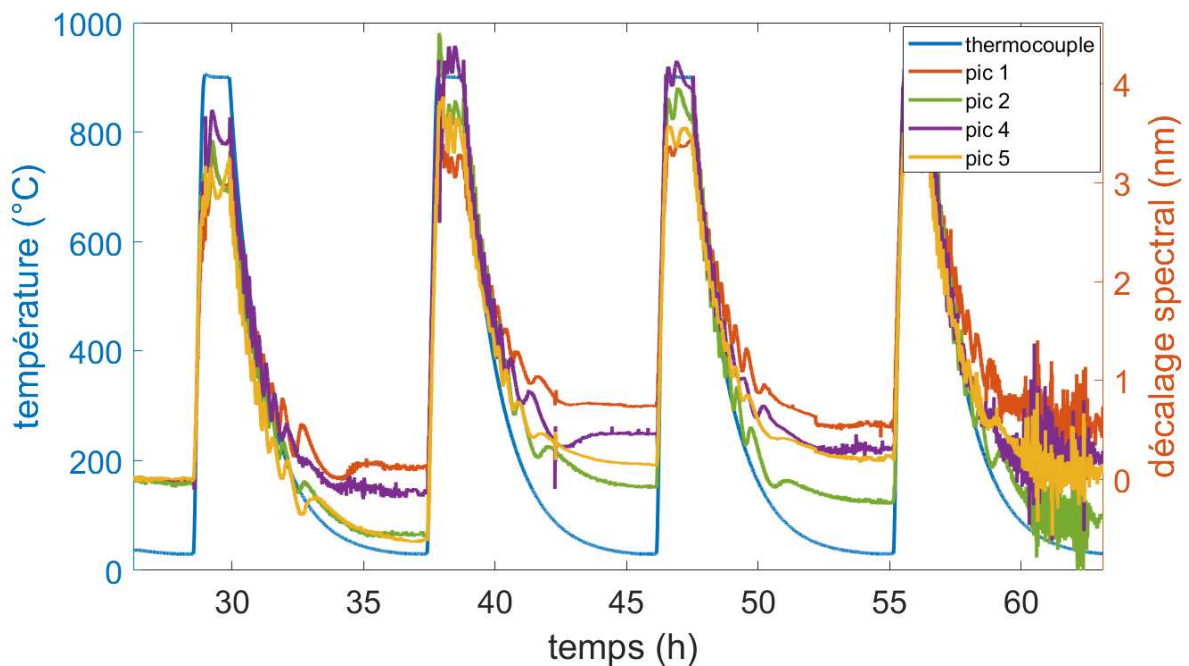


Figure IV-30 : Décalage spectral des pics de mesure (pic 1, 2, 4 et 5) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.

La Figure IV-31 (a) présente le décalage spectral du quatrième pic du spectre (présentant une amplitude maximum de ~25 dB) au cours des phases de montée des quatre cycles thermiques. Nous pouvons observer que la courbe présente des oscillations rapides au cours des

différents cycles. La variation de la longueur d'onde du pic de mesure suit « globalement » une évolution monotone puit présente un décrochage à 750 °C. Les cycles suivants présentent une évolution « globale » monotone jusqu'à 900°C. Tout comme le cas de la cavité sans membrane, les cycles permettent ainsi de supprimer les contraintes résiduelles restées figées dans la fibre optique. Le coefficient de sensibilité thermique au cours des différents cycles est évalué sur les pics 1, 2, 4 et 5 du spectre (cf. Figure IV-31 (b)). Nous pouvons observer que le coefficient est différent pour chaque pic de mesure. Cela peut s'expliquer par la contribution de la membrane de silice sur le spectre d'interférence, résultant en une réponse thermique plus complexe que dans le cas du transducteur sans membrane. En effet, le spectre d'interférence résultant des effets combinés des cavités individuelles, chaque pic du spectre ont différentes sensibilités dépendant de la cavité dominante pour chaque pic [82]. Nous avons vu dans le Chapitre III *via* la transformée de Fourier du spectre que la cavité dominante est la cavité formée par le premier dioptré de la cavité d'air et l'extrémité de la fibre optique. Le coefficient de sensibilité thermique des pics 1, 2, 4 et 5 sont respectivement de 3,45 pm/°C, 4,71 pm/°C, 4,39 pm/°C et 4,05 pm/°C. Dans ce cas de figure, la sensibilité thermique S_T peut se définir comme résultant de la contribution de la sensibilité thermique de la cavité d'air et de la cavité de silice. Il faudra donc prendre en compte les effets d'expansion thermique et thermo optique de la silice dans le cas de la cavité de silice, en plus des effets d'expansion thermique dans le cas de la cavité d'air, ce qui explique la différence de sensibilité thermique en comparaison du transducteur Fabry-Pérot sans membrane.

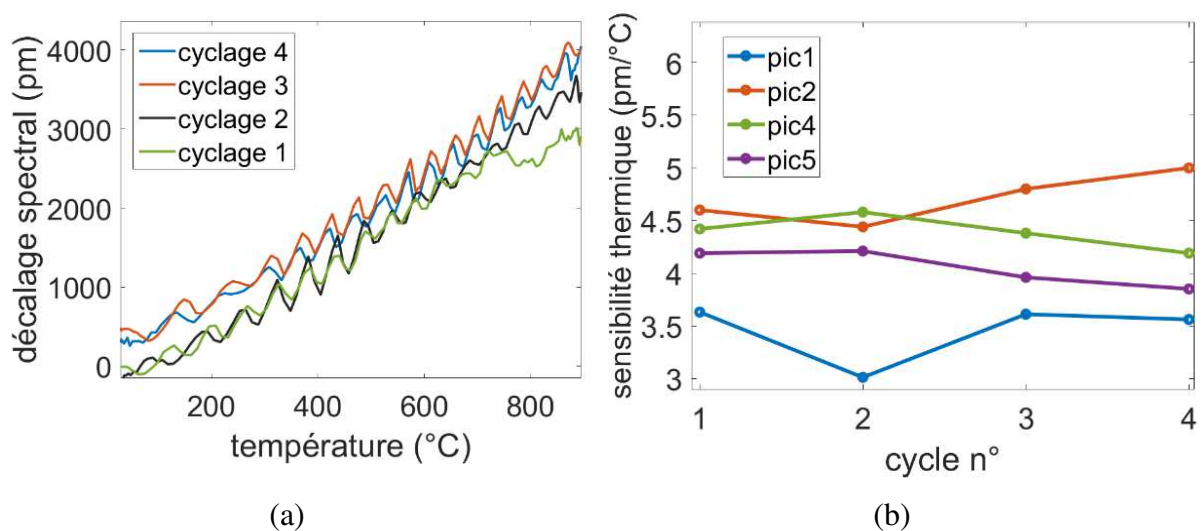


Figure IV-31 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. Exemple du pic 4. (b) Coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques.

IV.3.3 Influence d'un revêtement hautes températures sur la réponse thermique du transducteur

Lorsque le transducteur est soumis à des températures supérieures à 500°C, les gaines de protection mécanique non métalliques classiques (ex : polyimide, acrylate) des fibres optiques conventionnelles sont complètement dégradés. La fibre en silice se trouve alors sans protection mécanique et est sujette à une fragilisation fortement accélérée pouvant entraîner une rupture de la fibre optique lors de variation brusque de température ou lors d'une sollicitation mécanique. Il est donc avantageux de disposer d'une gaine de protection pouvant résister à très hautes températures.

L'effet d'un tel revêtement non métallique (non détaillé par soucis de confidentialité) sur la réponse thermique du transducteur est étudié sur une cavité Fabry-Pérot sphérique sans membrane de longueur 69,6 μm . Pour ce faire, un revêtement haute température est déposé sur la fibre dénudée par un procédé de dépôt consistant en une passe de revêtement, correspondant à une couche d'épaisseur d'environ 10 μm . Le transducteur est soumis à cinq cycles thermiques de 30°C à 900°C. Le montage expérimental est identique à celui utilisé lors des expériences précédentes. Le spectre avant et après le traitement thermique du transducteur est représenté sur la Figure IV-32 (a). Le spectre mesuré à température ambiante ne varie pas suite au traitement. Nous pouvons observer sur la Figure IV-32 (b) une dérive au niveau des paliers de 20 min à 900°C, dérive qui diminue graduellement au cours des différents cycles. Ainsi, la dérive totale de la longueur d'onde du pic de mesure sur le premier palier à 900°C est de 100 pm et de 23 pm lors du dernier palier. La Figure IV-33 présente la différence de la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambiant $\Delta\lambda_n$ entre chaque cycle (cf. *Équation IV-9*). Nous pouvons observer que la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambiant tend vers une stabilisation au cours des cycles thermiques. Néanmoins, le décalage $\Delta\lambda_4$ au cours du quatrième cycle (de 50 pm) est plus élevé que dans le cas d'une cavité sans membrane (section IV.3.2(a)) démontrant un décalage de 25 pm au cours du quatrième cycle. Ce comportement peut être justifié par la présence du revêtement haute température pouvant nécessiter un traitement thermique plus long afin de stabiliser la réponse du transducteur. La variation de la longueur d'onde au cours des différents cycles est similaire au cas d'une cavité sans revêtement (cf. Figure IV-34 (a)) et le coefficient de sensibilité thermique diminue au cours des cycles pour

tendre vers une valeur de $0,64 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$, valeur proche du cas du transducteur à cavité sphérique sans membrane et sans revêtement (cf. Figure IV-34 (b)).

Ainsi, la présence d'un revêtement haute température permet de conserver l'intégrité du transducteur pour des applications hautes températures. Néanmoins, la présence du revêtement peut soulever le besoin d'effectuer un traitement thermique plus long afin de tendre vers une stabilisation du transducteur.

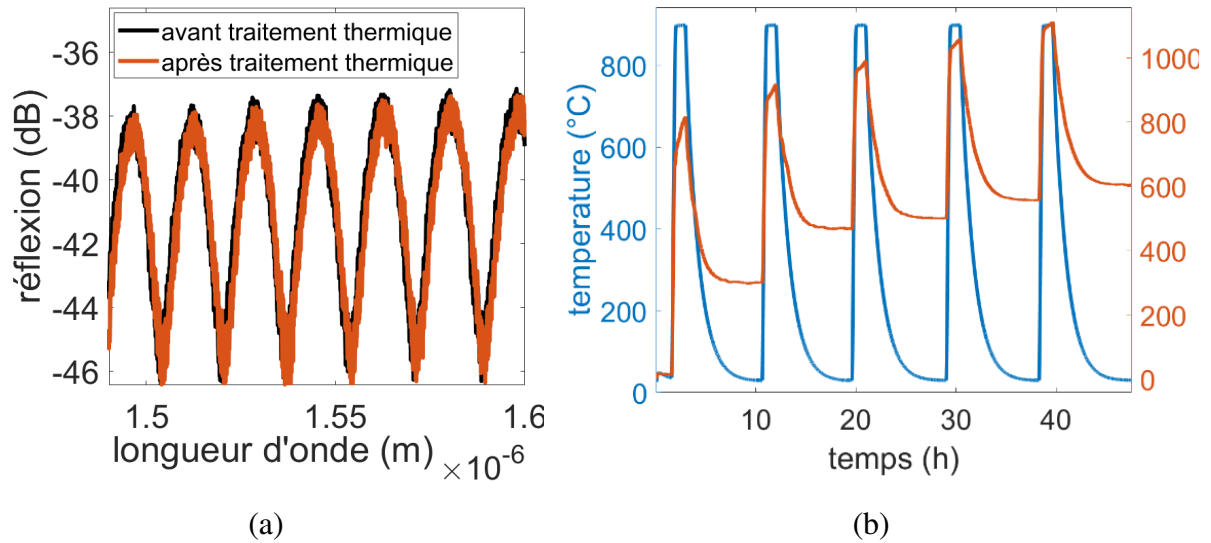


Figure IV-32 : (a) Spectre en réflexion de la cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur $L=69,6 \text{ } \mu\text{m}$ revêtu d'un revêtement céramique. (b) Variation du pic de mesure (rouge) et de la température dans le four (bleu) en fonction du temps.

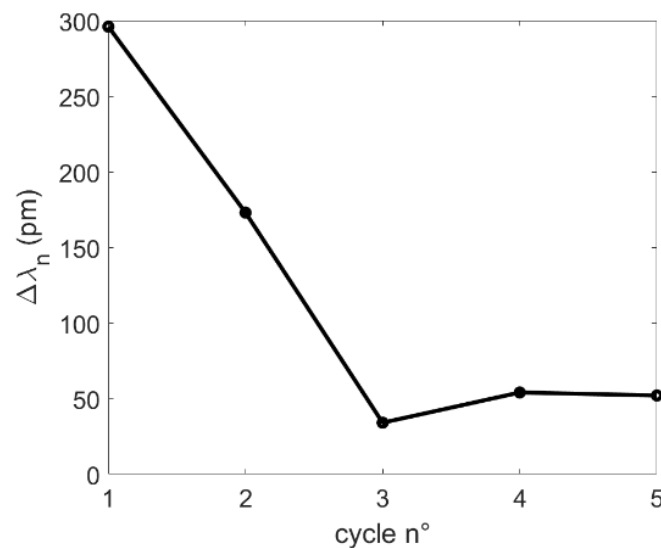


Figure IV-33 : Ecart de la longueur d'onde du pic de mesure au retour à l'ambiant entre les différents cycles.

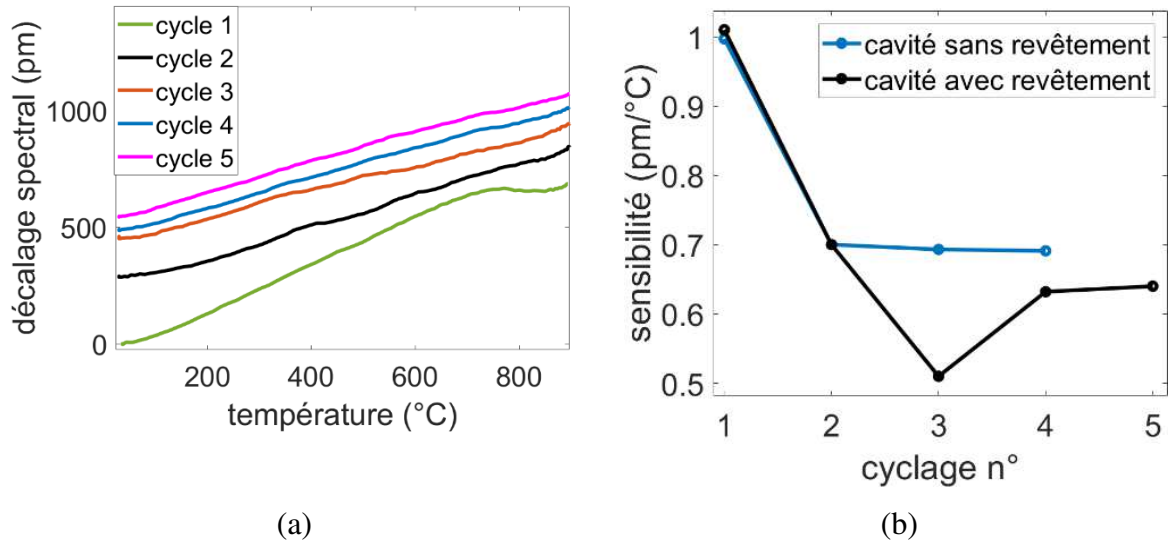


Figure IV-34 : (a) Décalage spectral du pic de mesure en fonction de la température. (b) coefficient de sensibilité thermique pour les différents cycles thermiques. Comparaison au cas d'un transducteur sans revêtement haute température (cf. section IV.3.2(a))

IV.3.4 Conclusions

L'étude de la réponse thermique de différents prototypes de capteurs a été présentée. Il a été démontré qu'un prétraitement thermique est nécessaire afin de stabiliser la réponse en température en relâchant les contraintes résiduelles dans la fibre optique. La comparaison de deux méthodes de prétraitement sur des prototypes similaires a été effectuée et a démontré l'efficacité de la méthode basée sur un traitement continu de plusieurs heures à 900 °C pour stabiliser le capteur.

De plus, la structure du capteur aura une influence sur la réponse thermique de ce dernier. En effet, nous avons vu qu'un transducteur composé d'une cavité de type cylindrique présente une sensibilité thermique plus faible que dans le cas de la cavité de type sphérique. La présence d'une membrane de silice en extrémité de fibre optique aura pour conséquence d'augmenter la sensibilité thermique du capteur due à la contribution de l'effet thermo optique et de l'effet d'expansion thermique de la silice au sein de la cavité formée par la membrane.

Enfin, en vue de conserver la robustesse du capteur pour des mesures hautes températures (supérieures à 500 °C), nous avons présenté la mise en place d'un revêtement haute température non métallique démontrant une intégrité de la réponse thermique du transducteur et permettant une robustesse de ce dernier à hautes températures.

IV.4 CARACTERISATION DE PROTOTYPES DE CAPTEURS

INTERFEROMETRIQUES FABRY-PEROT EN PRESSION

Nous avons démontré dans le Chapitre II l'influence des paramètres structurels du transducteur sur sa réponse en pression en terme de sensibilité. Il s'agira dans cette section d'étudier de manière expérimentale la réponse en pression de prototypes de transducteurs basés sur différentes structures afin d'évaluer l'influence de paramètres tels que la géométrie de la cavité ou l'épaisseur de membrane sur les performances du capteur.

IV.4.1 Montage expérimental

Afin d'étudier la réponse en pression des différents prototypes de capteur de pression, ces derniers sont placés dans une cellule de pression dans laquelle est introduit de l'azote (*cf.* Figure IV-35). La pression est contrôlée à l'aide de vannes manuelles et la mesure de la pression de référence est effectuée par un manomètre numérique KELLER possédant une résolution de 0,3% FS [83]. Ainsi, il n'est pas possible d'avoir un contrôle automatisé de la rampe de pression. Le banc de pression comprend un détendeur dont la pression maximale autorisée peut atteindre 170 bar. La fibre optique à tester est connectée au système d'interrogation Tunics/CT400 permettant l'acquisition des spectres en passant par une traversée optique étanche en sortie de la cellule de pression. Pour rappel, la gamme de pression d'intérêt pour les applications aéronautiques visées est de 0 bar – 70 bar. Il s'agira donc d'effectuer des tests à des pressions autour de la gamme d'intérêt.

La Figure IV-36 présente une photo d'un prototype de capteur de pression. Le capteur d'une longueur totale de 17 cm se compose d'un pigtail pour une connectivité vers l'interrogateur et du transducteur en extrémité de la fibre dénudée sur 9 cm.

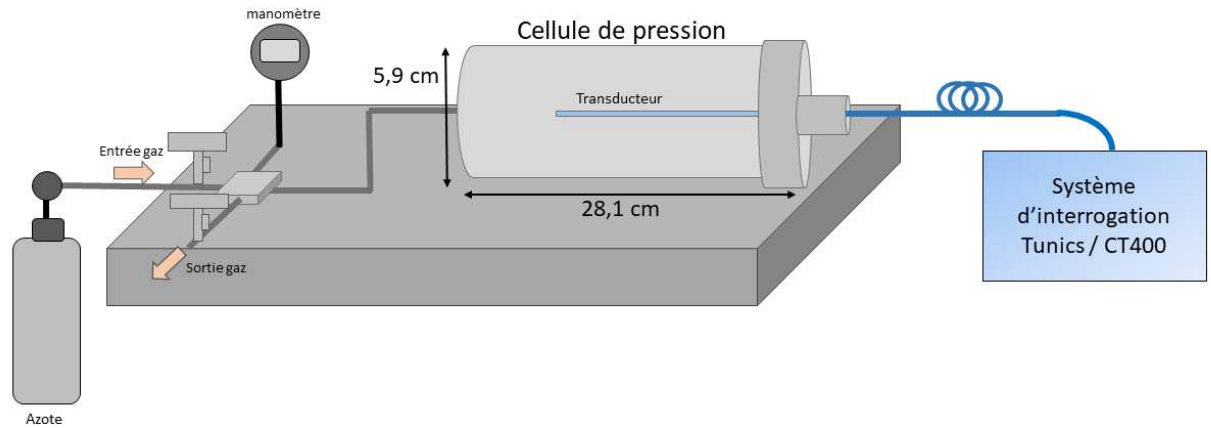


Figure IV-35 : Montage expérimental pour les caractérisations en pression.

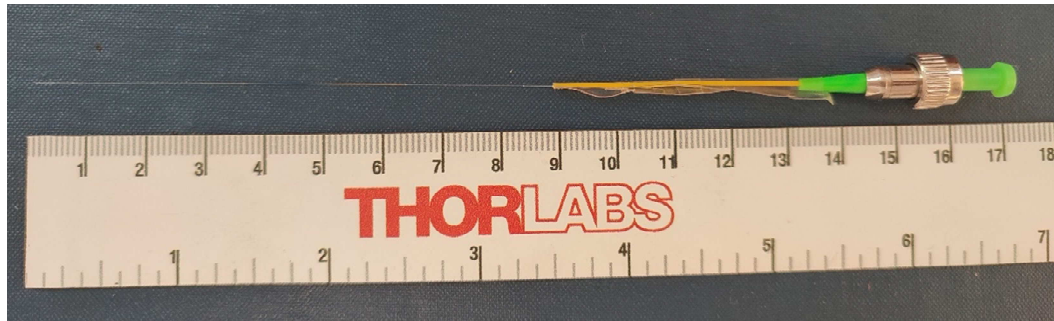


Figure IV-36 : image d'un prototype de capteur testé en pression.

Lorsque l'on considère une cavité avec une membrane, la présence de cette dernière ajoute la contribution d'une troisième réflexion en extrémité de fibre optique (interface silice/air) résultant en un système d'interférence à trois ondes, visible sur la fonction de transfert du capteur. En conséquence, la présence d'un élément extérieur telle qu'une structure réfléchissante assez proche de la membrane, aura un impact direct sur le spectre d'interférence du capteur et résultera en un « bruit » parasite additionnel visible sur le spectre.

Afin de démontrer ce phénomène, une étude expérimentale est menée sur un prototype de capteur. Le transducteur est constitué d'une cavité sphérique de longueur $56\ \mu\text{m}$ et d'une membrane d'épaisseur de $20\ \mu\text{m}$ (clivée droite). Le protocole expérimental est schématisé sur la

Figure IV-37. Le capteur est fixé de manière horizontale sur un support, sans la présence d'aucun élément perturbateur. Dans un second temps, une plaque métallique en aluminium est positionnée face au capteur, à une distance d'environ 5 mm. L'objectif est d'observer

l'influence de la distance entre la plaque métallique et l'extrémité de fibre optique sur le spectre en réflexion résultant du capteur.

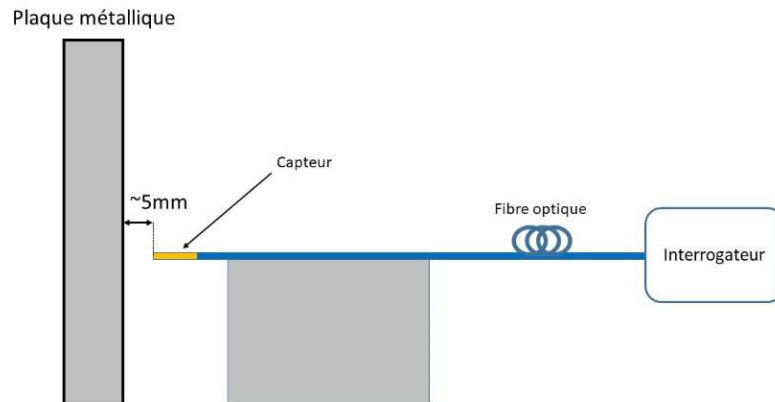


Figure IV-37: Schéma du montage expérimental avec plaque métallique

La Figure IV-38 présente le spectre en réflexion du capteur. Nous pouvons observer sur la Figure IV-38 (b), représentant un zoom sur le premier pic, l'influence de la paroi métallique sur le spectre en réflexion résultant de la cavité. La présence de la plaque métallique ajoute une surmodulation sur le spectre résultant de la cavité formée par l'extrémité de la fibre optique et la paroi métallique. La transformée de Fourier du spectre (*cf.* Figure IV-39 (a)) permet d'identifier la composante spectrale correspondant à la cavité externe et de déterminer sa longueur, ici de 5,6 mm.

Afin d'étudier la stabilité du spectre d'interférence, la mesure de la longueur d'onde du minimum λ_0 du premier pic est effectuée par approximation polynomiale pendant une durée de 400 secondes (*cf.* Figure IV-39 (b)). Nous pouvons observer que la présence de la plaque métallique provoque un « offset » sur la courbe. Ainsi, la valeur moyenne du décalage spectral est initialement de 5 pm (sans la présence de la plaque métallique) et d'environ 15 pm avec la présence de la plaque métallique. L'écart-type du décalage spectral mesuré demeure similaire avec la présence de la plaque métallique (6,20 pm et 5,74 pm sans et avec la plaque métallique respectivement, propre à l'erreur de mesure). Il est à noter que la surmodulation n'est pas présente sur le spectre lorsque le capteur se trouve à une distance supérieure à environ 6 mm de la plaque métallique.

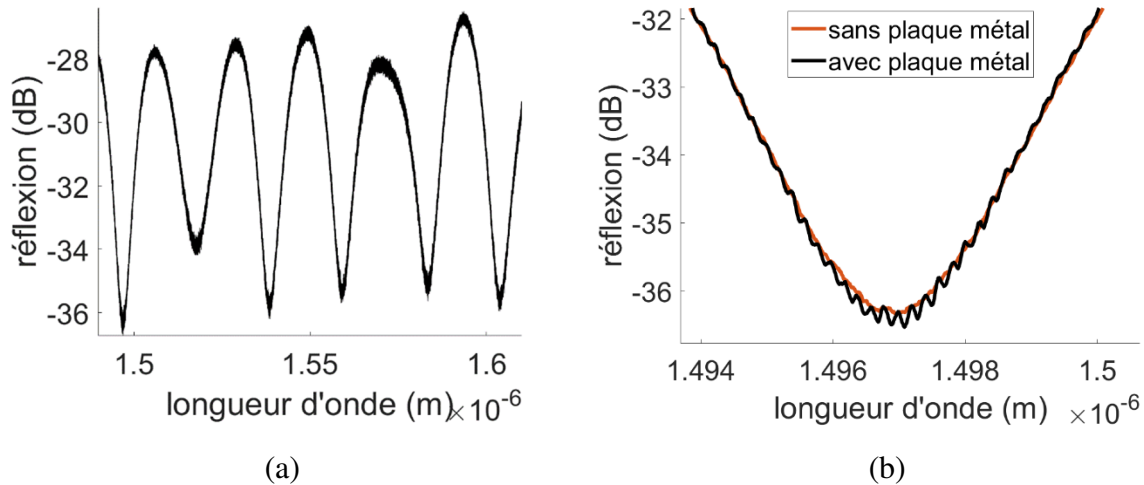


Figure IV-38: (a) Spectre en réflexion du capteur sans la présence de la plaque métallique (b) Zoom sur le premier pic du spectre sans la présence de la plaque métallique (rouge) et avec la présence de la plaque métallique (en noir) - spectre obtenu via un moyennage appliqué sur ce dernier.

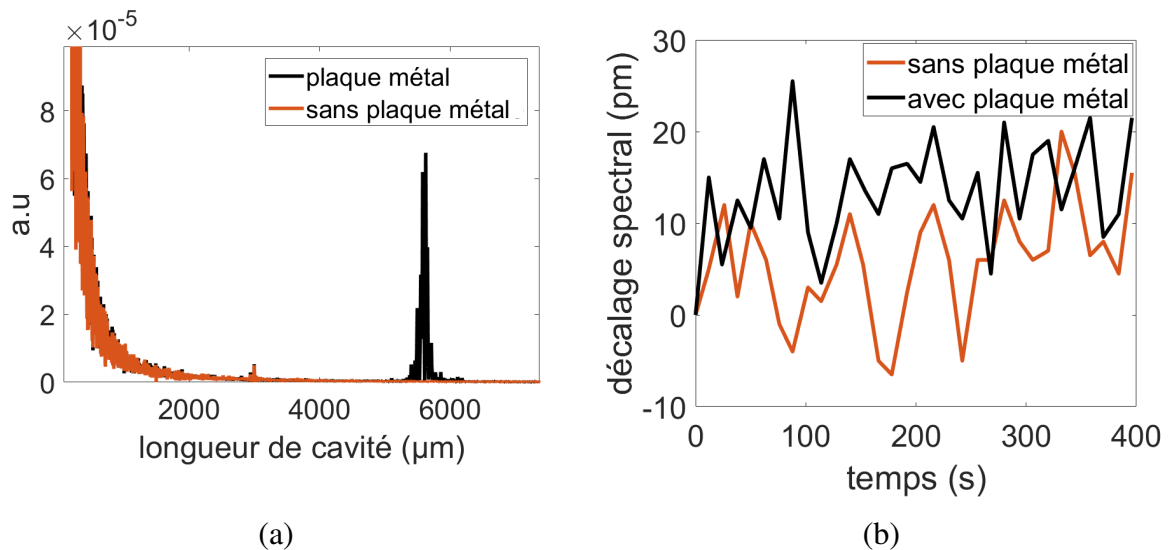


Figure IV-39 : (a) Spectre dans l'espace de Fourier lorsque le capteur est en environnement ambiant (courbe rouge) et lorsque le capteur est face à une plaque métallique (courbe noire) (b) Décalage spectral mesuré sur le premier pic sans et avec la présence de la plaque métallique.

En conclusion, lors des mesures de caractérisation du capteur en pression, il sera nécessaire de positionner le capteur à une distance minimale de 6 mm afin d'éviter qu'il soit influencé par la présence d'un élément perturbateur telle qu'une paroi réfléchissante de type paroi métallique. Dans le cas où le transducteur est placé dans un environnement moteur, il sera important de prendre en compte l'influence de l'environnement (particules diverses, composants moteurs...) sur la précision de mesure du système. En outre, le clivage en angle de la membrane permettra dans une certaine mesure de s'affranchir des éventuelles pollutions pouvant affecter sa surface externe. Néanmoins, cela ne permettra pas de s'affranchir de

l'influence d'une paroi réfléchissante car cette dernière résultera en la création d'une cavité Fabry-Pérot « parasite » formée par le second miroir de la cavité Fabry-Pérot d'air et la surface réfléchissante. Pour cela, une solution serait par exemple d'effectuer un dépoli de la surface en extrémité de fibre optique afin de diffuser le signal au passage de l'interface silice/air. A titre d'exemple, dans les travaux de Y. Zhang *et al.*, la membrane de silice est travaillée au laser femtoseconde afin d'obtenir une rugosité permettant d'éliminer la réflexion en fin de fibre [32].

IV.4.2 Etude de la réponse en pression du transducteur Fabry-Pérot sans membrane de silice

(a) Cas de la cavité sphérique

Il s'agira dans un premier temps d'étudier la réponse en pression d'un transducteur (prototype A) composé d'une cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur 75,6 μm sans membrane de silice en extrémité, n'ayant subi aucun prétraitement thermique (*cf.* Figure IV-40). Nous pouvons observer que la cavité est légèrement décentrée, ce qui résulte en des épaisseurs de paroi minimale et maximale de 24,3 μm et 34 μm respectivement. Un premier cycle est effectué à des pressions appliquées allant de 0 bar (soit une pression dans la cellule équivalent à 1 bar) à 90 bar. Le cycle consiste en une montée en pression de 0 à 90 bar, puis la pression est maintenue constante à 90 bar pendant environ 20 min, enfin, la pression est baissée de 90 bar à 0 bar. La Figure IV-41 (a) présente le spectre en réflexion Fabry-Pérot de la cavité avant et après le cycle, lorsque qu'aucune pression n'est appliquée. Nous pouvons observer que le spectre évolue peu suite au cycle en pression appliquée. Le contraste du spectre est d'environ 7 dB. L'analyse est effectuée *via* une approximation non linéaire par la fonction d'interférence à deux ondes sur le troisième pic du spectre.

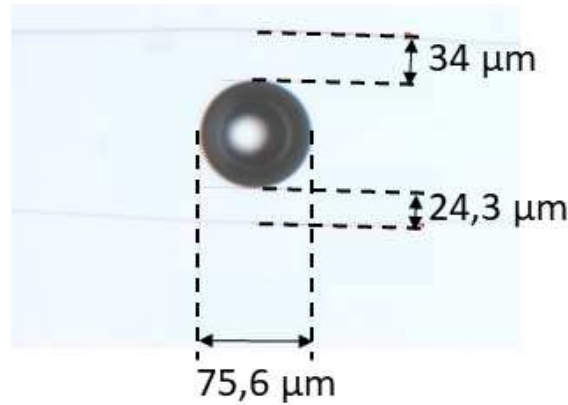


Figure IV-40 : Image au microscope à immersion du transducteur testé en pression – prototype A

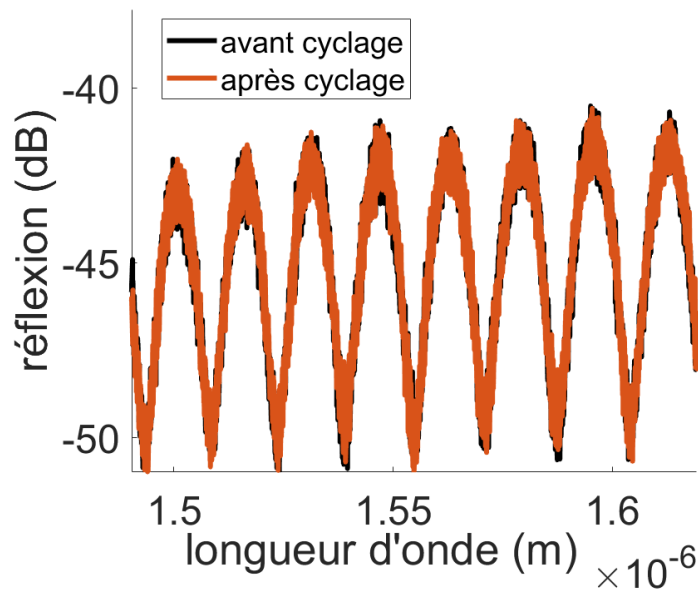


Figure IV-41 : (a) Spectre en réflexion du transducteur constitué d'une cavité de longueur de 75,6 μm .

La Figure IV-42(a) présente le cycle en pression au cours du temps (courbe bleue) et le décalage spectrale du pic de mesure en fonction du temps (courbe rouge). Il est à noter que les valeurs de décalage de la longueur d'onde sont représentées en valeur absolue pour une meilleure visualisation en vue d'une comparaison des courbes. La réponse du capteur suit globalement la variation en pression appliquée. Des points aberrants lors du cycle de descente à partir de 20 bars sont à noter et peuvent être la cause d'un défaut d'acquisition des spectres par le système d'interrogation. Nous pouvons de plus remarquer la fluctuation du capteur au cours du palier à 90 bars ainsi que le temps de remise à l'équilibre à la fin du cycle. Ainsi, au cours du palier à 90 bars, la courbe représentant le décalage spectral subit un « décrochage »

d'environ 20 pm que l'on peut également observer au cours du palier de 0 bar à la fin du cycle. Ce « décrochage » peut être la conséquence d'un phénomène physique relatif à la stabilité du transducteur vis-à-vis de la pression.

Un second cycle en pression est réalisé sur cette même cavité. Des paliers de pression d'environ 20 minutes sont réalisés avec un écart d'environ 10 bars entre chaque palier afin de moyenner les points de mesure par palier de pression. La Figure IV-42 (b) représente le décalage spectral mesuré en fonction de la pression lors de ce second cycle sur les phases de montée (courbe noire) et de descente en pression (courbe rouge). Le décalage spectral est représenté en valeurs négatives traduisant le décalage vers les basses longueurs d'ondes avec l'augmentation de la pression. Les valeurs sont obtenues *via* un moyennage temporel pour chaque palier. Un ajustement linéaire est effectué sur les données expérimentales afin de calculer le coefficient de sensibilité en pression. La sensibilité calculée S_p^λ est de 2,87 pm/bar et 2,84 pm/bar pour le cycle de montée et de descente en pression respectivement. Nous pouvons observer un écart moyen de 10 pm (écart entre les courbes lors de la phase de montée de descente en pression), ce qui correspond à un écart de 5 % FS sur une gamme de pression de 70 bar. La modélisation 3D du transducteur *via* Comsol (*cf.* Figure IV-42 (b) – courbe en pointillé bleue) nous permet de déterminer un coefficient de sensibilité en pression de $(2,78 \pm 0,02)$ pm/bar, ce qui est proche des valeurs expérimentales. L'écart sur la valeur provient de la détermination des valeurs d'entrées dans le modèle (*e.g.* longueur de cavité) évaluées en effectuant une mesure au microscope à immersion du transducteur. De plus, la différence entre les résultats expérimentaux et le modèle Comsol peut provenir des conditions initiales du modèle (*e.g.* pression définie au sein de la cavité dans le modèle, qui est défini comme étant à pression atmosphérique) mais également de la précision du résultat, obtenu sans une étude de convergence au préalable (*cf.* Annexe I).

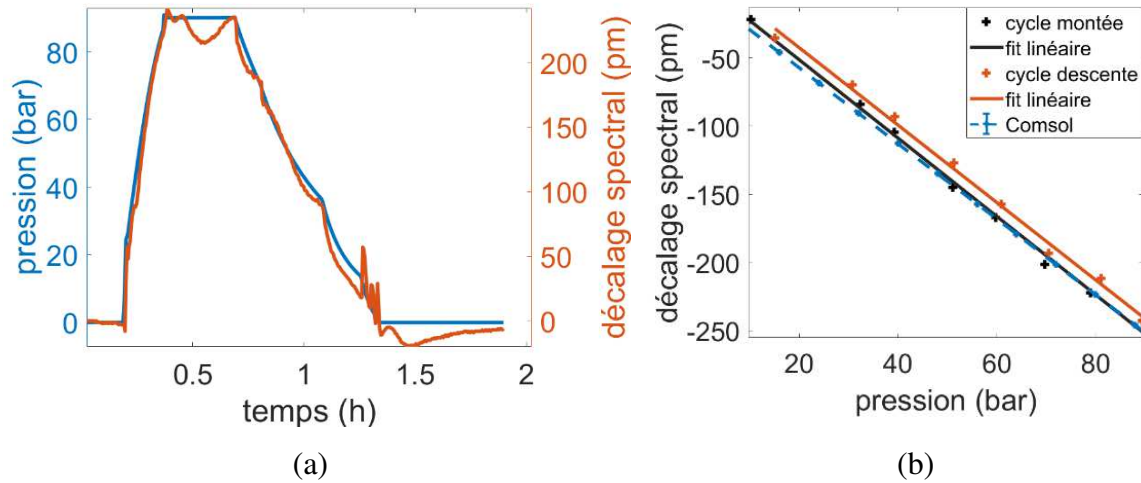


Figure IV-42: (a) Variation de la pression (courbe en bleue) et décalage spectral du pic de mesure en fonction du temps (courbe en rouge). (b) Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression.

Un second capteur composé d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de $79 \mu\text{m}$ est testé en pression lors d'un cycle sans palier de pression jusqu'à 100 bars, à titre comparatif. La méthode de démodulation est identique au cas du capteur précédent. La Figure IV-43 représente le décalage spectral avec la pression lors du cycle de montée. Le coefficient de sensibilité calculé via un ajustement linéaire sur la courbe est de $2,80 \text{ pm/bar}$, similaire au transducteur testé précédemment. Il est à noter que la mesure n'a pas pu être effectuée au cours du cycle de descente en pression suite à un problème expérimental (rupture de la fibre optique) au cours de l'expérience.

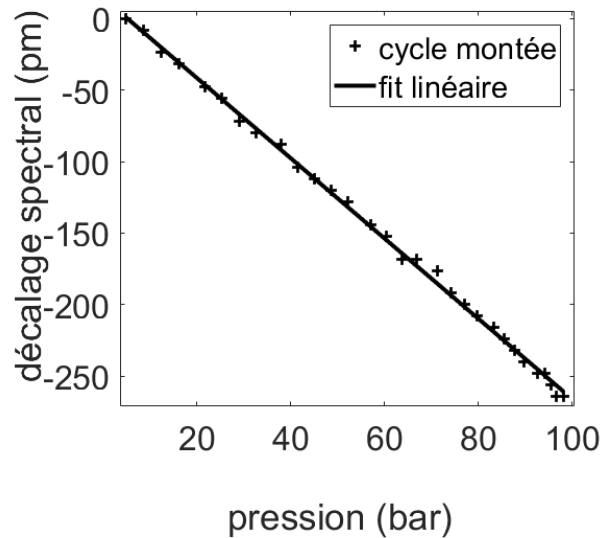


Figure IV-43 : Décalage spectral en fonction de la pression – test en pression sur le second transducteur à cavité Fabry-Pérot de longueur $L=79 \mu\text{m}$.

(b) Cas de la cavité cylindrique

Une seconde étude est menée afin d'étudier la réponse en pression d'un transducteur (prototype B) composé d'une cavité de type cylindrique de longueur de 39,1 μm , de diamètre de 57 μm , sans membrane à son extrémité (cf. section IV.3.2(a)). Le capteur est testé à des pressions allant de 0 bar à 98 bars. Le cycle consiste en une montée en pression jusqu'à 98 bar puis la pression est maintenue à 98 bar pendant environ deux heures, après une stabilisation du manomètre à 98,05 bar au bout d'une heure (cf. Figure IV-45(a)) et enfin une descente en pression jusqu'à l'ambient.

Le spectre d'interférence du transducteur (cf. Figure IV-44(a)) présente un contraste de 14,6 dB. Nous pouvons observer sur la Figure IV-44(b) le zoom sur le pic de mesure (deuxième pic) du spectre où l'on peut observer le décalage vers les basses longueurs d'ondes avec l'augmentation de la pression. Le décalage spectral sur une gamme de 0 bar à 98 bar est de 500 pm.

La Figure IV-45(b) présente le palier de pression à 98 bar à partir de la stabilisation en pression. Au cours du palier de pression stabilisé, l'amplitude maximum des fluctuations est seulement de 3,5 pm (soit de 0,65 bar en tenant compte de la sensibilité en pression).

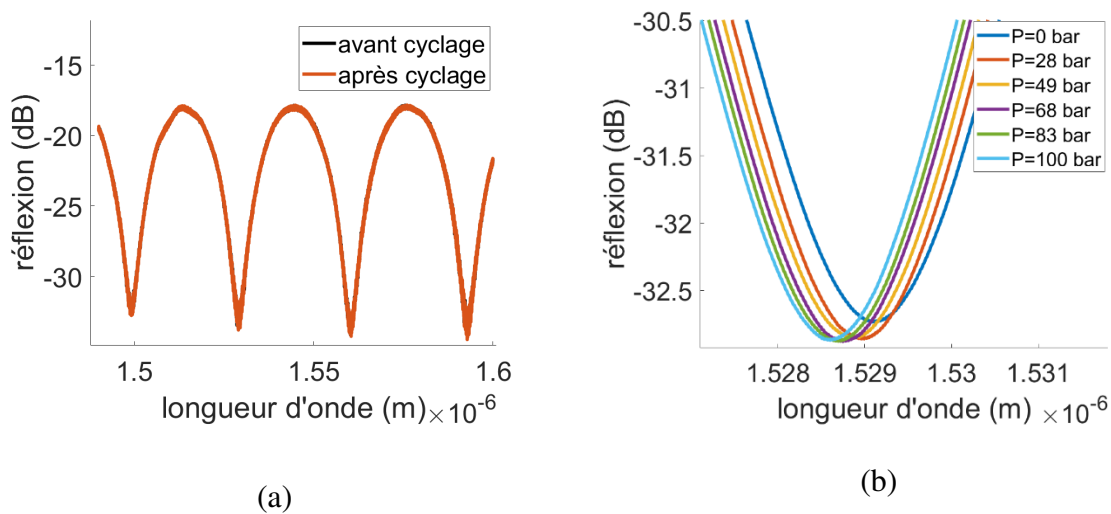


Figure IV-44 : (a) Spectre d'interférence en réflexion du transducteur (prototype B) à cavité cylindrique (b) Zoom sur le deuxième pic du spectre (obtenu après un lissage) à différentes pressions.

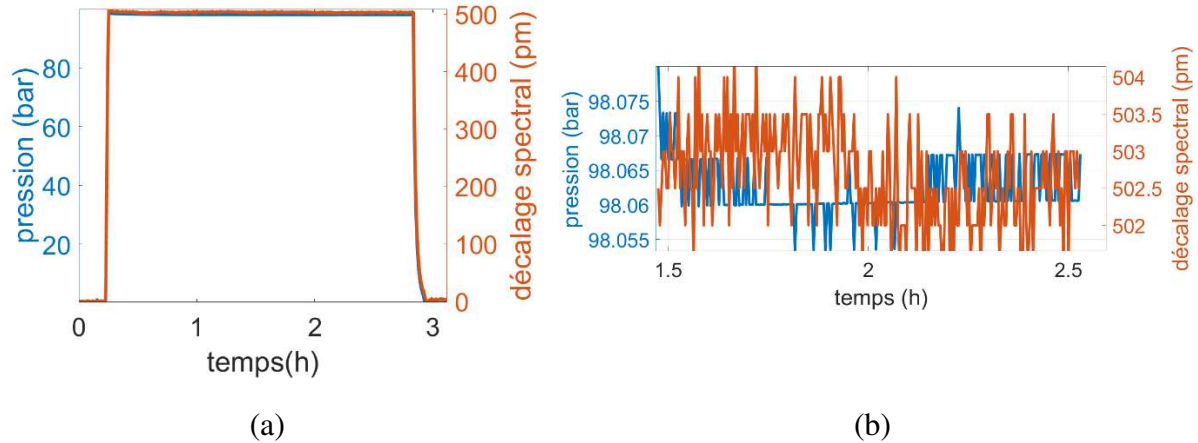


Figure IV-45 : (a) Pression en fonction du temps (courbe bleue) et décalage spectral en fonction du temps (courbe rouge) (b) Pression et décalage spectral en fonction du temps – palier de 98 bar. Prototype B

Le coefficient de sensibilité en pression est évalué via un ajustement linéaire sur les données expérimentales (cf. Figure IV-46). La sensibilité en pression S_p est de 5,07 pm/bar et de 5,36 pm/bar sur la phase de montée et de descente en pression respectivement. L'écart moyen entre les courbes lors de la phase de montée et de descente en pression est évalué à 16,75 pm, ce qui correspond à 4,7 % FS sur une gamme de pression de 70 bar. La courbe correspondant au décalage spectral en fonction de la pression obtenue par simulation du modèle Comsol du transducteur nous permet de déterminer un coefficient de sensibilité de $(5,25 \pm 0,06)$ pm/bar, proche de la valeur expérimentale.

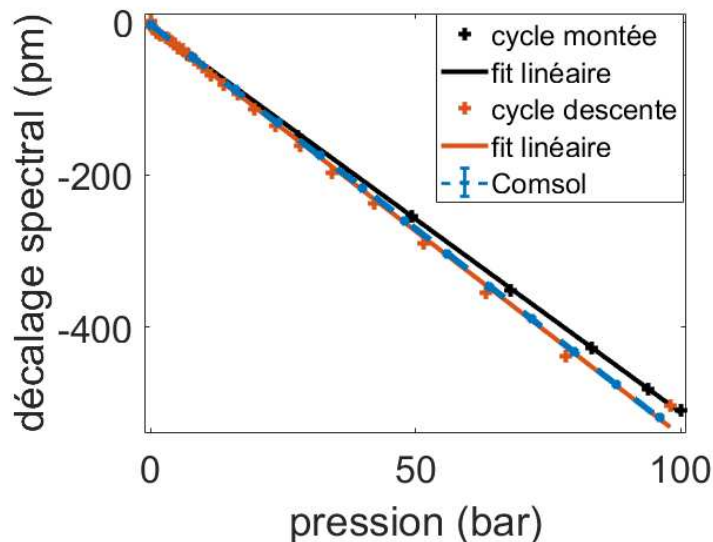


Figure IV-46 : Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype B

IV.4.3 Etude de la réponse en pression du transducteur

Fabry-Pérot avec une membrane de silice

(a) Cas de la cavité sphérique

Il s'agira dans cette section d'étudier la réponse en pression d'un prototype de capteur de pression (prototype C) basé sur une cavité Fabry-Pérot de forme sphérique de longueur de $51\text{ }\mu\text{m}$ avec une membrane en silice en extrémité d'épaisseur de $20\text{ }\mu\text{m}$ (cf. Figure IV-47). Le prototype est soumis à des pressions allant de 0 bar à 70 bar. Le cycle consiste en une phase de montée en pression jusqu'à 70 bar, un palier de pression d'environ 20 min à 70 bar puis une descente jusqu'à pression ambiante. La Figure IV-48(a) présente le spectre du capteur. Nous pouvons observer que le spectre résulte de la fonction de transfert de la cavité d'air mais également de la cavité formée par la membrane de la silice. Dans ce cadre, la méthode de démodulation sera basée sur l'analyse de pic par approximation polynomiale. La mesure s'effectue sur le deuxième pic du spectre présentant un contraste maximum d'environ 9,8 dB. Nous pouvons observer sur la Figure IV-48(b) le décalage du pic de mesure vers les basses longueurs d'ondes avec l'augmentation de la pression.

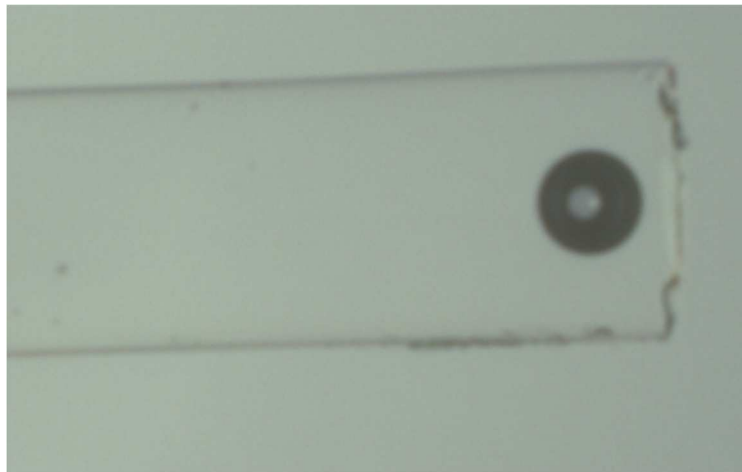


Figure IV-47 : Image au microscope à immersion du prototype C composé d'une cavité Fabry-Pérot de longueur $51\text{ }\mu\text{m}$ et d'une membrane de silice d'épaisseur $20\text{ }\mu\text{m}$.

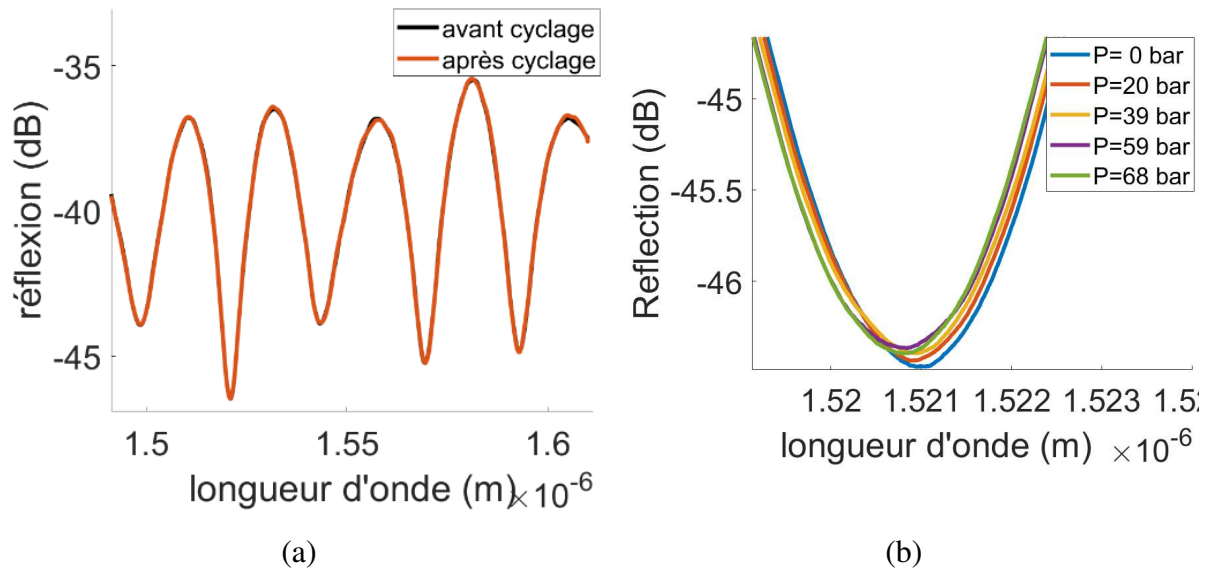


Figure IV-48 : (a) Spectre en réflexion avant et après le cycle en pression. (b) Zoom sur le pic de mesure (second pic du spectre) pour différentes pressions. Prototype C

La réponse du transducteur suit globalement l'évolution de la pression (cf. courbe rouge de la Figure IV-49(a)) avec des fluctuations rapides d'amplitude d'environ 10 pm au cours des paliers de pression. La méthode de démodulation est cette fois basée sur un ajustement par une fonction polynomiale. Ainsi, l'erreur d'estimation de la méthode de démodulation est plus élevée que dans le cas de l'ajustement non linéaire (erreur d'estimation théorique de la méthode du polynôme et de l'ajustement non linéaire de 4 pm et 2 pm respectivement, évaluées dans la section IV.2.1), pouvant expliquer l'amplitude des fluctuations plus élevée.

Le décalage spectral en fonction de la pression lors de la phase de montée et de descente en pression est présenté sur la Figure IV-49(b). Un ajustement linéaire permet de déterminer les coefficients de sensibilité en pression S_p qui sont de 2,9 pm/bar lors du cycle de montée et de descente en pression respectivement. L'écart moyen entre les courbes lors de la phase de montée et de descente en pression au cours du cycle est évaluée à 8,6 pm, soit 4,3 %FS sur une gamme de pression de 0 bar – 70 bar. Le décalage spectral en fonction de la pression, calculé par *via* le modèle Comsol du prototype est représentée sur la Figure IV-49(b) (courbe en pointillée). Le coefficient de sensibilité est évalué à $(3,0 \pm 0,06)$ pm/bar, ce qui est proche des valeurs expérimentales.

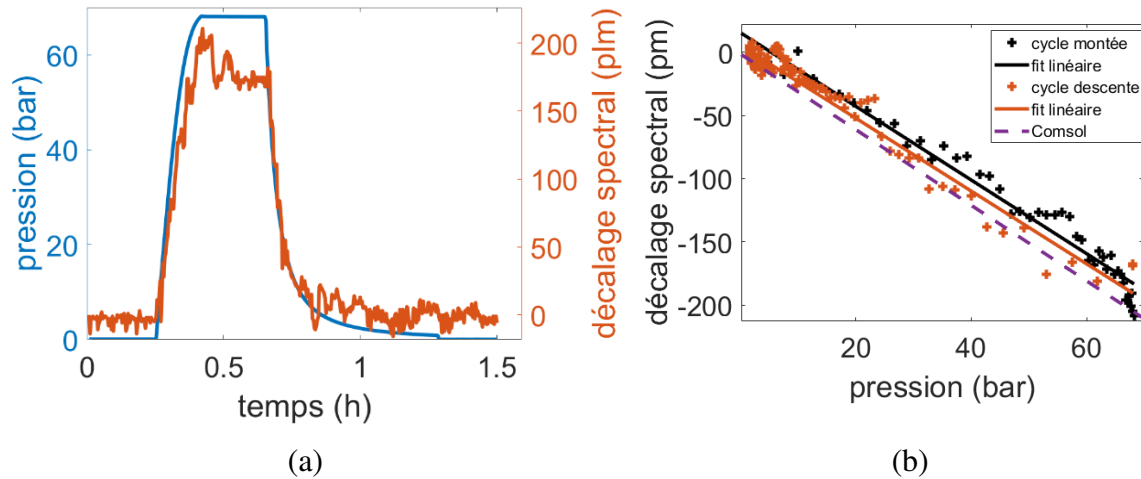


Figure IV-49 : (a) Pression et décalage spectral en fonction du temps (b) Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype C

La fonction de transfert du transducteur résultant d'un système d'interférence à trois ondes, nous pouvons remarquer que chacun des pics du spectre présentent une sensibilité à la pression différente. A titre d'exemple, la mesure du décalage spectral est effectuée sur chaque pics du spectre (*cf.* Tableau 7). Une différence de 1 pm/bar est notable entre le coefficient de sensibilité déterminé sur le second pic et le quatrième pic. Par la suite, afin d'effectuer l'analyse, nous faisons le choix de nous positionner sur le pic présentant le contraste le plus important.

Pic n°	Sensibilité (pm/bar)
pic 1	3,3
pic 2	2,9
pic 3	2,6
pic 4	3,9
pic 5	2,6

Tableau 7 : Coefficients de sensibilité obtenus sur différents pics du spectre lors de la phase de descente en pression. Prototype C

Dans un second temps, nous étudions la réponse en pression d'un transducteur basé sur une membrane en silice d'épaisseur plus faible (prototype D). Le prototype est constitué d'une cavité Fabry-Pérot sphérique de longueur similaire au prototype testé précédemment ($L = 57,8 \mu\text{m}$), avec une épaisseur de membrane de $12 \mu\text{m}$ (*cf.* Figure IV-50). La membrane est polie avec un angle d'environ 10 degrés dans le but de minimiser l'impact de la réflexion en fin de fibre, tel qu'expliqué dans le Chapitre III. Néanmoins, nous pouvons observer sur la Figure IV-51(a) que le spectre présente une surmodulation témoignant de la contribution de la réflexion en extrémité de la fibre dans le spectre d'interférence malgré le polissage en angle. Le prototype est soumis à des pressions allant de 0 bar à 75 bar. Le cycle consiste en une montée en pression suivie d'un palier à 75 bar de 20 min et une descente graduelle. La mesure de la

réponse en pression est effectuée sur le quatrième pic du spectre (pic présentant le contraste le plus élevé) *via* une approximation par une fonction polynomiale. Nous pouvons observer sur la Figure IV-51(b) que le pic de mesure se décale monotoniquement vers les plus basses longueurs d'ondes avec l'augmentation de la pression. Néanmoins, les pics de faibles contrastes tels que le troisième et le quatrième pic ne se décalent pas de manière monotone avec l'augmentation de la pression.

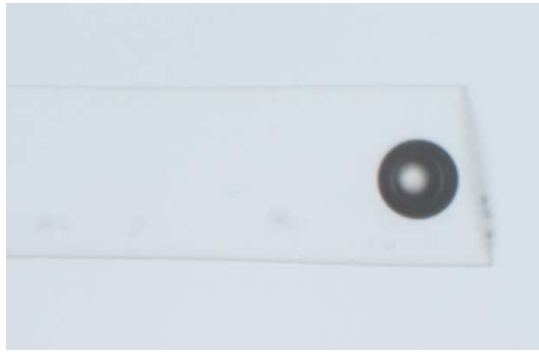


Figure IV-50 : Image au microscope à immersion du transducteur constitué d'une cavité Fabry-Pérot de longueur de 57,8 μm et d'une membrane d'épaisseur de 12 μm - prototype D

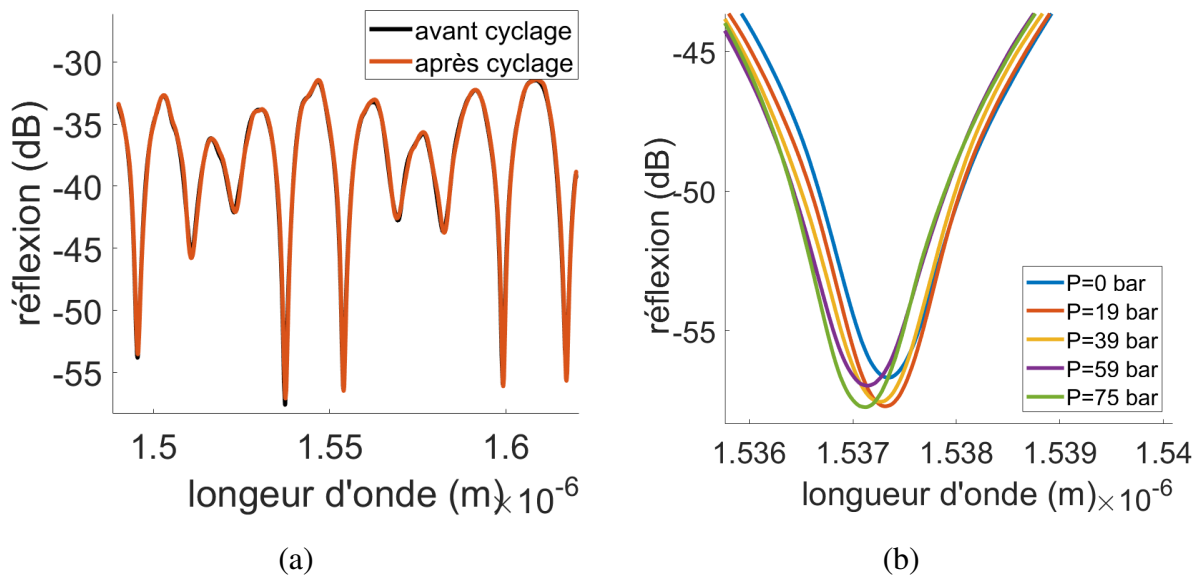


Figure IV-51 : (a) Spectre en réflexion avant et après le cycle en pression. (b) Zoom sur le pic de mesure (quatrième pic du spectre, après lissage) pour différentes pressions. Prototype D

Le décalage spectral en fonction de la pression du pic de mesure est présenté sur la Figure IV-52. Le coefficient de sensibilité S_p évalué lors du cycle de montée et de descente est de 3,5 pm/bar et de 4 pm/bar respectivement. L'écart moyen des courbes lors des phases de montée et de descente en pression est évalué à 38,9 pm, soit 15,7 %F.S., ce qui demeure très

élevée, pouvant être en partie due à la méthode de démodulation employée. Le modèle *via* Comsol Multiphysics du transducteur évalue une sensibilité en pression de $(3,7 \pm 0,65)\text{pm/bar}$.

Finalement, la diminution de l'épaisseur de membrane permet d'augmenter la sensibilité en pression, tel que démontré par la modélisation (*cf.* Chapitre II). Dans notre cas, la diminution de l'épaisseur de membrane d'environ $8\text{ }\mu\text{m}$ permet une augmentation de la sensibilité d'environ 1 pm/bar .

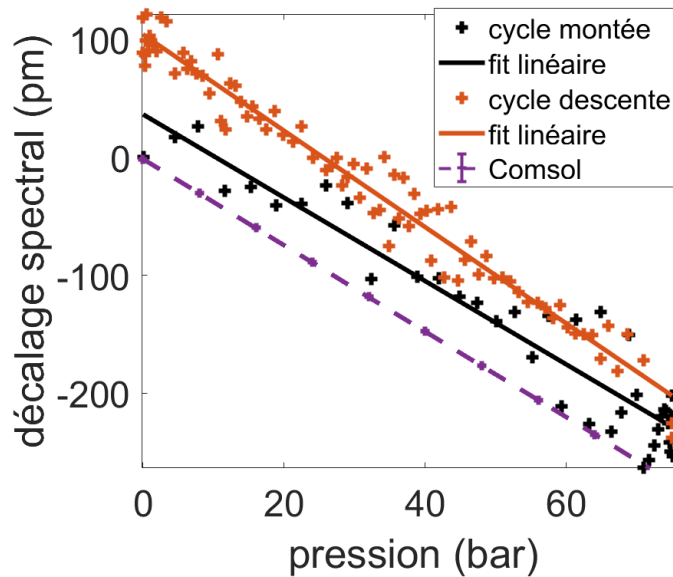


Figure IV-52 Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype D

(b) Cas de la cavité cylindrique

Tout comme le cas des transducteur Fabry-Pérot sans membrane, la géométrie de la cavité possède une influence directe sur la réponse en pression. Il s'agira donc dans cette section d'étudier le cas de la cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique comportant une membrane en silice. Le premier prototype (prototype E) est constitué d'une cavité Fabry-Pérot cylindrique de longueur et de diamètre de $84,2\text{ }\mu\text{m}$ et $57\text{ }\mu\text{m}$ respectivement, avec une membrane en silice d'épaisseur centrale de $32,5\text{ }\mu\text{m}$ (*cf.* Figure IV-53(a)). La membrane est polie avec un angle d'environ 10 degrés afin de s'affranchir des réflexions parasites. Nous pouvons observer sur la Figure IV-53(b) que le signal présente une faible surmodulation sur les franges d'interférence de la cavité Fabry-Pérot d'air. Ainsi, dans le cas d'une cavité cylindrique, la membrane polie en angle permet de minimiser la réflexion en extrémité de la fibre optique, ce qui n'est pas le cas lorsque l'on considère une cavité sphérique avec membrane en angle telle que présentée dans la section précédente.

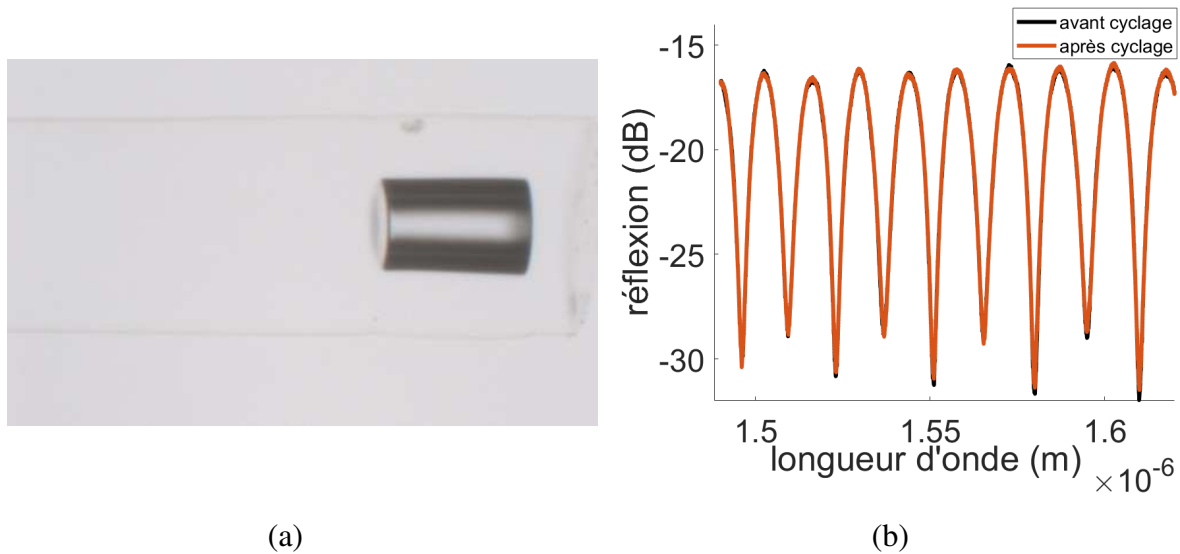


Figure IV-53 (a) Image au microscope à immersion de la cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique de longueur de $84,2 \mu\text{m}$ et d'épaisseur de membrane de $32,5 \mu\text{m}$. (b) Spectre d'interférence du transducteur. Prototype E

Le transducteur est soumis à des pressions allant de 0 bar à 80 bar *via* un cycle sans paliers de pression (cf. Figure IV-54(a)), puis un second cycle constitué de cinq paliers de pression d'environ 20 min chacun. La mesure est effectuée en analysant le troisième pic du spectre en effectuant une approximation non linéaire par la fonction d'interférence à deux ondes. Nous pouvons observer que la réponse du transducteur suit l'évolution de la pression (cf. Figure IV-54(a) – courbe en rouge), avec un temps de remise à l'équilibre d'une vingtaine de minutes à la fin du cycle en pression. La Figure IV-54(b) présente le décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente. Les coefficients de sensibilité en pression calculés *via* un ajustement linéaire sur les courbes sont de $3,2 \text{ pm/bar}$ et $3,4 \text{ pm/bar}$ pour le cycle de montée et de descente en pression respectivement. L'écart moyen mesuré entre la phase de montée et de descente en pression est de $3,2 \text{ pm}$, soit une erreur de $1,4 \text{ \%FS}$ sur une gamme de pression de 0 bar – 70 bar. Le coefficient de sensibilité évalué par modélisation sur Comsol est de $(3,5 \pm 0,05) \text{ pm/bar}$. Nous pouvons remarquer que la sensibilité en pression du transducteur (dont l'épaisseur de membrane est de $32,5 \mu\text{m}$) se rapproche de celle du transducteur Fabry-Pérot sphérique avec une membrane de $12 \mu\text{m}$ (dont la sensibilité en pression est de $3,5 \text{ pm/bar}$). Ainsi, malgré une épaisseur de membrane élevée, la forme cylindrique de la cavité permet une meilleure sensibilité en pression au transducteur, notamment dû à une plus grande surface utile de la membrane.

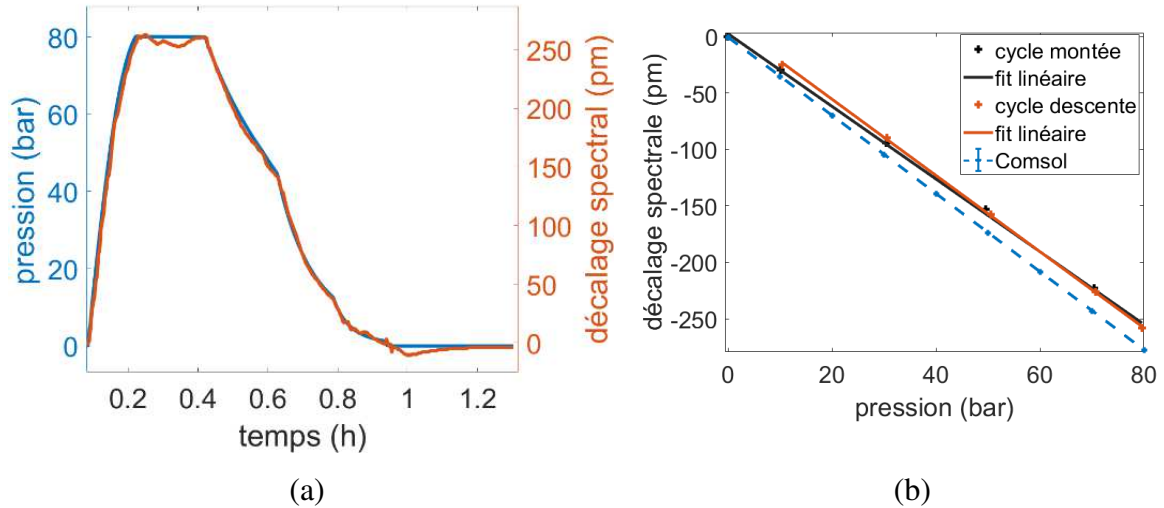


Figure IV-54 (a) Pression et décalage spectral en fonction du temps (b) Décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente en pression. Prototype E

Nous avons démontré à travers les modélisations *via* Comsol dans le Chapitre II que la géométrie optimale en terme de sensibilité en pression est basée sur une cavité cylindrique de longueur faible et de diamètre élevé (*e.g.* longueur de cavité inférieure à 30 μm et diamètre de cavité de 80 μm). De plus, les performances seront d'autant plus optimisées en diminuant l'épaisseur de la membrane. Dans ce cadre, un prototype de capteur (prototype F) constitué d'une cavité cylindrique de longueur 22,6 μm et de diamètre 57 μm est réalisé (*cf.* Figure IV-55(a)). Le transducteur comprend de plus une membrane de silice d'épaisseur de 11,6 μm . Le transducteur est testé à des pressions allant de 0 bar à 77 bar. Le cycle en pression est constitué de plusieurs paliers de pression d'environ 20 min. Le spectre en réflexion avant et après le cycle ne subit pas de changement tel que représenté sur la Figure IV-55 (b). Le spectre en réflexion du capteur à 0 bar et à 77 bar, est représenté sur la Figure IV-56. Nous pouvons tout d'abord observer que le signal résulte d'un système d'interférence à trois ondes dû à la contribution de la réflexion en extrémité de fibre. De plus, nous remarquons une différence de sensibilité entre chaque pic du spectre. Le décalage spectral est de l'ordre de 2,5 nm au niveau des pics de contraste élevé tel que le troisième pic, contrairement au pic de contraste faible tel que le deuxième pic où le décalage spectral n'est que de quelques picomètres.

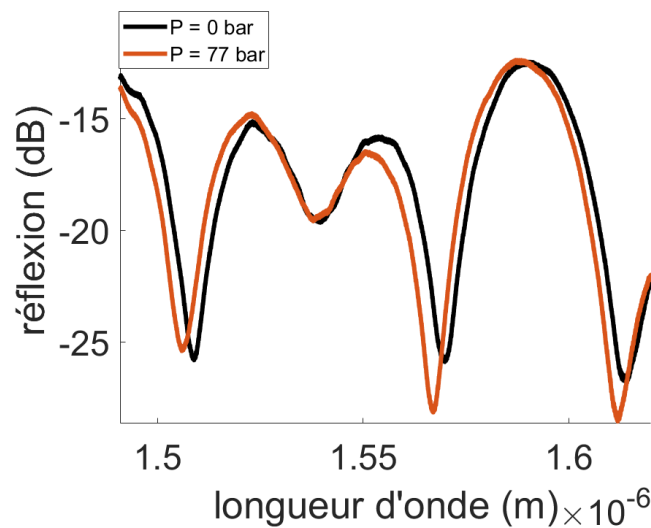
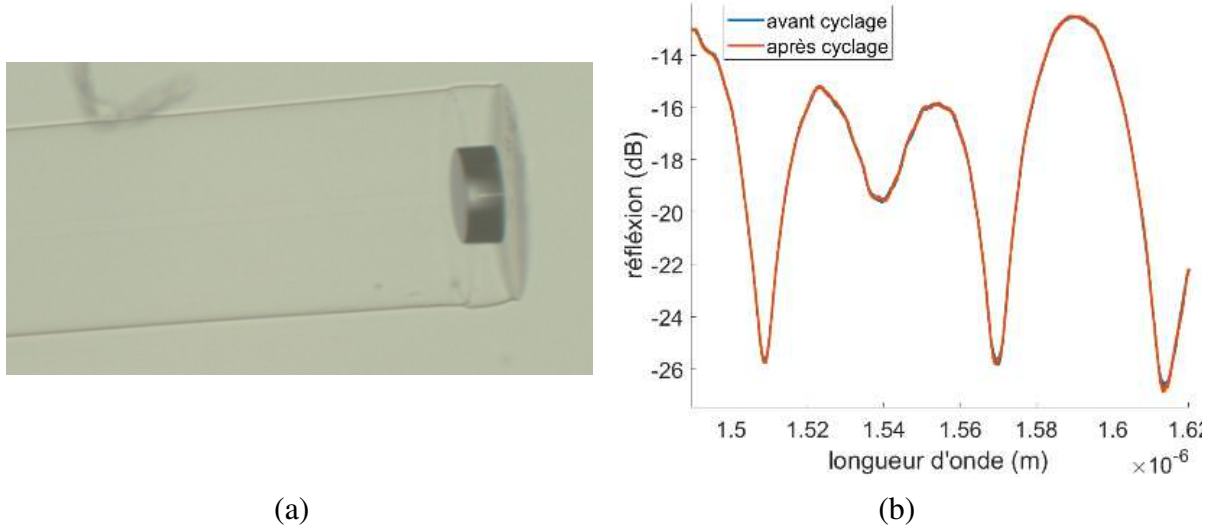


Figure IV-56 : Spectre en réflexion du capteur à 0 bar et à 77 bar. Prototype F

La mesure est effectuée sur le troisième pic *via* une approximation par une fonction polynomiale. Nous pouvons observer sur la Figure IV-57 que le décalage spectral suit l'évolution de la pression au cours du temps, avec une fluctuation au niveau des paliers d'amplitude maximum d'environ 25 pm (*cf.* insert de la Figure IV-57 représentant la fluctuation sur le palier de 77 bar).

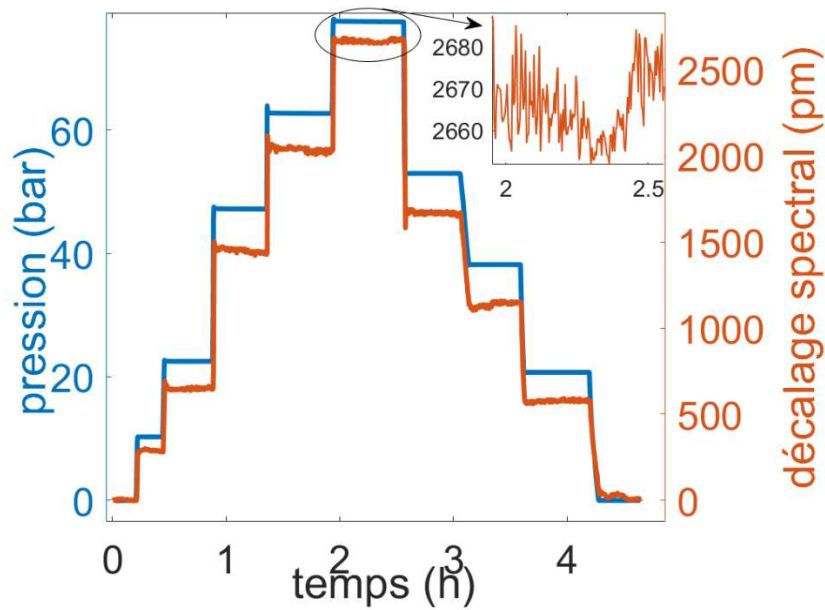


Figure IV-57 Pression et décalage spectral en fonction du temps- insert : décalage spectral en fonction du temps durant le palier à 77 bar. Prototype F

Le décalage spectral en fonction de la pression dans le cas de la méthode d'analyse de pic est représentée sur la Figure IV-58. La courbe présente deux évolutions distinctes de 0 bar à 50 bar puis de 50 bar à 77 bar. Un ajustement linéaire sur la gamme de pression de 0 bar – 50 bar nous permet de déterminer un coefficient de sensibilité en pression de 29,7 pm/bar et 28,2 pm/bar lors du cycle de montée et de descente en pression. En effectuant un ajustement linéaire sur les données expérimentales dans la gamme 50 bar – 77 bar, nous pouvons déterminer un coefficient de sensibilité en pression de 43,0 pm/bar pour le cycle de montée et de descente en pression. L'écart moyen des courbes entre la phase de montée et de descente en pression est de 0,8 pm, soit de $4,2 \cdot 10^{-2}$ %FS sur la gamme de 0 bar – 70 bar. Nous pouvons observer sur la Figure IV-58 que la courbe obtenue par modélisation Comsol est en accord avec la courbe expérimentale dans la gamme de pression de 0 bar – 50 bar. Le coefficient de sensibilité évalué par modélisation sur Comsol est de $(28,3 \pm 1,4)$ pm/bar. Finalement, le comportement du capteur en pression en comparaison du modèle Comsol suggère le besoin d'effectuer des cycles en pression supplémentaires en vue d'observer l'évolution de la réponse en pression au cours de plusieurs cycles.

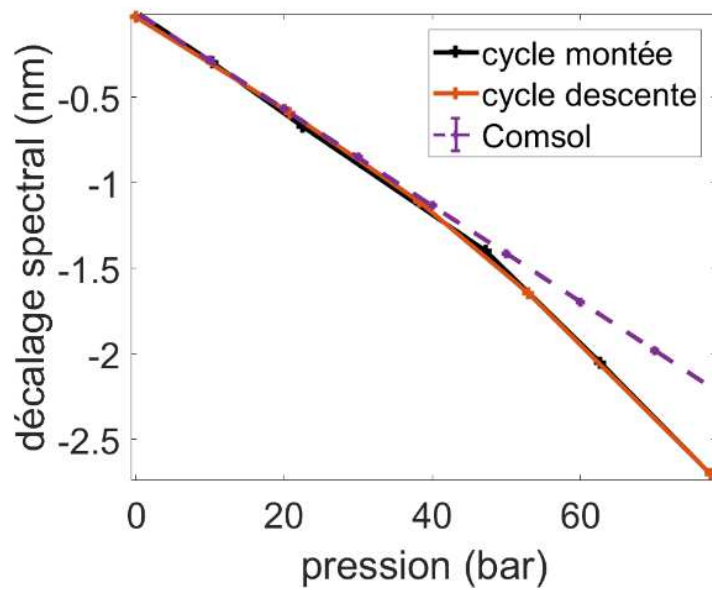


Figure IV-58 : Décalage spectral en fonction de la pression

IV.4.4 Comparaison des différents transducteurs à cavité

Fabry-Pérot

L'étude de différents prototypes de capteur de pression ont démontré l'influence de la structure de la cavité dans la réponse en pression du transducteur. Afin d'effectuer une comparaison des différents prototypes, les caractéristiques de ces derniers sont résumés dans le

prototype	A	B	C	D	E	F	[24]	[32]
cavité	sphérique	cylindrique	sphérique	sphérique	cylindrique	cylindrique	elliptique	-
longueur (μm)	75,6	39,1	51	57,8	84,2	22,6	64,4	8
Diamètre (μm)	-	-	-	-	57	57	100	75
membrane	-	-	plan	angle	angle	plan	plan	plan
épaisseur membrane (μm)	-	-	20	12	32,5	11,6	12	2,5
Gamme de mesure des tests	0 bar – 90 bar	0 bar – 98 bar	0 bar – 70 bar	0 bar – 75 bar	0 bar – 80 bar	0 bar – 77 bar	0 bar – 10 bar	0 bar – 7 bar
coefficient sensibilité S_p expérimental (pm/bar)	2,9	5,1	2,9	3,5	3,2	29,7 [0 bar - 50 bar] 43,0 [50 bar - 70 bar]	19,3	50.10 ³
Résolution (bar) ⁽¹⁾	0,3	0,2	0,3	0,3	0,3	0,03 [0 bar - 50 bar] – 0,02 [50 bar - 70 bar]	-	0,02
Ecart moyen entre phase de montée et de descente en pression (%F.S.) [0 bar - 70 bar]	5	4,7	4,3	15,7	1,4	$4,2 \cdot 10^{-2}$	-	-
Coefficient sensibilité S_p COMSOL (pm/bar)	2,8 ± 0,02	5,3 ± 0,06	3,0 ± 0,06	3,7 ± 0,15	3,5 ± 0,05	28,3 ± 1,4	10	58.10 ³
méthode de démodulation des données expérimentales-types d'ajustement pour la méthode d'analyse de pic	non linéaire	non linéaire	polynomial	polynomial	non linéaire	polynomial	-	-

Tableau 8 : Caractéristiques des différents prototypes testés en pression et résultats obtenus par modélisation Comsol. ⁽¹⁾La résolution est obtenue en prenant en compte la résolution du système d'interrogation de 1 pm.

La Figure IV-59(a)-(b) présente les courbes de sensibilité des différents prototypes de capteur de pression. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart moyen des courbes entre la phase de montée et de descente en pression évaluée au cours de l'expérience. Nous pouvons tout d'abord observer que dans le cas où le transducteur ne possède pas de membrane, la sensibilité en pression est plus élevée pour des transducteurs basés sur une cavité de forme cylindrique, comme démontré avec les modélisations Comsol dans le Chapitre II. En effet, le prototype B présente un coefficient de sensibilité en pression de 5,1 pm/bar, supérieure à celui du prototype A ayant un coefficient de sensibilité en pression de seulement 2,9 pm/bar. Ensuite, lorsque le transducteur possède une membrane en silice, la sensibilité augmente avec la diminution de l'épaisseur d. A titre d'exemple, pour des cavités de longueurs similaires, nous

pouvons observer un coefficient de sensibilité plus élevé pour le prototype D par rapport au prototype C. Il est à noter que les modélisations Comsol menées dans le Chapitre II ont démontré que le polissage en angle de la membrane n'avait pas d'effets significatifs sur la sensibilité en pression du transducteur. Finalement, comme nous pouvons le voir sur la Figure IV-59 (b) le prototype B du transducteur cylindrique sans membrane démontre une sensibilité supérieure au prototype D et E (transducteur sphérique avec membrane). Ainsi, si la présence d'une membrane permet d'améliorer la sensibilité en pression, la forme et la dimension de la cavité ont également toute leur importance dans l'optimisation de la réponse en pression du transducteur, comme démontré dans le Chapitre II. Enfin, la structure optimale à considérer est basée sur une cavité de forme cylindrique de longueur L faible et de diamètre d élevé tel que $L < d$. A ce titre, le prototype F démontre une sensibilité nettement supérieure avec un facteur de quasiment dix comparé aux autres prototypes et présente un écart moyen entre les phases de montée et de descente en pression minimum.

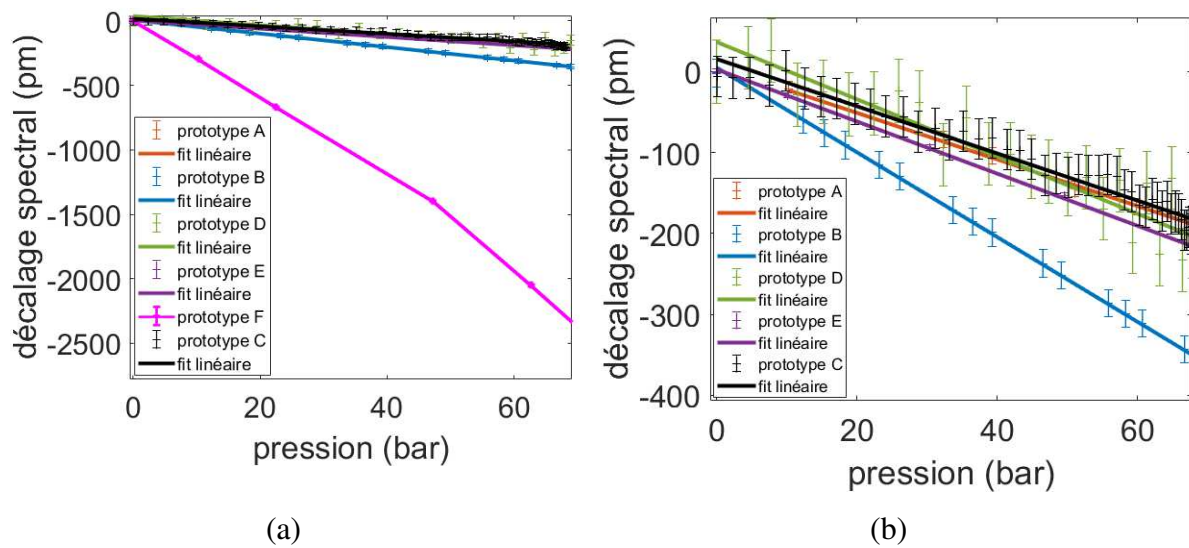


Figure IV-59 : (a) Décalage spectral en fonction de la pression pour les différents prototypes testés. (b) Décalage spectral en fonction de la pression pour les prototypes A, B, C, D et E.

De plus, nous pouvons constater que l'écart moyen des courbes entre les phases de montée et de descente en pression est maximal pour le prototype D possédant un écart moyen de 15,7 %FS. Cela peut être expliqué en partie par la méthode de démodulation utilisée pour la mesure, méthode étant basée sur l'analyse de pic par approximation avec une fonction polynomiale et non par approximation non linéaire comme le cas des prototypes A, B et E, ce qui aura pour conséquence d'augmenter l'erreur de mesure. La différence de valeur d'écart moyen des courbes entre les phases de montée et de descente en pression entre chaque capteur peut être également due au protocole expérimental, celui-ci n'étant pas identique pour chacun

des capteurs (gamme de pression, palier des cycles etc...) et pouvant donc avoir un impact sur la réponse en pression du capteur.

Finalement, au vu des résultats obtenus par modélisation sous Comsol Multiphysics comparé au résultats expérimentaux, nous pouvons conclure que le modèle conçu sous Comsol permet une bonne approximation du comportement réel du capteur sous l'effet d'une pression extérieure.

Les performances des prototypes de transducteur sont comparés aux transducteurs de l'état de l'art ([24], [32] – cf. section I.3.2(b) du Chapitre I) basé sur une structure similaire au prototype F. Dans le cas du transducteur développé dans [24], le coefficient de sensibilité en pression est de 19,3 pm/bar. Cette valeur (plus faible que celle du transducteur F), peut s'expliquer par la dimension de la cavité elliptique ($L = 64,4 \mu m$) n'étant pas optimale en terme de sensibilité en pression. En outre, dans le cas du transducteur développé par [32] et basé sur une cavité de longueur de 8 μm avec une membrane de 2,5 μm , la sensibilité en pression est nettement supérieure ($S_p = 50 nm/bar$). Cela s'explique par la faible épaisseur de la membrane et la dimension de la cavité. La géométrie de la cavité n'est pas clairement définie dans l'article. Nous supposons que la géométrie de la cavité est proche d'un cylindre. Néanmoins, les tests ne sont pas menés au-delà de 7 bars. Ainsi, la faible épaisseur de la membrane peut rendre critique des mesures de pression au-delà de 7 bars car pouvant affecter la tenue mécanique de cette dernière.

IV.4.5 Influence d'un prétraitement thermique sur la réponse en pression du transducteur Fabry-Pérot

Nous avons démontré dans la section IV.3.2, l'intérêt d'un prétraitement thermique à appliquer sur le transducteur afin de supprimer les contraintes résiduelles présentes dans la fibre et d'ainsi stabiliser la réponse thermique du transducteur. En outre, le comportement du transducteur sous l'effet de la pression extérieure résultant en un changement de la dimension de la cavité dépendra également du traitement thermique appliqué au préalable. Ainsi, il est nécessaire d'étudier le comportement en pression du transducteur suite au traitement thermique lors de sa phase de conditionnement.

Il s'agira donc à titre d'exemple d'étudier la réponse en pression du transducteur composé d'une cavité cylindrique de longueur 38 μm sans membrane ayant auparavant subit

un traitement thermique à 900 °C (cf. section IV.3.2(a)) et de comparer avec les résultats en pression avant le traitement (cf. section IV.4.2(b)). Nous pouvons observer sur la Figure IV-60(a) la réponse spectrale avant et après le cycle en pression, de la cavité ayant subi un prétraitement thermique. Sur la Figure IV-60 (b) sont présentés le cycle en pression et le décalage spectral mesuré sur le deuxième pic du spectre *via* une analyse de pic par approximation non linéaire. Le coefficient de sensibilité à la pression a été évalué *via* un ajustement linéaire sur les données de montée et de descente en pression (cf. Figure IV-61). La sensibilité en pression est de 5,24 pm/bar et de 5,22 pm/bar pour le cycle de montée et de descente en pression respectivement. L'écart moyen entre les phases de montée et de descente en pression est évalué à 10,39 pm. Ainsi, L'écart moyen diminue pour passer de 4,7 % FS avant le traitement thermique à 2,8 % FS suite au traitement thermique sur une gamme de pression de 0 bar – 70 bar.

Nous pouvons donc en déduire que le traitement thermique permet une stabilisation du capteur en température mais également en pression après suppression des contraintes résiduelles présentes dans la fibre. En outre, il sera pertinent de réaliser ce traitement sur chaque transducteur, en plus d'une étude sur plusieurs cycles en pression avec un système de contrôle des rampes de pression (à des pressions au-dessus de la pression maximale d'opération), afin de stabiliser le capteur avant les tests de calibration de ce dernier, tel qu'expliqué dans les principes de stabilisation de M. Di Giovanni et L. Faulkner [50].

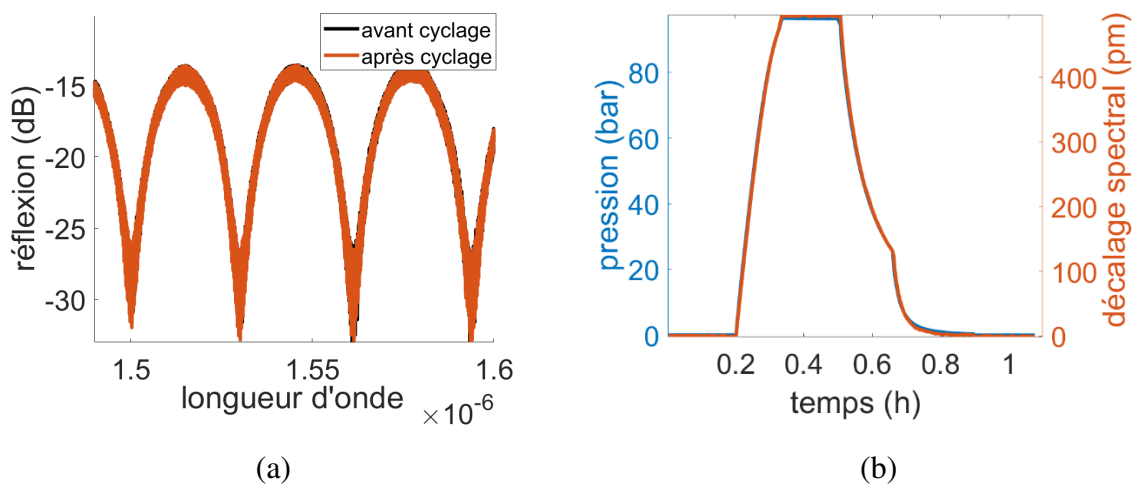


Figure IV-60 : (a) Spectre en réflexion du capteur avant et après le cycle en pression. (b) Pression et décalage spectral en fonction du temps.

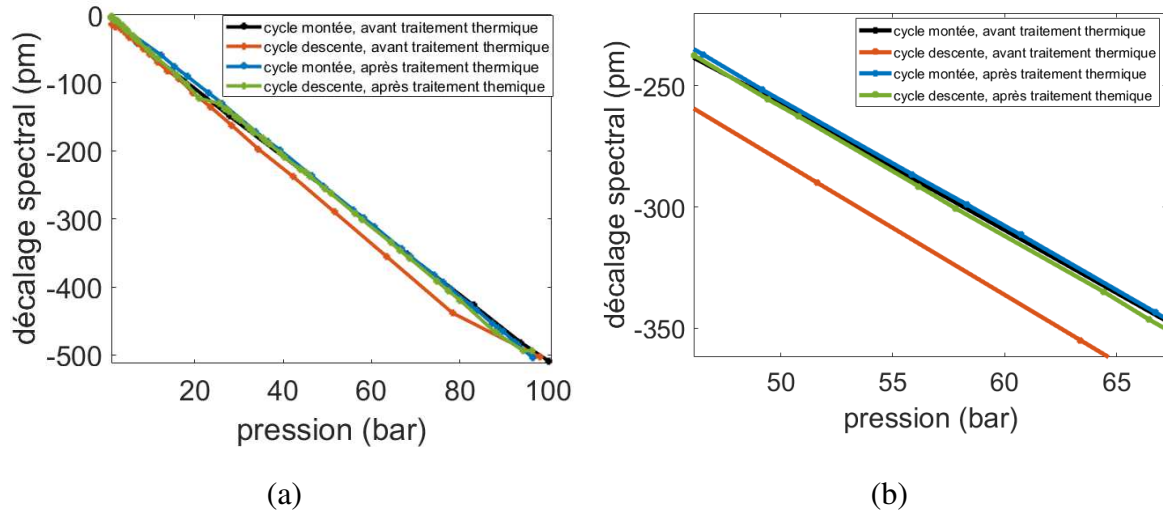


Figure IV-61: (a) décalage spectral en fonction de la pression – cycle de montée et de descente en pression avant et après traitement thermique (b) zoom sur la figure.

IV.4.6 Conclusions

Pour conclure, des tests à des pressions allant de 0 bar – 70 bar ont été effectués sur différents prototypes de capteur de pression interférométriques Fabry-Pérot et ont démontré l'influence de la structure de la cavité sur la réponse en pression du transducteur.

Le transducteur basé sur une cavité sphérique aura l'avantage d'un procédé de fabrication moins complexe que dans le cas de la cavité cylindrique (*cf.* Chapitre III). Néanmoins, nous avons pu constater que la forme sphérique de la cavité n'est pas optimale en terme de déformation sous l'effet d'une pression extérieure (*cf.* Chapitre II). Cela se traduit par une sensibilité en pression plus faible par rapport au cas des transducteurs à géométrie cylindrique. Ainsi, les tests en pression sur les différents prototypes ont démontré une sensibilité en pression du transducteur Fabry-Pérot sphérique inférieure à 4 pm/bar.

Ensuite, la cavité Fabry-Pérot à géométrie cylindrique aura l'avantage d'avoir des miroirs à rayon de courbure élevé, ce qui permettra d'optimiser le contraste des franges d'interférence et d'ainsi minimiser l'erreur d'estimation de la longueur d'onde (*cf.* section IV.2.1). De plus, si l'on considère un transducteur avec une membrane en silice, la structure de type cylindrique à miroirs plans permet *via* un polissage en angle de la membrane de minimiser la contribution de la réflexion en extrémité de fibre optique sur le spectre en réflexion du capteur. Ainsi, le mesurande peut être obtenu par une analyse de pic par approximation non linéaire permettant d'obtenir une meilleure précision de mesure. En outre, le polissage en angle

permettra de minimiser l'influence de l'environnement extérieur sur la fonction de transfert du transducteur.

Finalement, nous avons démontré que le transducteur basé sur une cavité cylindrique de longueur L faible et de diamètre d élevé tel que $L < d$ avec une membrane permet d'obtenir un transducteur optimisé pour la mesure de pression. Les tests menés sur le prototype basé sur une cavité de forme cylindrique de longueur 22,6 μm et d'épaisseur de membrane de 11,6 μm ont démontré une sensibilité en pression de 29,7 pm/bar et 43,0 pm/bar dans la gamme de pression 0 bar – 50 bar et 50 bar – 70 bar respectivement, permettant d'obtenir une résolution moyenne de 28 mbar dans la gamme de mesure de 0 bar – 70 bar.

Enfin, nous avons montré l'effet d'un prétraitement thermique sur la réponse en pression du transducteur. Le prétraitement a ainsi permis une diminution de l'écart moyen entre les phases de montée et de descente en pression du prototype, traduisant l'importance d'un traitement thermique, en plus de l'application de plusieurs cycles en pression sur le transducteur. Finalement, le conditionnement du capteur nécessitera plusieurs étapes basées en un prétraitement thermique (*e.g.* mise à 900°C pendant plusieurs heures ; tel que démontré dans la section IV.3.2) puis un cycle en pression basé sur plusieurs cycles de montée et descente en pression à rampe de pression contrôlée.

IV.5 CARACTERISATION D'UN RESEAU DE BRAGG POUR LA MESURE DE TEMPERATURE

Dans le cadre des applications aéronautiques en environnement sévère du capteur de pression (à des températures supérieures à 500 °C), ce dernier nécessite de pouvoir effectuer une mesure de température afin de s'affranchir des effets thermiques sur la mesure de pression. La mesure de la température peut s'effectuer en ajoutant une structure telle qu'un Réseau de Bragg en série avec le transducteur Fabry-Pérot [35]. Il s'agira dans cette section d'étudier la réponse thermique ainsi que la réponse en pression d'un réseau de Bragg en vue de la réalisation d'un capteur dit « hybride » pouvant discriminer les deux grandeurs physiques.

IV.5.1 Caractérisation en température d'un Réseau de Bragg

Afin de comparer la réponse thermique d'un réseau de Bragg à celle d'une cavité Fabry-Pérot, nous appliquons le même protocole expérimental utilisé pour la caractérisation d'un transducteur Fabry-Pérot (*cf.* section IV.3.1). Le réseau de Bragg est inscrit à une longueur d'onde de 1520 nm par inscription point-par-point au laser femtoseconde sur une fibre optique type SMF-28 tel que décrit dans le Chapitre III. Nous effectuons cinq cycles à des températures allant de 30 °C à 900 °C. Le dernier cycle consiste en une montée graduelle à 900 °C, puis d'un palier à 900 °C d'une durée de 9 h avant de redescendre graduellement à température ambiante.

Nous pouvons observer sur la Figure IV-62(a) le décalage de la résonance de Bragg au cours du cycle de montée du premier cycle. Le pic se décale vers les hautes longueurs d'onde avec l'augmentation de la température. De plus, nous pouvons observer une variation de l'amplitude du pic avec la température. L'évolution du décalage du pic est observé au cours du cycle, comme présenté sur la Figure IV-62(b). La mesure s'effectue par une analyse du maximum du pic de Bragg par approximation polynomiale.

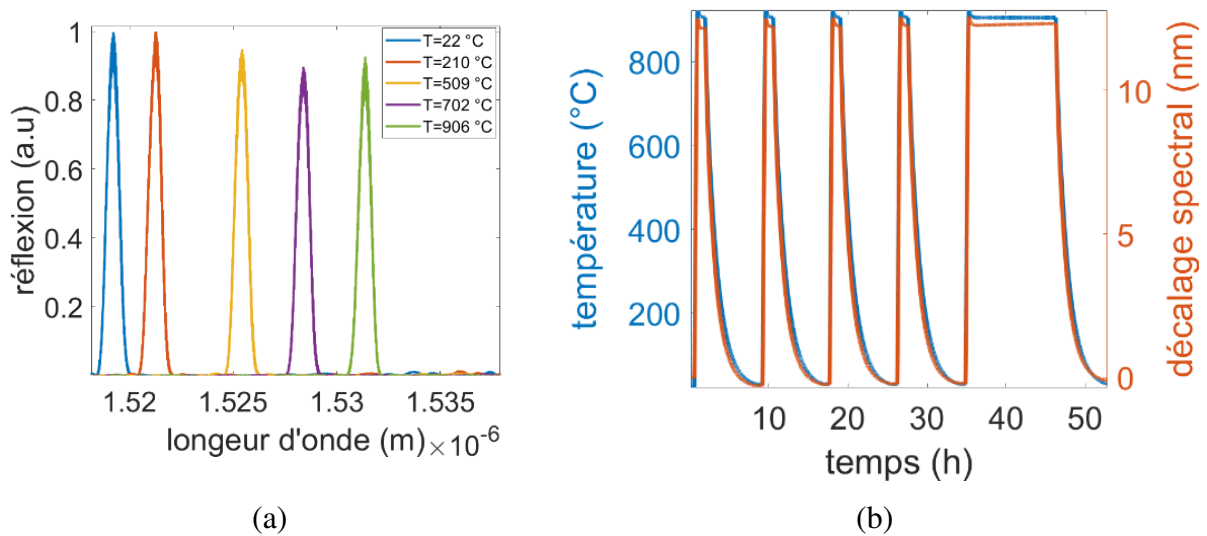


Figure IV-62 : (a) Longueur d'onde de Bragg à différentes températures. (b) Température en fonction du temps et décalage spectral du pic de Bragg en fonction du temps.

Le décalage spectral en fonction de la température lors du cycle de montée en température est représenté sur la Figure IV-63(a). L'évolution est similaire au cours des différents cycles et peut être régit par une loi polynomiale d'ordre 3. Les coefficients de l'interpolation polynomiale lors du premier cycle sont : $-4 \cdot 10^{-9} \text{ nm}/^\circ\text{C}^3$, $8,7 \cdot 10^{-6} \text{ nm}/^\circ\text{C}^2$

et $0,0093 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ et $-0,241 \text{ nm}$. Le coefficient de sensibilité est calculé en effectuant un ajustement par une fonction affine sur la plage de température $500^{\circ}\text{C} - 800^{\circ}\text{C}$. Cette approximation n'est valable que sur de faibles plages de longueur d'onde. Nous pouvons observer sur la Figure IV-63(b) que le coefficient de sensibilité thermique augmente lors du second cycle, puis diminue et semble se stabiliser à une valeur de $15,5 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$. Cette variation du coefficient de sensibilité demeure très faible ($<1\%$) au cours des cycles thermique (équivalent à quelques degrés sur une plage de température allant de 25°C à 900°C). En utilisant la formule analytique définie dans le Chapitre I (cf. Équation I-10), le coefficient de sensibilité thermique est de $11,1 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$. Pour rappel, cette valeur ne correspond qu'à une approximation au premier ordre, valable sur de faibles plages de longueur d'onde.

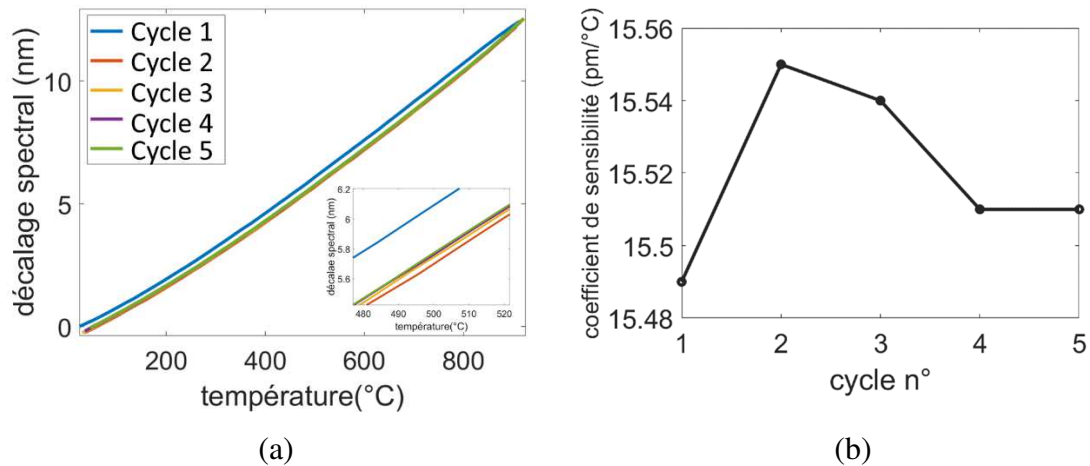


Figure IV-63 : (a) Décalage spectral du pic de Bragg en fonction de la température. Insert : zoom sur la plage $480^{\circ}\text{C} - 520^{\circ}\text{C}$. (b) Coefficient de sensibilité thermique au cours des différents cycles.

Nous pouvons observer sur la Figure IV-64 (a) que le pic de Bragg s'est décalé de 300 pm suite au premier cycle et que ce décalage entre la longueur d'onde de Bragg à température ambiante avant et après le cycle diminue au cours des différents cycles pour tendre vers une stabilisation avec un décalage $\Delta\lambda_5$ de 6 pm de la résonance de Bragg pour le cinquième cycle. Enfin, la dérive du réseau de Bragg est évaluée au cours du palier de 9 h à 900°C lors du dernier cycle (Figure IV-64(b)). Le pic de Bragg présente une dérive d'environ $0,1 \text{ pm}/\text{min}$ avec une dérive maximale de 40 pm au cours de ce long palier à haute température (soit une erreur relative sur la température d'environ seulement 0,4%).

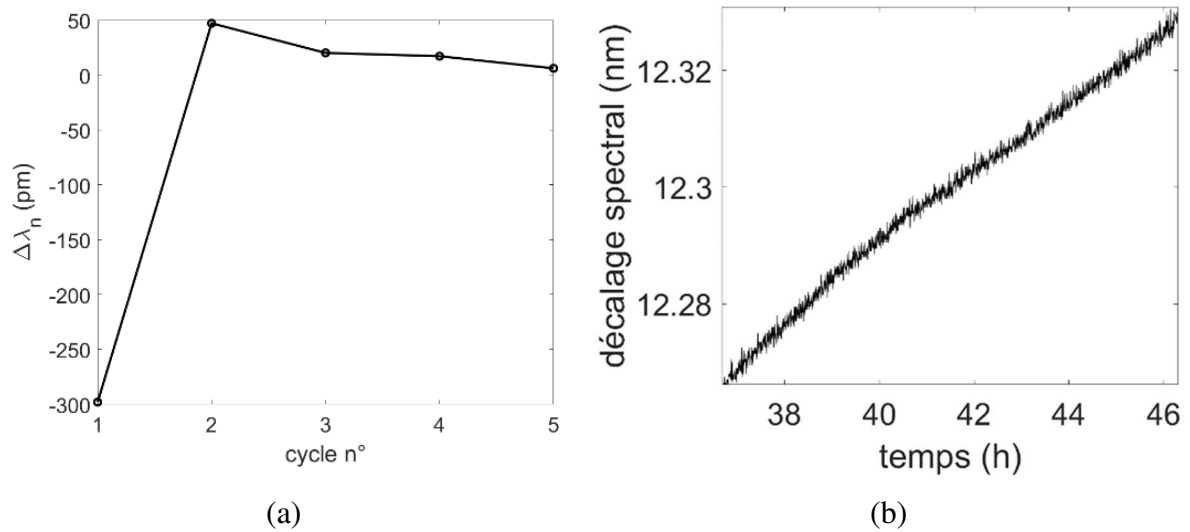


Figure IV-64 : (a) Ecart de la longueur d'onde de Bragg au retour à l'ambient $\Delta\lambda_n$ entre les différents cycles (cf. Équation I-11). (b) Dérive au cours du palier de 9 h lors du cinquième cycle.

IV.5.2 Caractérisation en pression d'un réseau de Bragg

Il s'agit dans un second temps de caractériser un réseau de Bragg en pression. Pour cela, un réseau de Bragg est réalisé sur une fibre type SMF-28, ayant les mêmes caractéristiques que le réseau de Bragg précédemment testé en température. Le test consiste en une mise sous pression de 0 bar à 50 bar. La limitation à 50 bar est due à des contraintes expérimentales concernant le banc de pression. Le cycle consiste en plusieurs paliers de pression espacés d'environ 5 bar et d'une durée d'environ 10 min. Le spectre du réseau de Bragg avant et après le cycle est représenté sur la Figure IV-65(a). Nous pouvons observer une légère variation de l'amplitude (augmentation de 2 %) suite au cycle en pression.

Le décalage de la résonance de Bragg en fonction du temps est représentée sur la Figure IV-65(b). Il est à noter que la courbe du décalage spectral est représentée en valeurs « absolues » pas soucis de visualisation. Ainsi, le pic de Bragg se décalant vers les plus basses longueurs d'ondes avec l'augmentation de la pression sera représenté par un décalage positif sur le graphique.

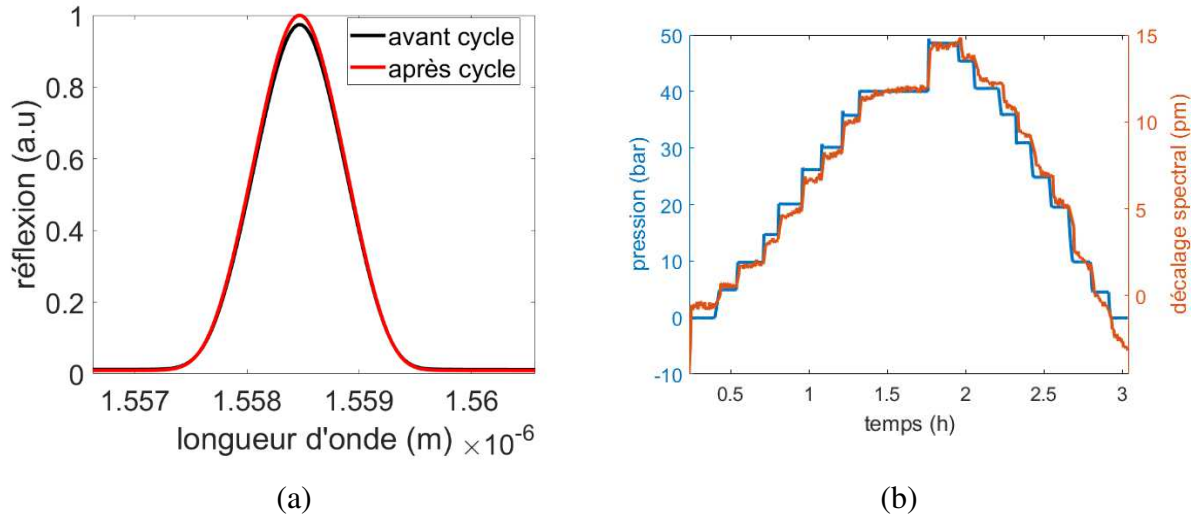


Figure IV-65 : (a) Spectre du réseau de Bragg avant et après le cycle en pression (b) Pression appliquée et décalage spectral en fonction du temps. Les « sauts » de la résonance de Bragg à chaque transition de palier de pression ne sont pas représentés sur le graphique

Nous pouvons observer sur la Figure IV-66(a) que des « sauts » sont présents lors des transitions de paliers. Ces « sauts » correspondent à des décalages vers les hautes longueurs d'onde lors de la phase de montée et vers les basses longueurs d'onde lors de la phase de descente en pression. A titre d'exemple, le pic de Bragg se décale de 80 pm vers les hautes longueurs d'onde lors de la transition entre le palier de pression à 5 bar et celui à 10 bar (*cf.* Figure IV-66(a)). Ces pics peuvent être la conséquence d'une variation rapide de pression au sein de la cellule, résultant en un échauffement (ou un refroidissement) rapide du gaz au sein de cette dernière. Dans le cas d'un échauffement, la longueur d'onde de Bragg se décale vers les plus hautes longueurs, ce qui se traduit sur le graphique en un décalage vers les basses longueurs d'ondes, ce qui explique les pics descendants sur la courbe lors du cycle de descente en pression (*e.g.* le décalage de 80 pm observé lors du passage de 5 à 10 bar correspond à une variation de 5°C). Le décalage spectral en fonction de la pression lors du cycle de montée et de descente (en moyennant par palier hors des zones où se présente les pics) est présenté sur la Figure IV-66(b). Nous pouvons observer que l'allure des courbes ne suit pas une évolution linéaire en pression. Le décalage entre les courbes de montée et de descente en pression résulte en partie de la dérive du réseau de Bragg visible au cours des paliers de pression. Le coefficient de sensibilité en pression, calculé en effectuant un ajustement linéaire sur la plage de pression de 25 bar – 35 bar est de 0,35 pm/bar et 0,34 pm/bar pour le cycle de montée et de descente en pression respectivement. En utilisant l'Équation I-11 définie dans le Chapitre I, le coefficient de sensibilité en pression théorique est évalué à 0,45 pm/bar, proche de la valeur déterminée expérimentalement.

Finalement, le comportement en pression du réseau de Bragg suggère la nécessité d'effectuer des cycles supplémentaires (en plus d'un prétraitement thermique) à des rampes de pression variables et sur des paliers de pression de plusieurs heures afin d'observer une stabilisation de la réponse en pression. En outre, le réseau de Bragg possède une sensibilité plus importante en température et sera peu sensible à la pression, dont la sensibilité pourra être considérée comme négligeable.

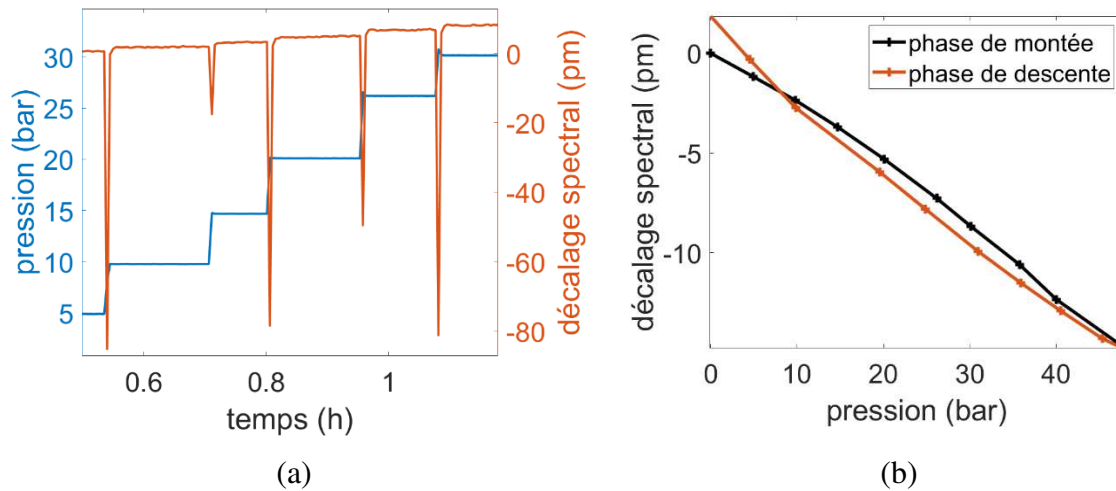


Figure IV-66 : (a) Pression appliquée et décalage spectral en fonction du temps – zoom sur la plage de pression 5 bar – 30 bar avec présence des « sauts » aux transitions entre les paliers de pression (c) Décalage spectral du pic de Bragg en fonction de la pression

IV.6 CARACTERISATION D'UN PROTOTYPE DE CAPTEUR HYBRIDE POUR LA MESURE DE PRESSION A HAUTES TEMPERATURES

IV.6.1 Principe

Le capteur de pression à fibre optique est sujet aux effets d'expansion thermique ainsi qu'à la modification du module d'Young de la silice lorsque soumis à de hautes températures. La sensibilité croisée induite par la température a pour conséquence d'influencer les performances du capteur de pression. Ainsi, il est nécessaire de pouvoir effectuer une mesure de température en amont de la mesure de pression afin de s'affranchir des effets de la température sur la précision de mesure de pression. C'est pourquoi des capteurs de pression à fibre optique basés sur une structure hybride, tel que présenté dans les travaux de Y.Liu *et al.* ainsi que de H.Liang *et al.* sont communément utilisés ([33],[84]). Dans ces travaux, un capteur de pression est réalisé, basé une cavité Fabry-Pérot extrinsèque permettant la mesure de

pression, en cascade avec un réseau de Bragg permettant la mesure de température. Cependant, ces capteurs impliquent généralement un procédé de fabrication complexe (ajout d'un corps d'épreuve externe ou d'un capillaire pour former la cavité Fabry-Pérot) et leur température d'opération sont pour la plupart limitée.

Nous proposons dans ce travail un capteur hybride basé sur une cavité Fabry-Pérot sphérique, en cascade avec un réseau de Bragg de type III afin de compenser les effets de température. Ce capteur aura l'avantage d'avoir un procédé de fabrication peu complexe et de pouvoir être utilisé à des températures supérieures à 500 °C. De plus, leur différence en terme de sensibilité thermique et en pression comme démontré précédemment permettra une discrimination de la température et de la pression.

Un prototype de capteur est réalisé, consistant en une cavité Fabry-Pérot sphérique usinée au laser femtoseconde, en série avec un réseau de Bragg inscrit en point-par-point au laser femtoseconde à une longueur d'onde de 1540 nm et de longueur 3 mm. Les paramètres d'usinage sont similaires à ceux décrit dans le Chapitre III. La distance L_1 entre les deux structures est de 4 cm (*cf.* Figure IV-67 (a)). Le spectre en réflexion du capteur résulte de la contribution de la figure d'interférence de la cavité Fabry-Pérot ainsi que de la résonance de Bragg (*cf.* Figure IV-67 (b)). Au vu de la dynamique élevée du pic de Bragg, le spectre d'interférence de la cavité se retrouve dans les lobes secondaires du signal de Bragg. Les paramètres d'inscription du réseau de Bragg doivent donc être contrôlés afin de diminuer la réflectivité du réseau de Bragg et ainsi diminuer le bruit sur le spectre d'interférence.

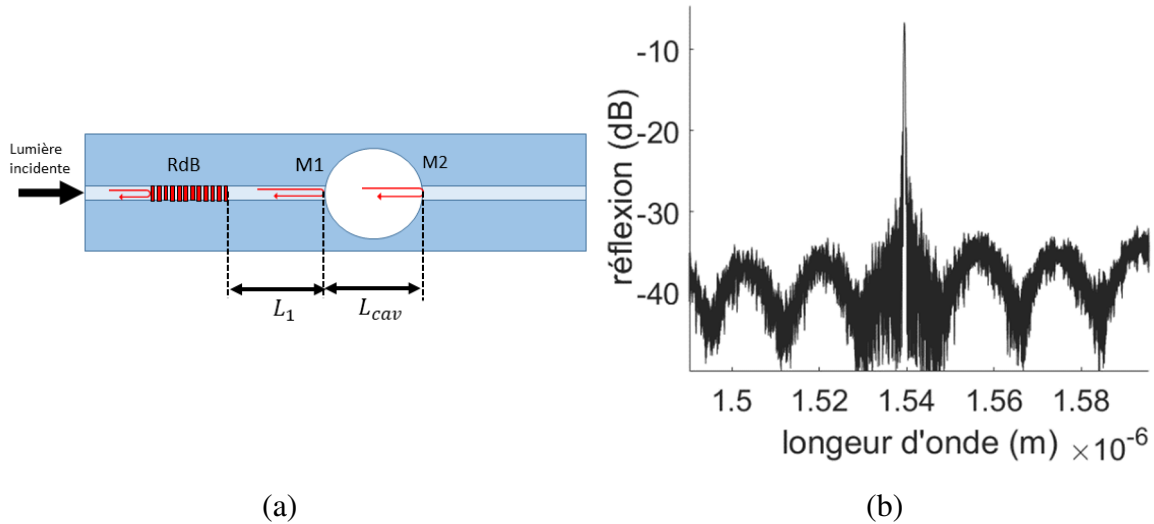


Figure IV-67 : (a) Schéma de principe du capteur hybride (b) spectre en réflexion du capteur hybride.

Nous pouvons observer une surmodulation sur le spectre, tel que montré sur la Figure IV-68 (a) représentant le spectre du pic de Bragg autour de son maximum. En effectuant une transformée de Fourier du signal, nous pouvons constater que la surmodulation résulte de la cavité formée par le réseau de Bragg et le premier miroir de la cavité Fabry-Pérot. En effet, le signal fréquentiel correspond à une cavité de longueur 4 cm et s'étend sur 3 mm. La distance entre le réseau de Bragg et la cavité Fabry-Pérot doit être minimisée afin de s'affranchir des surmodulations, ce qui permettra également une mesure de la température au plus proche de la cavité.

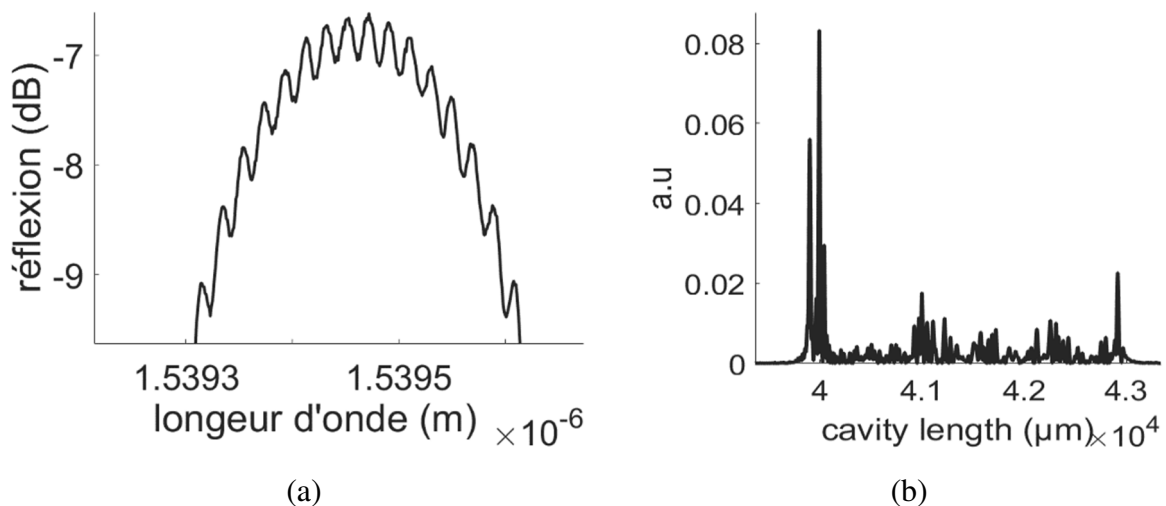


Figure IV-68 (a) spectre en réflexion au niveau du pic de Bragg. (b) Transformée de Fourier du spectre en réflexion du capteur.

IV.6.2 Caractérisation en température et en pression

Le capteur est testé sur une plage de température allant de 25 °C à 900 °C à pression ambiante. Le test consiste en deux cycles thermiques basés chacun sur une montée graduelle en température, un palier de 20 min à 900 °C puis une descente graduelle en température. Le spectre en réflexion (lissé) au cours de la phase de montée est représentée sur la Figure IV-69(a). Le pic de Bragg se décale vers les hautes longueurs d'onde, tout comme le spectre d'interférence Fabry-Pérot. La sensibilité en température du réseau de Bragg est plus importante que celle de la cavité Fabry-Pérot, comme nous pouvons l'observer sur la Figure IV-69(b) représentant le décalage spectral en fonction de la température lors du second cycle thermique. Le bruit présent sur le spectre d'interférence de la cavité Fabry-Pérot influe sur la précision de mesure *via* la méthode d'ajustement non linéaire, ce que l'on peut constater en observant l'allure de la courbe. Le coefficient de sensibilité thermique de la cavité Fabry-Pérot et du réseau de Bragg évalué sur une gamme de température de 500°C – 800 °C sont respectivement de 0,65 pm/°C et 16,4 pm/°C.

Le capteur est ensuite soumis à un cycle en pression de 0 bar à 80 bar à température ambiante. La courbe représentant le décalage spectral en fonction de la pression (*cf.* Figure IV-70) nous permet de déterminer un coefficient de sensibilité de 2,7 pm/bar et 0,44 pm/bar pour la cavité Fabry-Pérot et le réseau de Bragg respectivement.

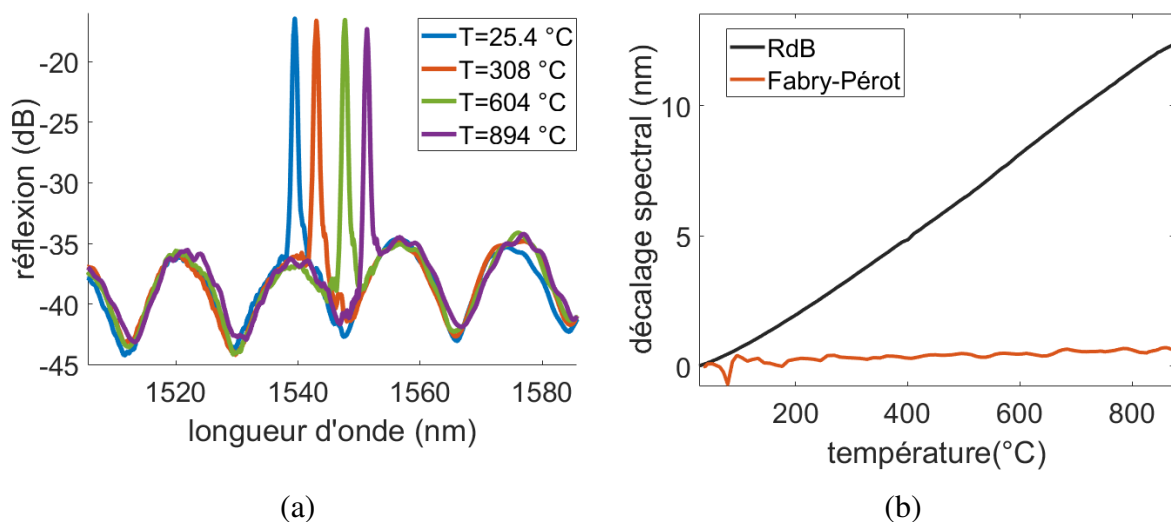


Figure IV-69 : (a) spectre en réflexion du capteur à différentes températures (b) décalage spectral du réseau de Bragg (« RdB »-courbe noire) et du Fabry-Pérot (courbe en rouge) en fonction de la température.

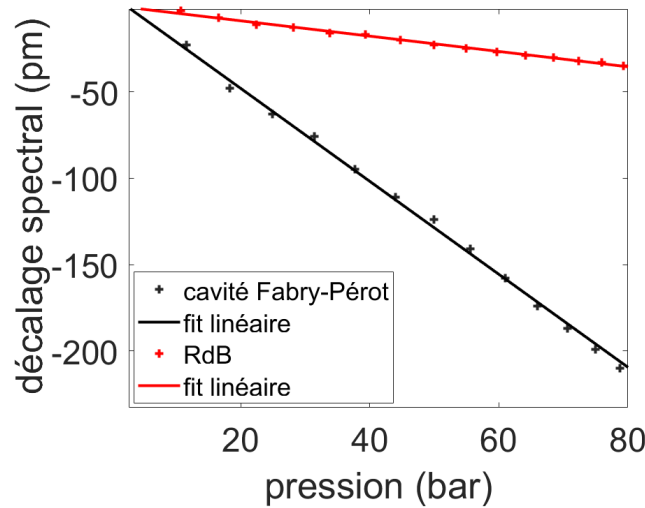


Figure IV-70 : décalage spectral en fonction de la pression de la cavité Fabry-Pérot (courbe en noir) et de la longueur d'onde de Bragg (courbe en rouge)

IV.6.3 Méthode de démodulation pour une discrimination de la mesure de pression et de température

Les différences de sensibilité en pression et en température des deux structures permettent d'envisager une discrimination des deux paramètres *via* les mesures du décalage spectral d'un pic du spectre d'interférence de la cavité Fabry-Perot et de celui du décalage de la longueur d'onde de Bragg. La méthode de démodulation proposée par Y.Liu *et al.* est basée sur l'utilisation d'une matrice carré à partir des différents coefficients de sensibilité en pression et en température des deux structures tel que [33] :

$$\begin{bmatrix} \Delta P \\ \Delta T \end{bmatrix} = \frac{1}{M} \begin{bmatrix} S_{T,RdB}^{\lambda} & -S_{T,FP}^{\lambda} \\ -S_{P,RdB}^{\lambda} & S_{P,FP}^{\lambda} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_{FP} \\ \Delta\lambda_{RdB} \end{bmatrix} \quad \text{Équation IV-10}$$

Avec $S_{T,RdB}^{\lambda}$, $S_{T,FP}^{\lambda}$, $S_{P,RdB}^{\lambda}$ et $S_{P,FP}^{\lambda}$ les coefficients de sensibilité en température et en pression du réseau de Bragg et de la cavité Fabry-Pérot, $\Delta\lambda_{FP}$ et $\Delta\lambda_{RdB}$ représentent le décalage spectral du pic du Fabry-Pérot et de la longueur de Bragg et $M = S_{P,FP}^{\lambda} S_{T,RdB}^{\lambda} - S_{T,FP}^{\lambda} S_{P,RdB}^{\lambda}$. Néanmoins, cette méthode implique que les différents coefficients de sensibilité soient indépendants de la gamme de température ou de pression d'opération. Or, nous avons vu précédemment que le coefficient de sensibilité thermique du réseau de Bragg et de la cavité Fabry-Pérot ne peut être calculé que sur une faible plage de température. Ainsi, sur une plage de température de 25 °C à 500 °C, cette méthode sera peu précise.

Une autre approche repose sur la résolution de l'équation générale décrivant l'influence de la variation de température dT et de la pression dP sur le décalage du pic de Bragg $d\lambda_{FBG}$ et du pic Fabry-Pérot $d\lambda_{FP}$ définie comme suit :

$$\begin{cases} d\lambda_{RdB} = \frac{\partial \lambda_{RdB}}{\partial T} (P, T) dT + \frac{\partial \lambda_{RdB}}{\partial P} (P, T) dP \\ d\lambda_{FP} = \frac{\partial \lambda_{FP}}{\partial T} (P, T) dT + \frac{\partial \lambda_{FP}}{\partial P} (P, T) dP \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{IV-11} \end{array}$$

Tout d'abord, en considérant que la sensibilité en pression du réseau de Bragg est négligeable devant la sensibilité thermique de ce dernier, nous pouvons négliger le second terme de la première équation ainsi que la dépendance du premier terme à la pression. Le système d'équation devient alors:

$$\begin{cases} d\lambda_{RdB} = \frac{\partial \lambda_{RdB}}{\partial T} (T) dT \\ d\lambda_{FP} = \frac{\partial \lambda_{FP}}{\partial T} (P, T) dT + \frac{\partial \lambda_{FP}}{\partial P} (P, T) dP \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Équation} \\ \text{IV-12} \end{array}$$

Dans un premier temps, la variation de température dT peut être déterminée en utilisant la première équation, correspondant à la loi polynomiale d'ajustement de la courbe de calibration en température du réseau de Bragg. Ensuite, la variation de pression dP sera déterminée en résolvant la seconde relation. Le second terme de cette relation correspond au coefficient de sensibilité en pression, à déterminer *via* une calibration du capteur à différentes températures. Le premier terme de la relation fait référence à la courbe de calibration en température du Fabry-Pérot. Une fois cette dernière obtenue, il sera possible de calculer la variation de pression dP .

Ainsi, le prototype de capteur hybride proposé dans cette étude rend possible la discrimination de la mesure de température et de pression en environnement sévère. La mise en place d'un banc de mesure de pression et de température (initialement prévu au commencement de la thèse mais n'ayant pas pu aboutir pour des raisons de complexité dans la conception d'une cellule combinant la mesure de pression jusque 70 bars et de températures pouvant atteindre 500 °C) pourra faire l'objet de travaux futurs. De plus, il sera important de considérer les différents paramètres physiques (réflectivité du Réseau de Bragg, distance entre les deux structures) dans l'optimisation du capteur.

IV.7 CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé différents prototypes de capteur de pression destinés à être instrumentés en environnement moteur, soumis à des températures supérieures à 500°C.

Dans un premier temps nous avons étudié la réponse thermique du capteur de pression et évalué la méthode optimale permettant une stabilisation de ce dernier. Il a été démontré que l'application d'un prétraitement thermique à 900 °C pendant 5 h permet de supprimer les contraintes résiduelles restées figées dans la fibre optique lors de sa fabrication et ainsi de stabiliser le capteur pour des mesures pouvant atteindre 900 °C. De plus, nous avons démontré l'influence de la structure de la cavité sur la sensibilité thermique. Ainsi, la sensibilité thermique d'une cavité de type sphérique et d'une cavité de type cylindrique tendent à se stabiliser à une valeur de 0,64 pm/°C et de 0,35 pm/°C respectivement. Dans le cas où le transducteur est constitué d'une membrane en silice, la réponse thermique de la cavité de silice formée par la membrane contribue à influencer la sensibilité thermique du capteur qui présente ainsi un coefficient de sensibilité thermique autour de 4 pm/°C. Enfin, en vue d'obtenir un capteur robuste et non fragilisé lors de mesures hautes températures, la mise en place d'un revêtement spécial pour les hautes températures a été présentée et démontre que ce revêtement n'a pas d'influence en terme de réponse thermique en comparaison d'un prototype sans revêtement.

Par la suite, des tests en pression ont été effectués sur différents prototypes de capteur Fabry-Pérot afin d'étudier l'influence de paramètres structuraux tels que la forme de la cavité ou encore l'épaisseur de membrane sur les performances de ce dernier et de comparer les résultats expérimentaux avec les simulations Comsol menées lors du Chapitre II. Nous avons démontré que le transducteur basé sur une cavité cylindrique de longueur L faible et de diamètre d élevé tel que $L < d$ avec une membrane permet d'obtenir un transducteur optimisé pour la mesure de pression, tout comme démontré par modélisation. Les tests en pression menés sur le prototype basé sur une cavité de forme cylindrique de longueur 22,6 μm et d'épaisseur de membrane de 11,6 μm ont démontré une sensibilité en pression de 29,7 pm/bar et 43,0 pm/bar dans la gamme de pression 0 bar – 50 bar et 50 bar – 70 bar respectivement, permettant d'obtenir une résolution moyenne de 28 mbar dans la gamme de mesure de 0 bar – 70 bar.

De plus, l'effet d'un prétraitement thermique sur la réponse en pression a été étudié et a démontré une diminution de l'écart moyen entre les phases de montée et de descente en pression du prototype, traduisant l'importance d'un traitement thermique, en plus de l'application de

plusieurs cycles en pression sur le transducteur en vue d'une complète stabilisation de ce dernier.

En outre, dans la mesure où la variation de température modifie les caractéristiques mécaniques de la silice (*e.g.* Module d'Young) et donc sa sensibilité en pression, une structure de capteur hybride basée sur une cavité Fabry-Pérot en série avec un réseau de Bragg a été présenté afin de pouvoir discriminer la mesure de pression et de température. Les différences en terme de sensibilité thermique et en pression permettent *via* une méthode de démodulation appropriée de pouvoir décorrélérer la mesure de température de celle de la pression.

Conclusion générale

Dans ce manuscrit, nous avons présenté le développement d'un capteur de pression à fibres optiques hautes températures pour la mesure en environnement moteur. Le capteur a pour objectif d'avoir un fort degré d'intégration et de pouvoir résister à des températures pouvant dépasser 500°C. Dans ce cadre, le développement d'un capteur à fibre optique basé sur un transducteur interférométrique Fabry-Pérot intrinsèque a été effectuée.

Tout d'abord, un travail a été mené afin d'étudier la structure optimale du transducteur de pression. Pour ce faire, la mise en place d'un modèle *via* COMSOL Multiphysics © a été présentée. Un travail a été menée afin d'étudier la structure optimale du transducteur en terme de sensibilité à la pression. L'étude d'un modèle analytique a été présentée, basée sur le cas d'un transducteur Fabry-Pérot à géométrie cylindrique et à membrane plan. Néanmoins, ce modèle étant limité au cas d'une membrane cylindrique et uniforme, la modélisation numérique a permis d'étudier davantage de cas de figure. Les modélisations basées sur la mécanique structurelle ont ainsi permis une étude de l'influence de la géométrie de la cavité (sphérique, elliptique, cylindrique) ainsi que de la forme de la membrane sur la sensibilité en pression du transducteur. L'étude a permis de déterminer que la structure permettant la meilleure sensibilité en pression est basée sur un transducteur à cavité cylindrique et à membrane plan. Ainsi, pour une longueur de cavité $L < d$ (avec d le diamètre de la cavité), le transducteur sera optimisé pour des mesures de pression avec une haute sensibilité. De plus, la sensibilité en pression augmente avec la diminution de l'épaisseur de membrane. En outre, une comparaison avec le modèle analytique a été présentée et démontre un bon accord du modèle COMSOL avec le modèle analytique. Néanmoins, nous pouvons noter un écart entre les deux modèles, pouvant être expliqué en partie par la limitation du modèle analytique, basé sur plusieurs hypothèses et approximations. Un modèle analytique plus précis aurait nécessité des calculs de mécanique du solide plus complexe, pouvant faire l'objet d'un travail futur.

Par la suite, un travail portant sur la réalisation de prototypes de transducteur à cavité interférométrique Fabry-Pérot a été présenté. Dans un premier temps, nous avons étudié les procédés laser femtoseconde relatifs à la réalisation de cavité Fabry-Pérot à géométrie sphérique. Les différentes étapes de fabrication de la cavité (création du germe femtoseconde et soudure optique) nécessitent un paramétrage afin de contrôler la dimension de cette dernière. Une étude paramétrique a été menée sur les paramètres du laser tels que l'énergie par impulsion

ainsi que la profondeur du germe femtoseconde et leur influence sur la dimension de la cavité Fabry-Pérot obtenue. Il a été démontré que la longueur du germe a une influence directe sur la longueur de la cavité Fabry-Pérot ainsi créée. Ainsi, la longueur de la cavité Fabry-Pérot augmente linéairement avec la profondeur du germe femtoseconde. En outre, les paramètres relatifs à l'étape de soudure de la fibre optique usinée avec une fibre non usinée auront une influence sur les caractéristiques de la cavité Fabry-Pérot telle que la courbure des miroirs (et donc sur la taille de la cavité) impactant l'efficacité de couplage entre la fibre et ladite cavité. Ainsi, une étude paramétrique a permis de déterminer l'effet de la puissance d'arc ainsi que du nombre d'arc électrique sur la qualité du signal optique à analyser (en terme de contraste du signal). Dans le cas où la puissance d'arc est de 15 bits, le nombre d'arc minimum de 4 est nécessaire afin d'obtenir un spectre d'interférence avec un bon contraste. Si le transducteur à cavité Fabry-Pérot sphérique a l'inconvénient d'être peu sensible à la pression, le procédé de fabrication peu complexe aura pour avantage de permettre d'obtenir un capteur avec une bonne robustesse. Ensuite la réalisation d'un transducteur basé sur une cavité à géométrie cylindrique a été présenté. Le procédé de fabrication permet une meilleure reproductibilité, cependant, la robustesse demeure plus problématique en raison des étapes de soudure n'étant pas optimisées pour des fibres monomodes standards. De plus, l'ajout d'une membrane en extrémité de fibre optique a été réalisé *via* la méthode de polissage mécanique et par usinage au laser femtoseconde. Il a été démontré que la méthode par polissage mécanique permet un contrôle de l'épaisseur de membrane avec une meilleure finesse et minimise les risques d'endommagement de la membrane lors du processus de fabrication. En outre, il a été observé que la membrane a pour conséquence d'ajouter une réflexion « parasite » (interface verre/air) au spectre d'interférence Fabry-Pérot, pouvant par conséquence être influencé par l'environnement ambiant (*e.g.* présence de particules externes en contact avec la membrane). Afin d'y remédier, une étape supplémentaire d'usinage de la membrane en angle ou encore un dépoli (à étudier dans un travail futur) de cette dernière permettra de s'affranchir de cette réflexion parasite. Finalement, afin d'optimiser la sensibilité du transducteur tout en garantissant une robustesse de ce dernier, la réalisation d'un transducteur Fabry-Pérot à cavité elliptique par soudure de fibres optiques hétérogènes est présenté. Néanmoins, cette approche nécessite une étude plus approfondie concernant le contrôle des paramètres de soudure afin de garantir un contrôle de forme de la cavité Fabry-Pérot et une robustesse mécanique suffisante.

Par la suite, afin d'évaluer les performances du capteur en vue de son instrumentation en environnement moteur, différents prototypes de capteur de pression ont été caractérisés en

température et en pression. Tout d'abord, le système d'interrogation ainsi que la méthode de démodulation ont été présentés. La méthode d'analyse du spectre dans l'espace de Fourier aura l'avantage d'être peu vulnérable aux différentes sources de bruits pouvant influencer sur le signal. Néanmoins, le temps et la mémoire de calcul requise seront des paramètres limitants. Ainsi, la méthode basée sur l'analyse de pic du spectre optique est la méthode choisie pour les expériences, apportant de plus une erreur d'estimation plus faible que la méthode d'analyse dans l'espace de Fourier dans le cas où la gamme spectrale d'analyse est de 560 nm.

Ensuite, les capteurs ont été caractérisés en température dans un four jusque 900 °C. Les tests en température menés jusque 900 °C ont démontré le besoin d'effectuer un traitement thermique préalable en vue d'une stabilisation du transducteur en supprimant les contraintes résiduelles au sein de la fibre optique. Un premier traitement thermique consistant en quatre cycles jusque 900 °C sur un prototype de transducteur à cavité sphérique a été mené. La dérive spectrale du transducteur au cours du pallier à 900 °C de 25 min du quatrième cycle est de 17 pm, soit une dérive d'environ 24 °C. A titre comparatif, une seconde méthode basée sur un recuit thermique à 900 °C pendant 5h démontre une meilleure stabilisation du capteur dont la dérive spectrale sur un pallier de 30 mn à 900 °C suite au traitement est d'environ 2 pm, soit une dérive d'environ 3,1 °C. De plus, le capteur a pour objectif d'effectuer des mesures de pression à des températures pouvant atteindre plus de 500 °C. A ce titre, un transducteur basé sur une cavité Fabry-Pérot sphérique au sein d'une fibre optique sur laquelle est déposée un revêtement spécial pour les hautes températures est caractérisé. Des tests menés jusque 900 °C démontrent une fiabilité et une intégrité du transducteur pour des mesures hautes températures.

Par la suite, différents prototypes de transducteur de pression ont été caractérisés dans une cellule à des pressions pouvant atteindre 70 bars. Des tests de pression ont été menés sur un transducteur Fabry-Pérot à géométrie cylindrique ayant subi un traitement thermique basé sur cinq cycles thermiques à 900 °C. Les tests ont permis de démontrer l'effet d'un traitement thermique sur la réponse en pression du transducteur Fabry-Pérot. Ainsi, l'écart moyen entre les courbes de montée et de descente en pression diminue pour passer de 4,7 % F.S. avant le traitement thermique à 2,8 % FS suite au traitement thermique sur une gamme de pression de 0 bar – 70 bars. Ensuite, il a s'agit d'effectuer une étude en pression de différents prototypes de transducteur Fabry-Pérot afin d'étudier l'influence de la structure du transducteur sur la réponse en pression. Pour ce faire, des tests ont été menés sur des transducteurs à cavité sphérique et à cavité cylindrique, avec et sans membrane de silice. L'étude expérimentale a démontré que dans le cas d'une cavité sphérique, l'ajout d'une membrane de silice permet d'augmenter la

sensibilité en pression. Ainsi, la sensibilité en pression obtenue dans le cas d'une cavité sphérique sans membrane de longueur de $71\text{ }\mu\text{m}$ est de $2,27\text{ pm/bar}$ et dans le cas d'une cavité sphérique de longueur $58\text{ }\mu\text{m}$ avec une membrane de $12\text{ }\mu\text{m}$ est de $3,53\text{ pm/bar}$. En outre, la structure optimale à considérer est basée sur une cavité de forme cylindrique de longueur L faible et de diamètre d élevé tel que $L < d$. A ce titre, le prototype F démontre une sensibilité nettement supérieure (34 pm/bar) avec un facteur de quasiment dix comparé aux autres prototypes et présente un écart moyen entre les phases de montée et de descente en pression minimale. Ainsi, la résolution du capteur est en moyenne de $0,03\text{ bar}$, ce qui répond à l'objectif de l'applicatif. De plus, les résultats obtenus expérimentalement sont en très bon accord avec les prédictions des modèles issus de COMSOL Multiphysics ©.

Dans l'optique de discriminer la mesure de pression et de température, un transducteur basé sur une structure Fabry-Pérot et un réseau de Bragg a été présenté. Des tests thermiques et en pression ont été menés et une méthode de démodulation permettant la discrimination de la pression et de la température a été présentée. La mise en place d'un banc de test permettant la mesure simultanée de pression et de température est prévue et permettra de confirmer le potentiel des prototypes de capteur pour la mesure de pression à hautes températures.

En outre, dans l'optique d'une amélioration des performances du capteur en terme de sensibilité en pression, une solution est de mettre en place un transducteur exploitant le principe de l'effet Vernier. Ce principe repose sur la mise en place de deux cavités Fabry-Pérot au sein de la fibre optique : une cavité permettant la mesure de la mesurande considérée et une deuxième cavité faisant office de référence afin de créer l'effet Vernier et d'amplifier la sensibilité en pression. A ce titre, une étude préliminaire a déjà été menée et constitue un axe de recherche à approfondir dans de futurs travaux.

Annexe I MISE EN PLACE DU MODELE DE TRANSDUCTEUR DE PRESSION FABRY-PEROT

a) INFLUENCE DU MAILLAGE

Afin d'étudier l'influence du maillage sur la simulation, un modèle 3D du transducteur constitué d'une cavité de type cylindrique à miroirs plans de longueur $L = 80 \mu\text{m}$ et de rayon interne $r = 40 \mu\text{m}$ est réalisé. La réponse du transducteur en pression est simulée pour trois configurations de maillages différents (cf. Tableau I-2) basées sur un type de maillage appelé maillage « fin » et maillage « extrêmement fin » (cf. Tableau I-1). Dans le cas du maillage n°1, toute la géométrie est constituée d'un maillage identique (maillage « fin »). Le maillage n°2 consiste en un maillage « extrêmement fin » dans la cavité et « fin » sur le reste de la géométrie. Le maillage n°3 est basé sur un maillage « extrêmement fin » sur toute la géométrie. La Figure I-1 représente la géométrie du modèle avec les trois différents maillages. Lorsque deux domaines possèdent deux différents types de maillage, le logiciel effectue une adaptation du maillage à la frontière des domaines, comme nous pouvons le voir dans le cas du maillage n°2 (cf. Figure I-1(b)). La sensibilité spectrale S_p^λ en fonction de la longueur de la cavité est calculée pour les trois modèles. Comme nous pouvons le voir sur la Figure I-2, l'évolution de la sensibilité est globalement similaire pour les trois maillages. En se basant sur les résultats du troisième modèle obtenus avec le maillage le plus fin, l'erreur quadratique moyenne (ou « Mean Square Error ») sur la sensibilité en pression calculée est de $0,11 \text{ pm/bar}$ et $9,24 \cdot 10^{-4} \text{ pm/bar}$ pour le premier et le deuxième modèle respectivement. Ainsi, en considérant le temps de calcul et l'erreur obtenue sur les différents modèles (cf. Tableau I-2), le maillage le plus pertinent et permettant d'obtenir une bonne approximation de la solution est le maillage n°2. Dans la suite des travaux, nous considérerons donc un modèle basé sur un maillage « extrêmement fin » dans la cavité et « fin » pour le reste de la géométrie.

	« fin »	« extrêmement fin »
Taille d'élément minimale (μm)	20	0,42
Taille d'élément maximale (μm)	166	41

Tableau I-1 : caractéristiques des maillages.

Maillage n°	1	2	3
Type de maillage	Tétraédrique, « fin » sur toute la géométrie	Tétraédrique, « extrêmement fin » dans la cavité Fabry- Pérot, fin sur le reste de la géométrie	Tétraédrique, « extrêmement fin » sur toute la géométrie
Temps de calcul	12min18s	18mn50s	1h14mn59s
$\text{MSE}(\text{modèle}X) = \frac{(S_p^\lambda(\text{modèle}X) - S_p^\lambda(\text{modèle}3))^2}{(\text{nm/bar})}$	0,11	$9,24 \cdot 10^{-4}$	-

Tableau I-2 : Différentes configurations de maillage du modèle 3D de transducteur à cavité plan.

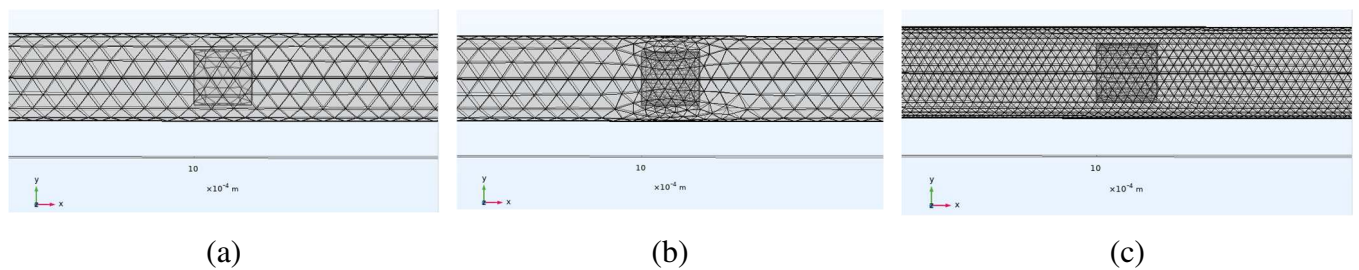


Figure I-1 : Modèle de transducteur à cavité plan avec différents maillages. (a) maillage n°1 (b) maillage n°2 (c) maillage n°3

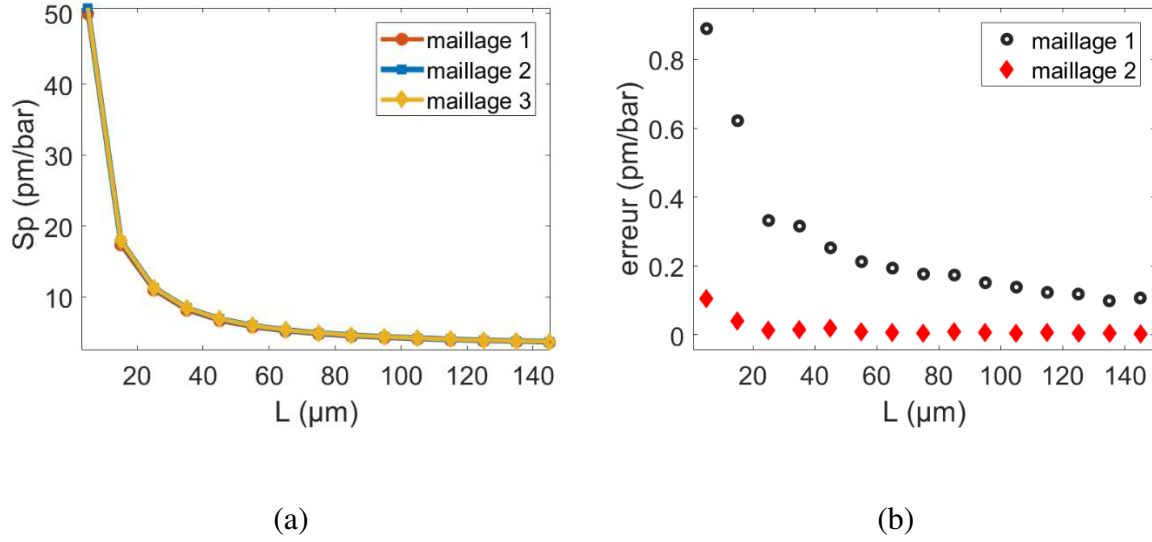


Figure I-2: (a) sensibilité en pression S_p^λ en fonction de la longueur de la cavité; comparaison des 3 maillages (b) erreur pour les deux premiers maillages.

b) ÉTUDE DE CONVERGENCE

En se basant sur la configuration de maillage n°2 défini précédemment, il s'agit dans un second temps d'effectuer une étude de convergence afin d'étudier l'influence de la taille élémentaire du maillage sur la précision de la solution. La variable que nous considérons est la taille maximale d'un élément constituant le maillage au sein de la cavité Fabry-Pérot. Le maillage sur le reste de la géométrie reste fixe (maillage « fin »). Une étude de convergence est effectuée sur la base du modèle précédent *i.e.* cavité à miroirs plans. La sensibilité en pression est alors calculée en fonction de la dimension élémentaire maximum (d_e) du maillage dans la cavité :

$$d_e = \frac{L}{h_{max}}$$

Avec L , la longueur de la cavité et h_{max} un entier.

L'étude de convergence a été effectuée dans le cas où la cavité a une longueur $L = 5 \mu m$ et $L = 100 \mu m$. La Figure I-3 présente la sensibilité en pression S_p^λ en fonction de h_{max} . Dans le cas où l'on considère une cavité de longueur $L = 5 \mu m$, le résultat semble converger à partir de $h_{max} = 6$ ($d_e = 0,83 \mu m$) autour d'une valeur de sensibilité $S_p^L = 51,28 pm/bar$. Dans le cas de la cavité de longueur $L = 100 \mu m$, le résultat semble converger à partir de $h_{max} = 60$ ($d_e = 1,6 \mu m$) autour d'une sensibilité de 4,33 pm/bar. Ainsi, pour différentes

configurations de cavité, il sera nécessaire de définir une taille élémentaire maximum d_e basée sur une étude de convergence préliminaire.

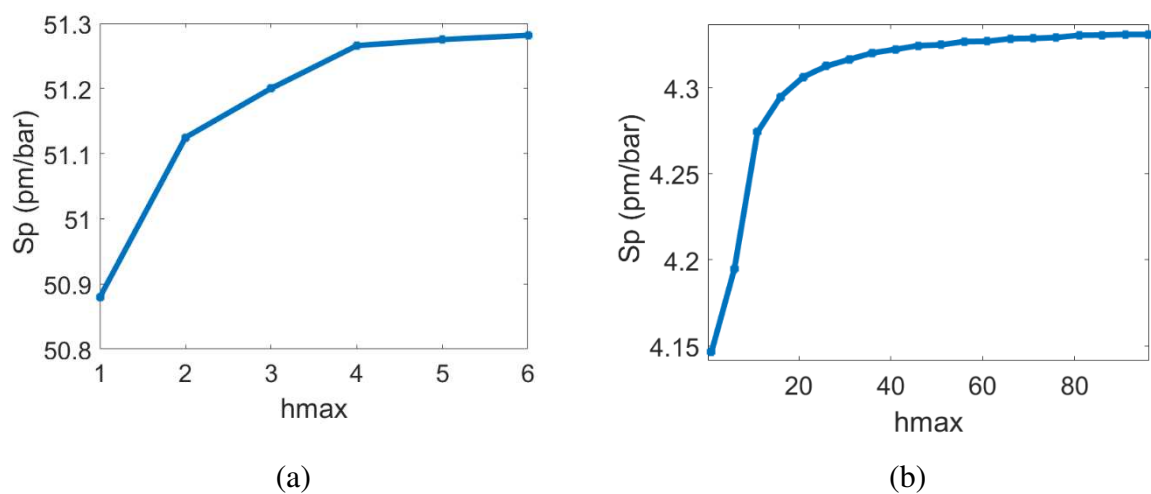


Figure I-3 : Sensibilité en pression S_p^λ en fonction dimension élémentaire du maillage. (a) Longueur de cavité $L=5 \mu m$ (b) Longueur de cavité $L=100 \mu m$.

Références bibliographiques

- [1] “Il n’y a pas que le CO₂ Le transport aérien doit réduire tous ses impacts climatiques,” *Rester Sur Terre*, pp. 2–5, 2022.
- [2] M. O. W. Ang *et al.*, “Multiplexable high-temperature stable and low-loss intrinsic Fabry-Perot in-fiber sensors through nanograting engineering,” vol. 28, no. 14, pp. 20225–20235, 2020.
- [3] H. Gong, D. N. Wang, B. Xu, K. Ni, H. Liu, and C. L. Zhao, “Optical fiber internal-mirror-based fiber in-line Mach-Zehnder interferometer,” *Sixth Eur. Work. Opt. Fibre Sensors*, vol. 9916, no. May 2016, p. 99161U, 2016.
- [4] C. R. Liao, D. N. Wang, M. Wang, and M. Yang, “Fiber in-line Michelson interferometer tip sensor fabricated by femtosecond laser,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 22, pp. 2060–2063, 2012.
- [5] C. M. Jewart, S. M. Quintero, A. M. B. Braga, and K. P. Chen, “Design of a highly-birefringent microstructured photonic crystal fiber for pressure monitoring,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 25, p. 25657, 2010.
- [6] Elisabeth Giacobino, “Propagation guidée de la lumière,” *Tech. l’Ingenieur*, 1996.
- [7] T. Blanchet, “Influence des radiations (X, gamma, protons et électrons) sur les mesures par réseaux de Bragg à fibres optiques en environnement haute température,” Université de Lyon, 2019.
- [8] J. Canning, “Fibre gratings and devices for sensors and laser,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 2, no. 4, pp. 275–289, 2008.
- [9] G. Violakis, M. Konstantaki, and S. Pissadakis, “Accelerated recording of negative index gratings in Ge-doped optical fibers using 248-nm 500-fs laser radiation,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 10, pp. 1182–1184, 2006.
- [10] D. Grobnic, C. W. Smelser, S. J. Mihailov, and R. B. Walker, “Long-term thermal stability tests at 1000 °C of silica fibre Bragg gratings made with ultrafast laser radiation,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 5, pp. 1009–1013, 2006.

- [11] L. Quetel and P. Leboudec, “Les capteurs à réseaux de Bragg,” *Photoniques*, no. 80, pp. 41–45, 2016.
- [12] Séverine Maguis, “Biocapteurs à fibres optiques fondés sur les réseaux de Bragg en angle fonctionnalisés,” no. February, 2008.
- [13] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, and I. Bennion, “Photoinduced modifications in fiber gratings inscribed directly by infrared femtosecond irradiation,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 21, pp. 2266–2268, 2006.
- [14] D. P. Nicole, “Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg,” *Tech. l’Ingenieur*, vol. 33, no. 0, pp. 1–24, 2008.
- [15] C. M. Jewart, Q. Wang, J. Canning, D. Grobncic, S. J. Mihailov, and K. P. Chen, “Ultrafast femtosecond-laser-induced fiber Bragg gratings in air-hole microstructured fibers for high-temperature pressure sensing,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 9, p. 1443, 2010.
- [16] S. J. Mihailov, D. Grobncic, C. W. Smelser, P. Lu, R. B. Walker, and H. Ding, “Bragg grating inscription in various optical fibers with femtosecond infrared lasers and a phase mask,” *Opt. Mater. Express*, vol. 1, no. 4, p. 754, 2011.
- [17] S. Sulejmani *et al.*, “Control over the pressure sensitivity of Bragg grating-based sensors in highly birefringent microstructured optical fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 6, pp. 527–529, 2012.
- [18] E. Li, X. Wang, and C. Zhang, “Fiber-optic temperature sensor based on interference of selective higher-order modes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 9, pp. 1–4, 2006.
- [19] L. Zhao, L. Jiang, S. Wang, H. Xiao, Y. Lu, and H. L. Tsai, “A high-quality Mach-Zehnder interferometer fiber sensor by femtosecond laser one-step processing,” *Sensors*, vol. 11, no. 1, pp. 54–61, 2011.
- [20] Z. Li *et al.*, “Highly-sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 5, p. 6673, 2015.
- [21] X. Dong, H. Y. Tam, and P. Shum, “Temperature-insensitive strain sensor with polarization-maintaining photonic crystal fiber based Sagnac interferometer,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 15, pp. 3–5, 2007.
- [22] H. Y. Fu *et al.*, “Pressure sensor realized with polarization-maintaining photonic crystal

- fiber-based Sagnac interferometer,” *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 15, pp. 2835–2839, 2008.
- [23] J. Roussel, “La cavité Fabry-Pérot.” [Online]. Available: <https://femto-physique.fr/optique/interference-a-N-ondes.php#menu>.
- [24] T. Wang, Y. Ge, H. Ni, J. Chang, J. Zhang, and W. Ke, “Miniature fiber pressure sensor based on an in-fiber confocal cavity,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 171, no. May, pp. 869–875, 2018.
- [25] H. Varu, “The optical modelling and design of Fabry Perot Interferometer sensors for ultrasound detection,” *PhD Thesis, Univ. Coll. London*, no. April, pp. 1–236, 2014.
- [26] Optique pour l’ingénieur, “Faisceau Gaussien.” [Online]. Available: http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/Contenu_08.html.
- [27] B. Besga, “Micro-cavité Fabry Perot fibrée : une nouvelle approche pour l ’ étude des polaritons dans des hétérostructures semi-conductrices,” 2014.
- [28] D. Didier, D. Hennequin, and V. Zehnlé-Dhaoui, *Les lasers: cours et exercices corrigés*. Dunod, 2013.
- [29] H. R. Chowdhury and M. Han, “Fiber Optic Temperature Sensor System Using Air-Filled Fabry-Pérot Cavity with Variable Pressure,” *Sensors*, vol. 23, no. 6, 2023.
- [30] W. N. MacPherson, James M. Kilpatrick, James S. Barton, and Julian D. C. Jones, “Miniature Fiber Optic Pressure Sensor for Turbomachinery Applications,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 70, no. 3, 1999.
- [31] F. C. Favero, L. Araujo, G. Bouwmans, V. Finazzi, J. Villatoro, and V. Pruneri, “Spheroidal Fabry-Perot microcavities in optical fibers for high-sensitivity sensing,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 7, p. 7112, 2012.
- [32] Y. Zhang, L. Yuan, X. Lan, A. Kaur, J. Huang, and H. Xiao, “High-temperature fiber-optic Fabry-Pérot interferometric pressure sensor fabricated by femtosecond laser: erratum,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 1, p. 17, 2014.
- [33] Y. Liu *et al.*, “Fabrication of dual-parameter fiber-optic sensor by cascading FBG with FPI for simultaneous measurement of temperature and gas pressure,” *Opt. Commun.*, vol. 443, no. March, pp. 166–171, 2019.
- [34] J. Ma, W. Jin, H. L. Ho, and J. Y. Dai, “High-sensitivity fiber-tip pressure sensor with

- graphene diaphragm,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 13, p. 2493, 2012.
- [35] X. Zhou, Q. Yu, and W. Peng, “Fiber-optic Fabry–Perot pressure sensor for down-hole application,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 121, no. October 2018, pp. 289–299, 2019.
- [36] H. Wei, M. Chen, and S. Krishnaswamy, “Three-dimensional-printed Fabry–Perot interferometer on an optical fiber tip for a gas pressure sensor,” *Appl. Opt.*, vol. 59, no. 7, p. 2173, 2020.
- [37] É. Pinet, “Pressure measurement with fiber-optic sensors: commercial technologies and applications,” *21st Int. Conf. Opt. Fiber Sensors*, vol. 7753, no. May 2011, p. 775304, 2011.
- [38] L. Zhang *et al.*, “Simultaneous measurements of temperature and pressure with a dual-cavity fabry-perot sensor,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 31, no. 1, pp. 106–109, 2019.
- [39] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 7, p. 484, 1997.
- [40] H. Gao *et al.*, “Antiresonant mechanism based self-temperature-calibrated fiber optic Fabry–Perot gas pressure sensors,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 16, p. 22181, 2019.
- [41] X. Zhang *et al.*, “Transition of Fabry–Perot and antiresonant mechanisms via a SMF-capillary-SMF structure,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 10, p. 2268, 2018.
- [42] Co, Y. Liu, Y. Liao, C. Lang, Y. Li, and S. Qu, “Simple fiber-optic sensor for simultaneous and sensitive measurement of high pressure and high temperature based on the silica capillary tube,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 18, p. 25777, 2019.
- [43] Z. Zhang, J. He, B. Du, F. Zhang, K. Guo, and Y. Wang, “Measurement of high pressure and high temperature using a dual-cavity Fabry–Perot interferometer created in cascade hollow-core fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 24, p. 6009, 2018.
- [44] D. Zhao, Y. Wu, and J. Wu, “Pressure and Temperature Sensor Based on Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer by Phase Demodulation,” *IEEE Access*, vol. 7, pp. 179532–179537, 2019.
- [45] F. C. Favero, G. Bouwmans, V. Finazzi, J. Villatoro, and V. Pruneri, “Fabry–Perot

- interferometers built by photonic crystal fiber pressurization during fusion splicing,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 21, p. 4191, 2011.
- [46] T. Tfp and A. M. Fabry-perot, “TFP10 / Micro Fabry-Perot Strain Sensor to 700 ° C Description Key Features,” p. 30319.
- [47] Y. Liu *et al.*, “Simultaneous measurement of gas pressure and temperature with integrated optical fiber FPI sensor based on in-fiber micro-cavity and fiber-tip,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 46, no. August, pp. 77–82, 2018.
- [48] Y. Zhang *et al.*, “Sensitivity amplification of bubble-based all-silica fiber liquid-pressure sensor by using femtosecond laser exposure,” *Opt. Commun.*, vol. 462, no. October 2019, 2020.
- [49] S. Szkudlarek, “The simulation of a plane-concave The simulation of a plane-concave,” 2019.
- [50] M. Di Giovanni and L. Faulkner, *Flat and Corrugated Diaphragm Design Handbook*, Routledge. New York, 1982.
- [51] Heraeus, “Properties of fused silica.” [Online]. Available: https://www.heraeus.com/en/hca/fused_silica_quartz_knowledge_base_1/properties_1/properties_hca.html#tabs-608478-6.
- [52] Y. Zhao, N. Song, F. Gao, X. Xu, J. Liu, and C. Liu, “High-precision photonic crystal fiber-based pressure sensor with low-temperature sensitivity,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 20, p. 32453, 2021.
- [53] Richard Budynas and Ali Sadegh, *Roark’s formula for stress and strain*, McGraw Hil. 2020.
- [54] Z. Ran, S. Liu, Q. Liu, Y. Wang, H. Bao, and Y. Rao, “Novel high-temperature fiber-optic pressure sensor based on etched PCF F-P interferometer micromachined by a 157-nm laser,” *IEEE Sens. J.*, vol. 15, no. 7, pp. 3955–3958, 2015.
- [55] H. Chen *et al.*, “Bubble microcavity strain and gravity sensor with temperature and bending insensitivity using an ultra-thin core optical fiber,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 142, no. February, p. 107193, 2021.
- [56] S. Pevec and D. Donlagic, “Miniature all-fiber Fabry-Perot sensor for simultaneous

- measurement of pressure and temperature,” *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 19, pp. 4536–4541, 2012.
- [57] L. Zeng, X. Sun, Z. Chang, Y. Hu, and J. Duan, “Tunable phase-shifted fiber Bragg grating based on a microchannel fabricated by a femtosecond laser,” *Chinese Opt. Lett.*, vol. 19, no. 3, p. 030602, 2021.
- [58] L. Shah, A. Y. Arai, S. M. Eaton, and P. R. Herman, “Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 6, p. 1999, 2005.
- [59] J.-P. Bérubé, J. Lapointe, A. Dupont, M. Bernier, and R. Vallée, “Femtosecond laser inscription of depressed cladding single-mode mid-infrared waveguides in sapphire,” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 1, p. 37, 2019.
- [60] P. G. Kazansky and Y. Shimotsuma, “Self-assembled sub-wavelength structures and form birefringence created by femtosecond laser writing in glass: Properties and applications,” *J. Ceram. Soc. Japan*, vol. 116, no. 1358, pp. 1052–1062, 2008.
- [61] W. Yang, E. Bricchi, P. G. Kazansky, J. Bovatsek, and A. Y. Arai, “Self-assembled periodic sub-wavelength structures by femtosecond laser direct writing,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 21, p. 10117, 2006.
- [62] A. Ródenas *et al.*, “Three-dimensional femtosecond laser nanolithography of crystals,” *Nat. Photonics*, vol. 13, no. 2, pp. 105–109, 2019.
- [63] A. V. Dostovalov *et al.*, “Femtosecond-pulse inscribed FBGs for mode selection in multimode fiber lasers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 52, no. August, 2019.
- [64] L. Keldysh, “Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 20, no. 5, pp. 1307–1314, 1965.
- [65] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, “Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses,” *Opt. Commun.*, vol. 191, no. 3–6, pp. 333–339, 2001.
- [66] C. Hnatovsky *et al.*, “Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 1, pp. 3–6, 2005.
- [67] S. M. Eaton *et al.*, “Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides

- with variable repetition rate,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 12, p. 4708, 2005.
- [68] R. Cotillard, “Stabilisation des propriétés optiques des réseaux de Bragg aux températures extrêmes par régénération et inscription par laser femtoseconde,” 2019.
- [69] Z. Ran *et al.*, “Miniature fiber-optic tip high pressure sensors micromachined by 157 nm laser,” *IEEE Sens. J.*, vol. 11, no. 5, pp. 1103–1106, 2011.
- [70] A. Ben-Yakar and R. L. Byer, “Femtosecond laser ablation properties of borosilicate glass,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 9, pp. 5316–5323, 2004.
- [71] T. Wang, M. Wang, and H. Ni, “Micro-Fabry-Pérot interferometer with high contrast based on an in-fiber ellipsoidal cavity,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 948–950, 2012.
- [72] Y. Liu, D. N. Wang, and W. P. Chen, “Crescent shaped Fabry-Perot fiber cavity for ultra-sensitive strain measurement,” *Sci. Rep.*, vol. 6, pp. 1–9, 2016.
- [73] M. Optics *et al.*, “Technical) Note) 1107 |! si255 ! Features ! and ! Target ! Applications ! 1 . Introduction ! to ! the ! si255 ! Hyperion ! Technical) Note) 1107 |! si255 ! Features ! and ! Target ! Applications !,” pp. 1–18, 2015.
- [74] T. Laser, “Tunics Purity,” pp. 2–5, 2008.
- [75] B. Xu, Y. Liu, Y. Liu, D. Jia, and C. Jiang, “Optical fiber fabry-pérot interferometer based on an air cavity for gas pressure sensing,” *IEEE Photonics J.*, vol. 9, no. 2, pp. 1–9, 2017.
- [76] W. Wang *et al.*, “Demodulation algorithm for optical fiber fabry-perot interference sensor,” *MATEC Web Conf.*, vol. 336, p. 04010, 2021.
- [77] C. Liao *et al.*, “Sub-micron silica diaphragm-based fiber-tip Fabry–Perot interferometer for pressure measurement,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 10, p. 2827, 2014.
- [78] Z. Ran, Y. Rao, J. Zhang, and B. Xu, “Laser-machined all-fiber in-line tip pressure sensor,” *20th Int. Conf. Opt. Fibre Sensors*, vol. 7503, no. October 2009, p. 75032X, 2009.
- [79] Q. Tian, H. Yang, K. S. Lim, Y. He, H. Ahmad, and X. Liu, “Temperature and strain response of in-fiber air-cavity Fabry-Perot interferometer under extreme temperature condition,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 220, no. June, p. 165034, 2020.

- [80] M. S. Ferreira *et al.*, “Fabry-Perot cavity based on silica tube for strain sensing at high temperatures,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 12, p. 16063, 2015.
- [81] P. Description, “Model CTC-series Compact Temperature Calibrator.”
- [82] M. qing Chen, H. ming Wei, Y. Zhao, X. hua Lei, and S. Krishnaswamy, “Temperature insensitive air-cavity Fabry-Perot gas pressure sensor based on core-offset fusion of hollow-core fibers,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 298, 2019.
- [83] R. E. Leo, “LEO R ecord,” 2013.
- [84] H. Liang *et al.*, “Diaphragm-free fiber-optic fabry-perot interferometric gas pressure sensor for high temperature application,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 18, no. 4, 2018.

Conférences

1. Wendy Tomboza, Romain Cotillard, Nicolas Roussel, Minh Chau Phan Huy, Géraud Bouwmans, Guillaume Laffont, “*High temperature characterization of a femtosecond laser micromachined fiber in-line Fabry-Pérot pressure sensor*”, **5th International Conference on on Optics, Photonics and Lasers (OPAL' 2022) 18-20 May 2022**, Tenerife, Hard Rock Hotel (Canary Islands), Spain *-oral*
2. Wendy Tomboza, Romain Cotillard, Nicolas Roussel, Géraud Bouwmans, Guillaume Laffont, Minh Chau Phan Huy, « *Caractérisation en température d'un capteur de pression interférométrique Fabry-Pérot à fibre optique micro usiné au laser femtoseconde* », **Journée Nationale Optique Guidée 2022**, Nice *-poster*
3. W. Tomboza, R. Cotillard, N. Roussel, M. C. Phan. Huy, G. Bouwmans, and G. Laffont, "Characterization of femtosecond laser micromachined fiber in-line pressure sensor for simultaneous measurement of high temperature and pressure," **Optica Advanced Photonics Congress 2022**, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2022), paper BTh2A.3, Maastricht, Pays-Bas *-oral*
4. W. Tomboza, D. Labat, R. Habert, R. Cotillard, N. Roussel, D. Pohl, G. Laffont, M. C. Phan. Huy, and G. Bouwmans, "Comparison of fiber in line Fabry-Pérot pressure sensors for harsh environment in aeronautic field," **27th International Conference on Optical Fiber Sensors 2022**, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2022), paper Th4.22, Alexandrie, Virginie, Etats-Unis *-poster*

Brevet

Safran Tech/CEA List, brevet déposé portant sur les *capteurs de pression et de température à fibres optiques pour la mesure en environnement moteur*, 2022

Les composants aéronautiques tels que les moteurs d'avions sont caractérisés par un environnement sévère en terme de pression et de température ce qui constitue un challenge pour leur instrumentation. Les Capteurs à Fibres Optiques (CFO) possèdent de nombreux avantages tels que leur insensibilité aux radiations électromagnétiques, la taille et le poids réduit ainsi que leur tenue en température et en pression. Ils constituent d'excellents candidats pour la mesure en environnement sévère et ainsi proposer des solutions de monitoring des structures aéronautiques dans des zones difficiles d'accès pour des capteurs standards. Dans ce cadre, le projet de thèse a pour objectif de développer un capteur de pression à fibre optique afin d'effectuer des mesures jusque 70 bars et à des températures supérieures à 500 °C. Le capteur sera basé sur un élément sensible intrinsèque à la fibre optique (de type Fabry-Pérot), sans ajout de corps d'épreuve externe afin de garantir un fort degré d'intégration. La mesure de pression s'effectue *via* une analyse du spectre d'interférence Fabry-Pérot. Le suivi du décalage spectral d'un pic du spectre permettra, après une étape de calibration, de remonter à la valeur du mesurande.

Dans un premier temps, une étude du transducteur de pression interférométrique Fabry-Pérot *via* le logiciel de modélisation par éléments finis COMSOL Multiphysics © est réalisée. L'étude a ainsi permis de déterminer que la structure permettant la meilleure sensibilité en pression est basée sur un transducteur à cavité cylindrique et à membrane plane, avec une longueur de cavité $L \ll d$ (d étant le diamètre de la cavité).

Ensuite, un travail de micro usinage au laser femtoseconde est mené afin de réaliser différents prototypes de transducteur de pression Fabry-Pérot. Pour cela, une étude des différents paramètres relatifs aux procédés de fabrication de la cavité Fabry-Pérot à géométrie sphérique est effectuée. Ensuite, la réalisation d'un transducteur basé sur une cavité à géométrie cylindrique est présentée. Si le procédé de fabrication permet une meilleure reproductibilité en terme de longueur de cavité, la robustesse demeure plus problématique en raison des paramètres de soudure ne correspondant pas à une soudure standard de fibres monomodes, contrairement au cas de la cavité sphérique. De plus, un travail d'usinage de la membrane de silice est réalisé *via* la méthode de clivage au laser femtoseconde et la méthode de polissage mécanique. Cette dernière méthode démontre une meilleure fiabilité quant à l'intégrité de la membrane.

Enfin, les différents prototypes de capteurs de pression ont été caractérisés en température et en pression. Les tests en température menés jusque 900 °C ont démontré le besoin d'effectuer un traitement thermique préalable en vue d'une stabilisation du transducteur en supprimant les contraintes résiduelles au sein de la fibre optique. En outre, un prétraitement thermique en amont de test en pression a prouvé une diminution de l'écart moyen entre les courbes lors des phases de montée et de descente en pression. Des tests en pressions jusque 70 bars menés sur différents prototypes de transducteur confirment une sensibilité supérieure d'un facteur ~ 10 dans le cas d'un transducteur à membrane plan et à cavité cylindrique (de longueur inférieure au diamètre de la cavité) en comparaison des transducteurs à cavité sphérique. De plus, les résultats obtenus expérimentalement sont en très bon accord avec les prédictions des modèles issus de COMSOL Multiphysics ©. En complément, un transducteur basé sur une cavité Fabry-Pérot en série avec un réseau de Bragg a été caractérisé dans l'optique de pouvoir discriminer la mesure de pression et de température pour des applications aéronautiques.

Mots clés : fibre optique, capteur, température, pression, Fabry-Pérot

Aeronautical components such as aircraft engines are characterized by a harsh environment in terms of pressure and temperature which is a challenge for their instrumentation. Fiber Optic Sensors (FOSs) have many advantages such as their insensitivity to electromagnetic radiation, reduced size and weight as well as their resistance to temperature and pressure. They are excellent candidates for measurement in harsh environments and thus offer solutions for aeronautical structures monitoring in hard-to-reach areas for standard sensors. In this context, the thesis project aims to develop a fiber optic pressure sensor to measure up to 70 bar and at temperatures above 500°C. The sensor will be based on a sensitive element intrinsic to the fiber optic (Fabry-Pérot type), without the addition of an external test body to guarantee a high degree of integration. The pressure measurement is carried out *via* an analysis of the Fabry-Pérot interference spectrum. Tracking the spectral shift of a spectrum peak will allow, after a calibration step, to go back to the pressure value.

First, a study of the Fabry-Pérot interferometric pressure transducer using the COMSOL Multiphysics © finite element modeling software is carried out. The study made it possible to determine that the structure allowing the best pressure sensitivity is based on a transducer with cylindrical cavity and flat membrane, with a cavity length $L \ll d$ (d being the diameter of the cavity).

Next, femtosecond laser micro-machining is carried out in order to realize different prototypes of Fabry-Pérot pressure transducer. To do so, a study of the different parameters relating to the manufacturing process of the Fabry-Pérot cavity with spherical geometry is carried out. Then, the realization of a transducer based on a cylindrical geometry cavity is presented. If the manufacturing process allows a better reproducibility in terms of cavity length, robustness remains more problematic due to splicing parameters not corresponding to a standard single-mode fiber splicing, unlike the case of the spherical cavity. In addition, a machining work of the silica membrane is performed via the femtosecond laser cleavage method and the mechanical polishing method. The latter method demonstrates improved reliability in membrane integrity.

Finally, the different prototypes of pressure sensors were characterized in temperature and pressure. Temperature tests up to 900°C demonstrated the need for preliminary heat treatment for transducer stabilization by removing residual stresses within the optical fiber. In addition, a thermal pre-treatment before the pressure test showed a decrease of the average offset between the curves during the phases of rise and fall in pressure. Pressure tests up to 70 bar conducted on different transducer prototypes confirm a ~10 times higher sensitivity in the case of a flat membrane transducer with cylindrical cavity (of length smaller than the cavity diameter) compared to spherical cavity transducers. In addition, the results obtained experimentally are in very good agreement with the predictions of the models from COMSOL Multiphysics ©. Finally, a transducer based on the combination of a Fabry-Pérot and a Bragg grating has been characterized in order to discriminate pressure and temperature measurement for aeronautical applications.

Keywords : optical fiber, sensor, temperature, pressure, Fabry-Pérot