



THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique

École doctorale : « Physique en Île-de-France »

réalisée au

Laboratoire Kastler Brossel

présentée par

**Rémi METZDORFF**

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Refroidissement de résonateurs mécaniques macroscopiques proche de leur état quantique fondamental**

devant le jury composé de :

M.	Rémy BATTESTI	Rapporteur
M.	Pierre-François COHADON	Directeur de thèse
M.	Antoine HEIDMANN	Membre invité
Mme	Agnès MAITRE	Examinateuse
M.	Francesco MARIN	Examinateur
M.	Laurent PINARD	Membre invité
M.	Jean-Philippe POIZAT	Rapporteur



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Théorie</b>	<b>5</b>
2.1	Optique . . . . .	5
2.1.1	Faisceau gaussien . . . . .	5
2.1.2	Cavité optique Fabry-Perot dans le cadre de l'optique gaussienne	8
2.1.3	Pertes dans une cavité Fabry-Perot . . . . .	10
2.1.4	Amplitude du champ . . . . .	12
2.1.5	Dynamique du champ électrique dans une cavité Fabry-Perot . .	13
2.1.6	Mesures interférométriques de déplacement . . . . .	16
2.2	Mécanique . . . . .	21
2.2.1	Description classique . . . . .	22
2.2.2	Description quantique . . . . .	24
2.3	Optomécanique . . . . .	28
2.3.1	La pression de radiation . . . . .	28
2.3.2	Limite de sensibilité des mesures interférométriques . . . . .	29
2.3.3	Effet statique de la pression de radiation . . . . .	31
2.3.4	Effet dynamique de la pression de radiation . . . . .	31
2.3.5	Refroidissement . . . . .	32
2.3.6	Asymétrie des bandes latérales . . . . .	36
2.4	Notations . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Échantillons</b>	<b>39</b>
3.1	Résonateur . . . . .	39
3.1.1	Micro-pilier en quartz . . . . .	39
3.1.2	Disque en silicium . . . . .	40
3.1.3	Simulations COMSOL . . . . .	41
3.2	Miroir de couplage . . . . .	42
3.2.1	Photoablation . . . . .	42
3.2.2	Développement empirique de la séquence . . . . .	44
3.2.3	Protocole de fabrication . . . . .	47
3.2.4	Miroir à cristaux phononiques . . . . .	50
3.3	Caractérisations optiques . . . . .	52
3.3.1	Absorption et diffusion . . . . .	52
3.3.2	Transmission . . . . .	53

3.3.3	Géométrie des structures obtenues . . . . .	55
3.3.4	Caractérisation de la cavité de mesure . . . . .	58
3.4	Caractérisation mécanique . . . . .	68
3.4.1	Interféromètre de Michelson . . . . .	68
3.4.2	Cavité . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Montage optique</b>	<b>81</b>
4.1	Laser . . . . .	81
4.1.1	Cavité de filtrage . . . . .	83
4.2	Modulateurs . . . . .	86
4.2.1	Modulateur de phase . . . . .	86
4.2.2	Modulateur d'amplitude . . . . .	88
4.2.3	Modulateur acousto-optique . . . . .	90
4.3	Injection . . . . .	92
4.4	Photodétecteurs . . . . .	93
4.4.1	Photodiode à avalanche . . . . .	93
4.4.2	Photodétecteur différentiel . . . . .	93
4.5	Détections . . . . .	98
4.5.1	Side of fringe . . . . .	100
4.5.2	Détection Pound-Drever-Hall . . . . .	100
4.5.3	Détection homodyne . . . . .	101
4.5.4	Détection hétérodyne . . . . .	103
<b>5</b>	<b>Cavité de mesure (FPM)</b>	<b>105</b>
5.1	Design de la cavité . . . . .	105
5.1.1	Cahier des charges et implémentation . . . . .	105
5.1.2	Description des différentes pièces mécaniques . . . . .	109
5.2	Alignement de la cavité de mesure . . . . .	109
5.2.1	Collage des échantillons . . . . .	109
5.2.2	Assemblage . . . . .	110
5.2.3	Préalignment . . . . .	110
5.2.4	Alignement . . . . .	110
5.2.5	Ajustement de la longueur de la cavité . . . . .	112
5.3	Montage dans le cryostat à dilution . . . . .	115
5.3.1	Alignement du faisceau incident . . . . .	115
5.3.2	Fermeture du cryostat . . . . .	117
5.3.3	Optimisation de la polarisation . . . . .	117
5.3.4	Dégredation des surfaces optiques sous vide . . . . .	118
5.4	Contrôles . . . . .	120
5.4.1	Connections . . . . .	120
5.4.2	Asservissement . . . . .	122
5.5	Nettoyage des échantillons . . . . .	123
5.5.1	Immersion . . . . .	125
5.5.2	Nettoyage classique . . . . .	125
5.5.3	First contact . . . . .	125
5.5.4	Autres méthodes . . . . .	126

<b>6 Refroidissement</b>	<b>127</b>
6.1 Micro-pilier . . . . .	128
6.1.1 Refroidissement jusqu'à 5 phonons . . . . .	128
6.1.2 Asymétrie des bandes latérales . . . . .	138
6.1.3 Autres tentatives . . . . .	139
6.2 Micro-disque . . . . .	141
6.2.1 Mesure de la masse effective . . . . .	142
6.2.2 Refroidissement par rétroaction . . . . .	142
<b>7 Étude des pertes d'une micro-cavité Fabry-Perot</b>	<b>149</b>
7.1 Montage expérimental . . . . .	149
7.1.1 Cavité de longueur variable . . . . .	150
7.1.2 Injection et détection . . . . .	151
7.1.3 Détermination de la longueur . . . . .	152
7.2 Résultats . . . . .	156
7.2.1 Mesure du rayon de courbure . . . . .	158
7.2.2 Simulations . . . . .	160
7.3 Recouvrement de la finesse au niveau d'une dégénérescence de modes . .	163
<b>8 Conclusion</b>	<b>169</b>
8.1 Résumé du manuscrit . . . . .	169
8.2 Bilan de la thèse et perspectives . . . . .	171
<b>Annexes</b>	<b>173</b>
<b>Annexe A Protocole expérimental</b>	<b>175</b>
A.1 Caractérisation . . . . .	175
A.1.1 Masse effective . . . . .	175
A.1.2 Caractérisations optiques de la FPM . . . . .	176
A.1.3 Caractérisation du montage . . . . .	176
A.1.4 Facteur de qualité . . . . .	177
A.2 Refroidissement par rétroaction . . . . .	177
A.3 Résumé . . . . .	177
<b>Annexe B Opération des cryostats</b>	<b>179</b>
B.1 Cryostat à circulation d'hélium . . . . .	179
B.1.1 Description générale . . . . .	179
B.1.2 Protocole de refroidissement . . . . .	179
B.2 Cryostat à dilution horizontal . . . . .	182
B.2.1 Description générale . . . . .	182
B.2.2 Protocole de refroidissement . . . . .	183
<b>Annexe C Liste des échantillons disponibles</b>	<b>189</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>193</b>



# Chapitre 1

## Introduction

Les propriétés de la lumière en font un outil de choix pour de nombreuses mesures de déplacements. En évaluant le temps de parcours de brèves impulsions lumineuses, il est par exemple possible de déterminer avec une précision de l'ordre du millimètre la distance **absolue** séparant deux objets, ou encore la vitesse relative d'un corps par rapport à un autre [WND96, SMV<sup>+</sup>98]. A une toute autre échelle, en mesurant le déphasage d'un faisceau laser à l'aide de techniques interférométriques [Ste93] et en utilisant des cavités optiques de grande finesse [Sau17], il est possible de mesurer les déplacements **relatifs** d'un miroir mobile avec une sensibilité allant jusqu'à  $10^{-22} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ . De telles techniques interférométriques ont ainsi permis récemment de détecter les ondes gravitationnelles, cent ans après leur prédiction théorique [Ein16]. Le premier événement détecté était associé à la coalescence de deux trous noirs [Abb16], un des événements les plus violents connus dans l'univers, finalement détecté à travers l'un des plus faibles signaux expérimentaux jamais observés... L'amélioration constante des interféromètres gravitationnels, qui permet aujourd'hui une observation hebdomadaire en moyenne de tels événements (essentiellement coalescences de binaires de trous noirs, mais aussi d'étoiles à neutron, et peut-être plus encore dans l'avenir), ouvre la voie vers une nouvelle astronomie gravitationnelle. Après des efforts expérimentaux considérables pour réduire l'ensemble des bruits classiques (bruit sismique et bruit thermique des miroirs notamment), ces expériences ont leur sensibilité aujourd'hui essentiellement limitée par des bruits liés à la nature quantique de la lumière.

Deux formes de bruit quantique interviennent dans ces mesures. Le **bruit quantique de phase** est un bruit blanc qui, en se superposant au déphasage lié au déplacement que l'on cherche à mesurer, limite la sensibilité de la mesure, c'est-à-dire le plus petit mouvement que l'on peut espérer détecter. Les fluctuations quantiques étant d'autant plus négligeables devant la valeur classique du champ électromagnétique au fur et à mesure que l'on augmente la puissance lumineuse, ce bruit diminue. Mais un second bruit intervient alors : le **bruit quantique de pression de radiation** [Coh00, Bri04, Ver10]. Le faisceau laser présente en effet également du bruit quantique d'intensité, à l'origine à travers la pression de radiation d'une force aléatoire exercée sur le miroir mobile sur lequel le faisceau se réfléchit. Il crée alors un **bruit de position** supplémentaire, qui peut également limiter la sensibilité [PYP<sup>+</sup>13, AKM14]. Cet effet est très faible mais croît lui avec la puissance lumineuse [Cav80, Cav81]. Un compromis entre les bruits quantiques de phase et de pression de radiation peut être

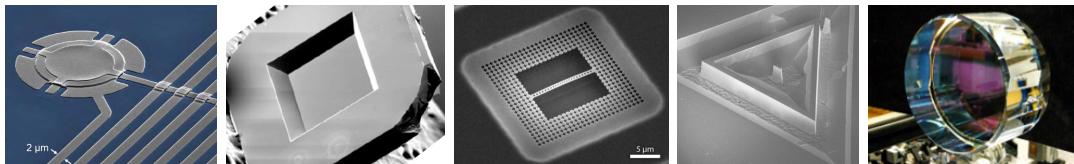


FIGURE 1.1 – Différents systèmes optomécaniques : de gauche à droite : première démonstration du refroidissement dans l'état quantique fondamental avec une capacité couplée à une membrane possédant un mode tambour avec une masse effective de 50 pg à 10 MHz [TDL<sup>+</sup>11], démonstration du refroidissement dans l'état fondamental avec un laser sur une poutre avec un cristal photonique (300 fg à 4 GHz) [CASN<sup>+</sup>11], membrane en nitride de silicium (40 ng à 1 – 10 MHz) [ZESMJ<sup>+</sup>08] utilisée pour le refroidissement dans l'état fondamental [PPK<sup>+</sup>16], micro-pilier en quartz utilisé dans cette thèse (33 µg à 3,6 MHz), masse test de l'interféromètre Virgo (40 kg à 150 Hz) [The08].

réalisé et aboutit à la limite quantique standard (LQS), qui correspond au plus petit déplacement mesurable avec un faisceau laser dans un état cohérent. Cette LQS est une des manifestations du couplage optomécanique entre la lumière laser et le déplacement (ou les modes de vibration mécaniques) des miroirs mobiles : un déplacement d'un miroir dans une cavité optique modifie la phase du champ et s'accompagne d'un changement de l'amplitude du champ intracavité, qui en retour modifie la position du miroir à travers la pression de radiation. Si ce couplage est très souvent problématique, il peut également être utilisé pour induire des corrélations entre le bruit de phase et le bruit d'intensité quantique du laser [PYP<sup>+</sup>13, SNGH<sup>+</sup>13].

Des solutions pour franchir cette la LQS ont néanmoins déjà été proposées et impliquent notamment l'utilisation de lumière comprimée dépendant de la fréquence [The08, WCC16] pour réduire le bruit quantique sur l'ensemble de la bande de fréquence de la mesure. Les premiers pas vers l'utilisation de lumière comprimée dans les interféromètres gravitationnels ont déjà été réalisés et ont permis de démontrer une amélioration de la sensibilité sur une large gamme de fréquence en réduisant le bruit quantique de phase [AAA<sup>+</sup>11].

Toutefois, l'observation de la LQS impose de préparer un système dans lequel le bruit classique est négligeable. Pour des systèmes mécaniques résonnantes comme ceux utilisés pour cette thèse, la principal bruit classique est le bruit thermique, ou mouvement brownien des miroirs, qu'il est notamment possible de réduire en refroidissant les résonateurs utilisés. Mais même dans un cryostat à dilution, pour des résonateurs mécaniques résonnant au plus à quelques dizaines ou centaines de MHz, le bruit thermique résiduel masque le bruit quantique de déplacement associé à la LQS. Il faut alors utiliser le faisceau laser pour réduire encore la température effective du résonateur. Ce **refroidissement par pression de radiation**, initialement mis en évidence au laboratoire en 2006 [ACB<sup>+</sup>06], a depuis été poussé à l'extrême avec une large variété de systèmes optomécaniques qu'il a été possible de refroidir jusqu'à l'état fondamental du résonateur mécanique [CASN<sup>+</sup>11, TDL<sup>+</sup>11].

Jusqu'à présent, le refroidissement jusqu'à l'état fondamental de résonateurs mécaniques a été réalisé sur des objets de très faible masse, et en particulier de masse

très inférieure à la masse de Planck ( $m_P \approx 22 \mu\text{g}$ ). Certaines théories prévoient que cette masse serait associée à une limite entre le monde quantique des très petits objets et le monde classique des objets macroscopiques. Des effets de décohérence liés à la gravité sont ainsi envisagés pour les résonateurs macroscopiques [Leg02, AB09, Dio87, GRW86].

Cette thèse était donc initialement motivée principalement par deux aspects :

- **préparer un résonateur mécanique macroscopique près son état fondamental** : les résonateurs utilisés ici ont des masses effectives proches de  $100 \mu\text{g}$ , ce qui est supérieur de plus de trois ordre de grandeur aux autres expériences de refroidissement réalisées à ce jour. L'observation des fluctuations quantiques de position ou encore de l'asymétrie des bandes latérales mécaniques permettrait la mise en évidence d'un comportement quantique d'échantillons réellement macroscopiques.
- **observation des limites de sensibilité associées au bruit quantique** : les mêmes résonateurs peuvent être utilisés pour mettre en évidence les limites quantiques dans les mesures de position, et notamment le bruit quantique de pression de radiation. L'utilisation d'une source de lumière comprimée dépendant de la fréquence permettrait alors de faire la démonstration de mesures sous la LQS.

Différents problèmes expérimentaux (exposés au chapitre 6) nous ont malheureusement empêché d'augmenter la puissance laser incidente sur la cavité au-dessus de quelques dizaines de  $\mu\text{W}$ , ce qui limite les possibilités de mise en évidence du bruit de pression de radiation. Ce manuscrit traite en conséquence uniquement du premier point.

## Présentation du manuscrit

Le chapitre 2 introduit les concepts fondamentaux nécessaires à la compréhension des différents phénomènes étudiés au cours de cette thèse, et permet de définir les notations utilisées dans le reste du manuscrit. Après avoir rappelé des éléments d'optique gaussienne appliqués à l'étude de cavité Fabry-Perot, le comportement de l'oscillateur harmonique est décrit dans le cadre de la mécanique classique et dans celui de la mécanique classique, ce qui permet d'aborder les nuances attendues entre ces deux descriptions. Enfin, les différents phénomène liés à la pression de radiation appliqué à l'optomécanique en cavité sont étudiés pour modéliser au mieux les différents résultats obtenus. Les résonateurs mécaniques (micro-pilier et micro-disque) et les micro-coupleurs ( $\mu\text{RoC}$ ) utilisés pour l'implémentation de nos systèmes optomécaniques sont ensuite présentés dans le chapitre 3, depuis leur fabrication jusqu'à leur caractérisation. Dans le chapitre 4, on présente le montage optique utilisé pour les expériences de refroidissement. Ce chapitre donne également l'occasion d'évaluer plusieurs sources de bruits pouvant dégrader la sensibilité et menacer la stabilité de nos mesures. Le cœur de l'expérience est présenté dans le chapitre 5 avec une présentation détaillée du développement et de la mise en œuvre en cryogénie de la cavité de mesure (FPM pour Fabry-Perot de Mesure), formée d'un micro-résonateur mécanique et d'un micro-coupleur. Les différentes solutions apportées pour remédier aux difficultés liées à l'utilisation de micro-miroirs et de cavités dans un environnement cryogénique sont

notamment détaillées. Les résultats obtenus lors du refroidissement de nos échantillons proche de leur état fondamental, qui constituent le résultat principal de cette thèse, sont présentés dans le chapitre 6. Les nombreux paramètres expérimentaux sont notamment évaluées avec beaucoup de soin, avant de procéder au refroidissement par rétroaction du micro-pilier en quartz et du micro-disque en silicium. Les températures effectives atteintes sont inférieures au millikelvin, et correspondent à des niveaux d'occupation de 5 et 55 phonons pour les modes de nos échantillons de masses effectives  $33\text{ }\mu\text{g}$  et  $112\text{ }\mu\text{g}$ . Enfin, le chapitre 7 est consacré à l'étude des croisements de modes optiques dans une cavité Fabry-Perot et à leurs conséquences sur les pertes optiques observés pour certaines longueurs de cavité. Une telle étude, courante pour les interféromètres gravitationnels de longueur kilométrique, est ici motivée par l'importance cruciale que joueront à terme les pertes optiques dans cette expérience, quand elle utilisera de la lumière comprimée. Enfin, la conclusion de ce manuscrit 8 propose un résumé des résultats importants obtenus et présentés dans cette thèse et discute des possibles futures expériences.

Le chapitre 6 constitue le noyau de ce manuscrit et se veut compréhensible pour tout lecteur disposant déjà des connaissances associées à l'optomécanique en cavité. Sinon, la section 2.3 permet d'aborder les notions nécessaires. Tous les autres chapitres ainsi que l'annexe B fournissent les détails des techniques, astuces et protocoles nécessaires à la conduite des expériences présentées ici.

# Chapitre 2

## Théorie

Dans ce chapitre, les principaux concepts fondamentaux nécessaires à cette thèse sont détaillés. Tout d'abord, on introduira les notions d'optique gaussienne et de cavité Fabry-Perot pour ensuite étudier le résonateur mécanique harmonique. Finalement, l'interaction entre un champ lumineux et un résonateur mécanique sera décrite dans le cadre de l'optomécanique.

### 2.1 Optique

#### 2.1.1 Faisceau gaussien

Les solutions gaussiennes permettant de décrire l'onde lumineuse issue d'une source laser proviennent de la résolution des équations de Maxwell faite à l'aide de l'approximation paraxiale [KL66]. On montre ainsi que le champ électrique réel associé à un faisceau laser polarisé linéairement selon une direction  $\vec{p}$  orthogonale à sa propagation selon ( $Oz$ ) et oscillant à une fréquence  $\nu_L$  peut s'écrire sous la forme

$$\vec{E} = \alpha(t)\varepsilon(r,z)e^{i(\omega_L t - kz)}\vec{p} + c.c., \quad (2.1.1)$$

où  $k = 2\pi/\lambda_L$  est le vecteur d'onde,  $\omega_L = 2\pi\nu_L$  la pulsation,  $r$  la coordonnée transverse et *c.c.* représente le complexe conjugué.  $\alpha(t)$  est l'amplitude complexe du faisceau.

Le phaseur associé au champ électromagnétique  $\varepsilon(r,z)$  est donné par

$$\varepsilon(r,z) = A_0 \frac{1}{q(z)} e^{-ik \frac{r^2}{2q(z)}}, \quad (2.1.2)$$

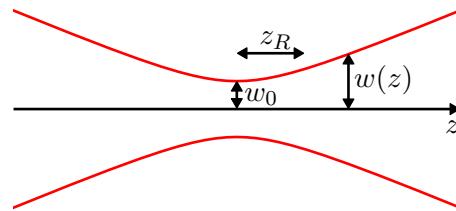


FIGURE 2.1 – Schéma représentant le profil d'un faisceau gaussien ainsi que ses principales caractéristiques.

avec  $A_0$  l'amplitude du champ et  $q(z)$  le paramètre complexe du faisceau. On peut réécrire cette équation pour faire apparaître plusieurs grandeurs décrivant le faisceau :

$$\varepsilon(r,z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{i\varphi(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{i\frac{-kr^2}{2R(z)}}, \quad (2.1.3)$$

où  $w(z)$  est le rayon du faisceau à  $1/e^2$ ,  $w_0$  le rayon au col du faisceau (waist),  $R(z)$  le rayon de courbure du front d'onde et  $\varphi(z)$  la phase de Gouy [KL66]. Le paramètre  $w_0$  qui correspond au rayon minimal du faisceau se déduit de la longueur de Rayleigh  $z_R$  correspondant à la distance de part et d'autre du col sur laquelle le front d'onde est quasi plan (voir figure 2.1) telle que

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}. \quad (2.1.4)$$

Le paramètre complexe du faisceau  $q(z)$  est aussi lié à  $z_R$  par la relation

$$q(z) = z + iz_R. \quad (2.1.5)$$

Les paramètres  $w(z)$ ,  $R(z)$  et  $\varphi(z)$  s'expriment également en fonction de  $z_R$ <sup>1</sup> :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}, \quad (2.1.6)$$

$$R(z) = \frac{z_R^2}{z} + z, \quad (2.1.7)$$

$$\varphi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right). \quad (2.1.8)$$

La solution (2.1.3) n'est pas la seule solution aux équations de Maxwell. Des solutions plus complexes existent et peuvent être regroupées en deux familles principales dont la géométrie est adaptée aux symétries du système considéré. Ainsi, dans le cas d'une symétrie cylindrique, ce sont les modes de Laguerre-Gauss qui décrivent le mieux le champ lumineux. Dans le cas d'une symétrie axiale dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, ce sont les modes d'Hermite-Gauss visibles sur la figure 2.2 (modes transverses électromagnétiques TEM<sub>mn</sub>) qui conviennent le mieux.<sup>2</sup> Ces modes ont un profil transverse différent qui n'est plus à symétrie cylindrique et donné par les polynômes d'Hermite-Gauss  $H_m$  :

$$\varepsilon_{m,n}(x,y,z) = \varepsilon(x,y,z) H_m\left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)}\right) e^{i(m+n)\varphi(z)}. \quad (2.1.9)$$

On notera que le faisceau gaussien obtenu précédemment correspond au cas particulier où  $m = n = 0$ .

---

1. On suppose ici que le col du faisceau se situe en  $z = 0$ . Si tel n'est pas le cas, il suffit de remplacer  $z$  par  $z - z_0$ , où  $z_0$  est la position du col.

2. Ces deux familles sont les plus souvent rencontrées mais il en existe d'autres, comme celle des modes Ince-Gauss [SBGV04] adaptés à des symétries elliptiques. Toutefois, tout au long de ce mémoire, la description des modes optiques à l'aide des modes d'Hermite-Gauss sera privilégiée.

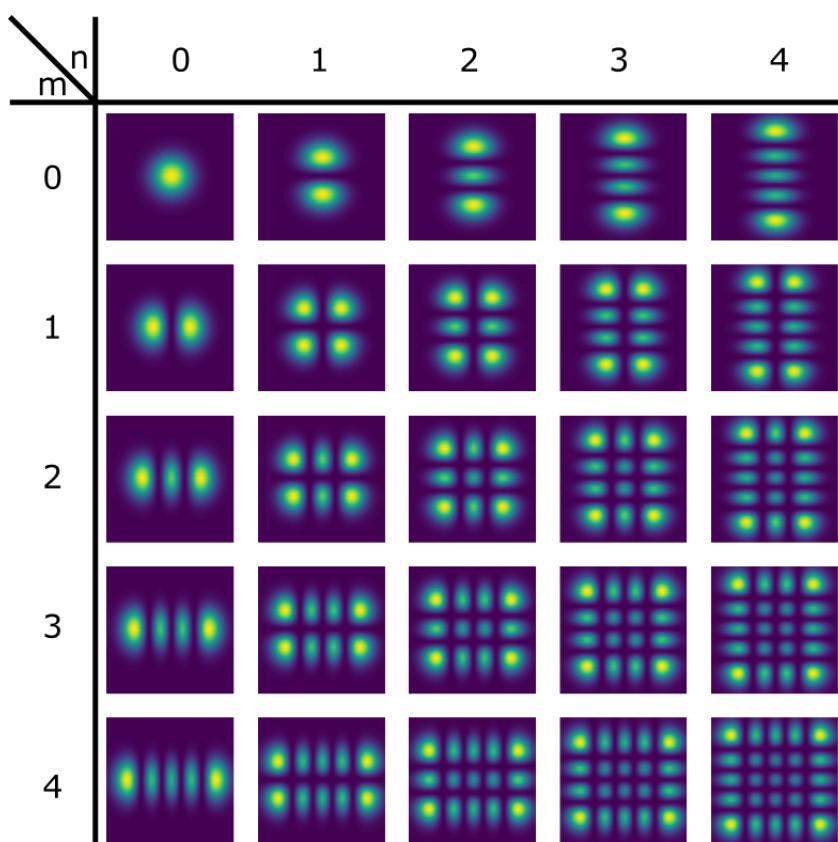


FIGURE 2.2 – Représentation du profil d'intensité des modes d'Hermite-Gauss depuis le mode TEM<sub>00</sub> jusqu'au mode TEM<sub>44</sub>.



FIGURE 2.3 – Les deux types de cavités utilisées au cours de cette thèse. A gauche : cavité linéaire plan concave ; à droite : cavité triangulaire avec deux miroirs plans et un miroir concave. Il existe évidemment d'autres géométries adaptées à différents usages. Ainsi, en optique quantique on utilise souvent des cavités à quatre miroirs, en forme de noeud de papillon (bow-tie cavity) pour les oscillateurs paramétriques optiques (OPO).

Pour décrire un faisceau présentant une asymétrie entre ses deux axes principaux, il convient de complètement séparer les composantes  $x$  et  $y$  car le paramètre complexe  $q(z)$  est propre à chaque direction. La phase de Gouy de ces modes est alors donnée par

$$\varphi_{m,n}(z) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \arctan\left(\frac{z}{z_{R_x}}\right) + \left(n + \frac{1}{2}\right) \arctan\left(\frac{z}{z_{R_y}}\right). \quad (2.1.10)$$

### 2.1.2 Cavité optique Fabry-Perot dans le cadre de l'optique gaussienne

Une cavité Fabry-Perot est constituée d'un ensemble de miroirs qui permettent de piéger de la lumière. Au cours de cette thèse, les deux types de cavité présentés sur la figure 2.3 ont été utilisés.

- Les cavités linéaires plan-concaves : nous restreindrons l'étude théorique à ce type de cavité constituée d'un miroir plan situé en  $z = 0$  et d'un miroir concave de rayon de courbure  $R_0$  situé en  $z = L_{\text{cav}}$  ;
- Les cavités triangulaires utilisées pour le filtrage de la source laser.

#### Forme géométrique du mode fondamental d'une cavité

Les photons d'un faisceau injecté dans la cavité peuvent y effectuer des aller-retours suite aux réflexions successives sur les deux miroirs, si bien que la lumière peut être confinée dans la cavité. Pour cela, la cavité doit être stable, c'est à dire que la distance entre les deux miroirs doit rester inférieure au rayon de courbure du miroir concave. En effet dans la cavité, le mode gaussien s'adapte au rayon de courbure des miroirs. On obtient donc deux conditions aux limites en  $z = 0$  et  $z = L_{\text{cav}}$  :

$$\begin{cases} z = 0 & R(0) = \infty, \\ z = L_{\text{cav}} & R(L_{\text{cav}}) = R_0. \end{cases} \quad (2.1.11)$$

La première permet de vérifier que le col du faisceau est bien au niveau du miroir plan. En utilisant l'équation (2.1.7) et la deuxième condition, on obtient

$$z_R^2 = L_{\text{cav}}(R_0 - L_{\text{cav}}), \quad (2.1.12)$$

ce qui impose un critère de stabilité pour que  $z_R$  soit défini :

$$L_{\text{cav}} < R_0. \quad (2.1.13)$$

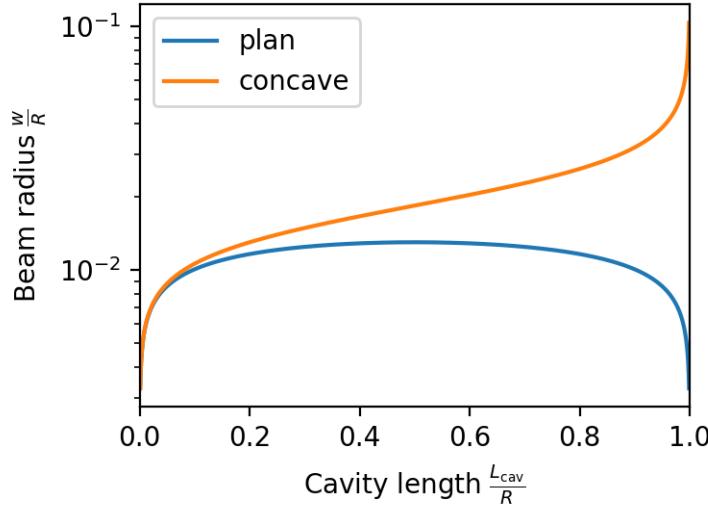


FIGURE 2.4 – Rayon du mode fondamental d’une cavité résonnante à 1064 nm en fonction de sa longueur au niveau du miroir plan  $w_0$  et du miroir concave  $w(z = L_{\text{cav}})$ .

Le rayon au col du faisceau dans la cavité est alors donné par

$$w_0^2 = \frac{\lambda_L}{\pi} \sqrt{L_{\text{cav}}(R_0 - L_{\text{cav}})}, \quad (2.1.14)$$

et est représenté sur la figure 2.4.

### Fréquence de résonance

Pour qu’un mode soit résonnant dans la cavité optique, il faut respecter une condition d’interférence constructive entre les faisceaux issus des différents aller-retours dans la cavité. Ceci se traduit par le fait que le déphasage associé à un cycle dans la cavité doit être égal à un multiple de  $2\pi$ , soit pour le mode TEM<sub>mn</sub> :

$$kL_{\text{cav}} - (m + n + 1) \arctan \left( \frac{L_{\text{cav}}}{z_R} \right) = (q + 1)\pi, \quad (2.1.15)$$

où  $q$  est un entier positif<sup>3</sup>. Les fréquences de résonance de la cavité s’écrivent alors

$$\frac{\nu}{\nu_{\text{ISL}}} = (q + 1) + \frac{1}{2\pi} (m + n + 1) \arccos \left( 1 - \frac{2L_{\text{cav}}}{R_0} \right), \quad (2.1.16)$$

où  $\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{2L_{\text{cav}}}$  correspond à l’intervalle spectral libre.

On voit sur la figure 2.5 que les modes se croisent pour certaines longueurs de cavité  $L_d$  données par

$$\frac{L_d}{R_0} = \sin^2 \left( \frac{p\pi}{m + n} \right), \quad (2.1.17)$$

où  $p$  est un entier strictement positif. On remarquera que pour tous les couples tels que  $m + n = \text{cte}$ , le croisement de mode intervient à la même longueur. Ceci n’est plus vrai dans le cas où le miroir concave est asymétrique. On assiste alors à une levée de dégénérescence au sein d’une famille de modes TEM.

---

3. On s’intéresse ici au cas où le miroir concave est parfaitement sphérique.

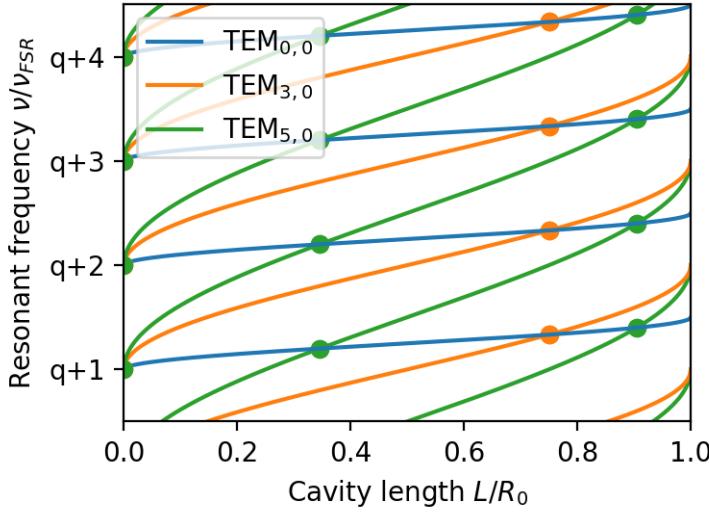


FIGURE 2.5 – Représentation de l'évolution des fréquences de résonance d'une cavité plan-concave pour différentes familles de modes  $\text{TEM}_{m,n}$ . Les points indiquent un croisement de modes, c'est-à-dire une longueur de cavité pour laquelle le mode fondamental est résonnant à la même fréquence qu'un mode d'ordre supérieur.

### 2.1.3 Pertes dans une cavité Fabry-Perot

Plusieurs mécanismes sont à l'origine des pertes dans une cavité optique. On se concentrera sur les pertes géométriques liées à la taille finie des miroirs, les pertes par diffusion liées à la rugosité des miroirs et l'absorption. Les pertes totales  $P$  d'une cavité s'expriment en fonction de ces trois contributions :

$$P = P_{\text{geom}} + P_{\text{dif}} + P_{\text{abs}}. \quad (2.1.18)$$

#### Pertes géométriques

Pour mieux comprendre ces pertes, on peut s'intéresser à la fraction de l'intensité d'un faisceau gaussien perdue sur les bords d'un miroir de rayon  $R_m$ . La distribution d'intensité est proportionnelle à  $|E(r,z)|^2$  :

$$I(r,z) = I_0(z) e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}}. \quad (2.1.19)$$

On note  $I_{\text{tot}}(z)$  l'intensité totale intégrée sur une surface  $z = \text{cte}$  orthogonale à la direction de propagation. On a alors

$$I_{\text{tot}}(z) = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{+\infty} I(r,z) r dr = I_0(z) \frac{\pi}{2} w^2(z). \quad (2.1.20)$$

En intégrant uniquement entre 0 et  $R_m$ , on obtient la fraction de l'intensité réfléchie par le miroir  $I_m$

$$I_m(z) = I_{\text{tot}}(z) \left( 1 - e^{-\frac{2R_m^2}{w^2(z)}} \right). \quad (2.1.21)$$

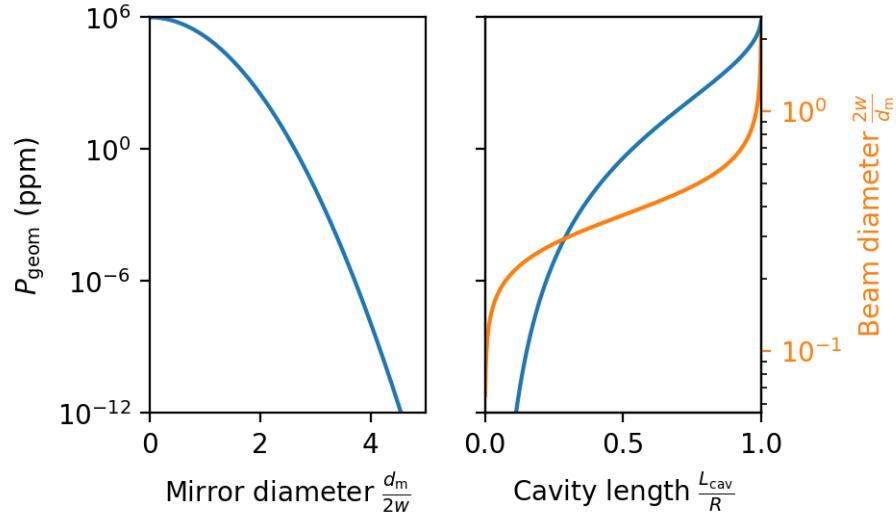


FIGURE 2.6 – A gauche : évolution des pertes géométriques en fonction du diamètre du miroir. A droite : évolution des pertes géométriques sur le miroir concave d'une cavité plan-concave en fonction de sa longueur. Le diamètre du faisceau au niveau du miroir concave est rappelé en orange. Pour l'exemple, on a choisi un miroir avec un rayon de courbure de 1 mm et un diamètre de 100 µm.

La fraction de lumière perdue  $P_{\text{geom}} = (1 - I_m)/I_{\text{tot}}$  s'exprime alors

$$P_{\text{geom}} = e^{-\frac{2R_m^2}{w^2(z)}}. \quad (2.1.22)$$

En particulier pour une cavité Fabry-Perot plan-concave, les pertes augmentent avec la longueur de la cavité car le faisceau au niveau du miroir concave s'élargit quand la cavité s'allonge, comme on peut le voir sur la figure 2.6.

### Diffusion

Dans le cas de miroirs parfaits, l'intégralité des photons d'un mode spatial est refléchie dans ce même mode. Les pertes par diffusions sont liées à la rugosité de surface des miroirs qui induit un couplage entre les différents modes TEM de la cavité. Dans la majorité des situations, les modes d'ordres supérieurs ne sont pas résonnantes en même temps que le TEM<sub>00</sub> donc la lumière est simplement perdue.

On peut calculer les pertes liées à la diffusion sur un miroir plan, sachant que le résultat est le même pour un miroir concave tant que la courbure du front d'onde du faisceau est adaptée à celle du miroir, ce qui est le cas dans une cavité. Au niveau du miroir plan, le profil d'amplitude du faisceau gaussien s'écrit

$$u(r, \theta) = e^{-\frac{r^2}{w_0^2}}. \quad (2.1.23)$$

En introduisant la rugosité  $\zeta(r, \theta)$ , on peut exprimer les pertes par diffusion  $P_{\text{dif}}$  sous

la forme [The10, Arc06]

$$P_{\text{dif}} = 4k^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} u^2(r,\theta) \zeta^2(r,\theta) r \, dr \, d\theta. \quad (2.1.24)$$

On note  $\overline{\zeta^2}$  la rugosité quadratique pondérée, définie par

$$\overline{\zeta^2} = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \zeta^2(r,\theta) e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} r \, dr \, d\theta \quad (2.1.25)$$

qui représente la rugosité mesurée sur la taille caractéristique du faisceau. On a alors

$$P_{\text{dif}} = 4k^2 \overline{\zeta^2}. \quad (2.1.26)$$

Ainsi, pour que les pertes par diffusion dans la cavité restent inférieures à 20 ppm, une rugosité de surface des miroirs inférieure à  $\sqrt{\overline{\zeta^2}} = 3 \text{ \AA}$  est requise.

### Absorption

Les matériaux utilisés dans les revêtements réfléchissants peuvent absorber une partie de la lumière qui les traverse, provoquant des pertes dans la cavité. En choisissant des matériaux présentant une absorption faible à la longueur d'onde utilisée, il est possible de limiter ces pertes. Ainsi, les miroirs diélectriques déposés par le LMA présentent une absorption très faible (< 1 ppm) grâce aux développements réalisés pour les dépôts sur les miroirs des interféromètres gravitationnels ([PSF<sup>+</sup>11]).

#### 2.1.4 Amplitude du champ

Dans la majorité des cas, le faisceau laser est issu d'une source à 1064 nm et est dans le mode fondamental TEM<sub>00</sub>. Toutes les informations utiles sur le champ électrique sont alors contenues dans l'amplitude complexe  $\alpha(t)$ . On choisit de noter le flux de photons  $I(t)$  tel que

$$I(t) = |\alpha(t)|^2 \quad (2.1.27)$$

où  $\alpha(t)$  est définie dans l'équation (2.1.1), ce qui impose la condition suivante sur  $A_0$  définie dans (2.1.2) et (2.1.3) :

$$A_0 = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_L}{\epsilon_0 c \pi w_0^2}}, \quad (2.1.28)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide.

Pour de multiples raisons (calibration, création de signaux d'erreur particuliers, etc.) il arrive souvent que le faisceau issu du laser soit modulé en phase. Une telle modulation à la pulsation  $\Omega$  et d'amplitude  $\phi$  peut s'écrire sous la forme

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} e^{i\phi \cos(\Omega t)}. \quad (2.1.29)$$

En utilisant le développement de Jacobi-Anger, on obtient

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} \left( J_0(\phi) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(\phi) (e^{in\Omega t} + e^{-in\Omega t}) \right), \quad (2.1.30)$$

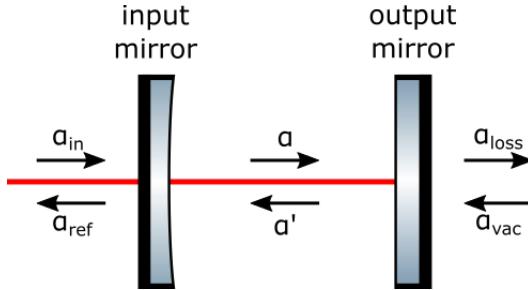


FIGURE 2.7 – Schéma représentant les différents champs électriques dans une cavité Fabry-Perot plan concave.

où  $J_n$  sont les fonctions de Bessel. On voit donc qu'une modulation de phase se traduit par la création de bandes latérales aux pulsations  $\omega_L + n\Omega$  de part et d'autre de la porteuse à la pulsation  $\omega_L$ . Dans la majorité des cas, l'amplitude de modulation est faible  $\phi \ll 1$  si bien que

$$\alpha(t) \approx \bar{\alpha} + \bar{\alpha} \frac{i\phi}{2} (e^{-i\Omega t} + e^{i\Omega t}). \quad (2.1.31)$$

### 2.1.5 Dynamique du champ électrique dans une cavité Fabry-Perot

Pour étudier le comportement d'une cavité Fabry-Perot on s'intéresse aux champs électriques représentés sur la figure 2.7 :

- le champ incident  $\alpha_{in}$  ;
- les champs intracavité propageant  $\alpha$  et contre propageant  $\alpha'$  ;
- le champ réfléchi  $\alpha_{ref}$  ;
- le champ transmis  $\alpha_{loss}$ , assimilé aux pertes de la cavité ;
- le champ vide qui entre par l'arrière de la cavité  $\alpha_{vac}$ .

On note  $T$  et  $P$  les coefficients de transmission en intensité des miroirs d'entrée et de sortie (la transmission du miroir de sortie permet ici de modéliser les pertes). On peut écrire quatre équations pour les relations entre les champs au niveau des deux miroirs en  $z = 0$  et  $z = L_{cav}$  :

$$\alpha(z = 0, t) = \sqrt{T}\alpha_{in}(t) + \sqrt{1 - T}\alpha'(z = 0, t) \quad (2.1.32)$$

$$\alpha_{ref}(t) = \sqrt{T}\alpha'(z = 0, t) - \sqrt{1 - T}\alpha_{in}(t) \quad (2.1.33)$$

$$\alpha'(z = L_{cav}, t) = \sqrt{P}\alpha_{vac}(t) + \sqrt{1 - P}\alpha(z = L_{cav}, t) \quad (2.1.34)$$

$$\alpha_{loss}(t) = \sqrt{P}\alpha(z = L_{cav}, t) - \sqrt{1 - P}\alpha_{vac}(t). \quad (2.1.35)$$

En appelant  $\phi(t) = 2kL_{cav}(t)$  le déphasage acquis par le champ lors d'un aller-retour dans la cavité, et  $\tau = 2L_{cav}(t)/c$  la durée d'un aller-retour, il est possible d'exprimer les champs  $\alpha(z = L_{cav}, t)$  et  $\alpha'(z = L_{cav}, t)$  en fonction de leur valeur en  $z = 0$ , si bien que l'on peut réécrire les équations 2.1.34 et 2.1.35 sous la forme

$$\alpha' \left( t + \frac{\tau}{2} \right) e^{-i\frac{\phi}{2}} = \sqrt{P}\alpha_{vac}(t) + \sqrt{1 - P}\alpha \left( t - \frac{\tau}{2} \right) e^{i\frac{\phi}{2}} \quad (2.1.36)$$

$$\alpha_{loss}(t) = \sqrt{P}\alpha \left( t - \frac{\tau}{2} \right) e^{i\frac{\phi}{2}} - \sqrt{1 - P}\alpha_{vac}(t). \quad (2.1.37)$$

### Équation pour le champ intracavité

En supposant que le miroir de fond peut effectuer des petits déplacements  $\delta x(t)$ , le déphasage  $\phi$  au voisinage d'une résonance peut s'écrire sous la forme  $\phi = 2n\pi + \delta\phi + 2k\delta x(t)$ . On peut alors faire l'approximation suivante

$$e^{i\phi} \approx 1 + \delta\phi + 2k\delta x(t), \quad (2.1.38)$$

en supposant  $\delta\phi$  et  $2k\delta x(t) \ll 1$ . En injectant l'équation 2.1.36 dans 2.1.32, on obtient

$$\begin{aligned} \alpha(t + \tau) = & (1 + i\delta\phi + i2k\delta x(t))\sqrt{1 - T}\sqrt{1 - P}\alpha(t) \\ & + \sqrt{T}\alpha_{\text{in}}(t + \tau) + \sqrt{P}\sqrt{1 - T}\alpha_{\text{vac}}(t + \frac{\tau}{2})e^{i\frac{\phi}{2}}. \end{aligned} \quad (2.1.39)$$

Dans le cadre d'une cavité de grande finesse,  $T + P \ll 1$  et on peut écrire

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - T} & \approx 1 - \frac{T}{2} \\ \sqrt{1 - P} & \approx 1 - \frac{P}{2} \\ \sqrt{1 - T}\sqrt{1 - P} & \approx 1 - \frac{T + P}{2}. \end{aligned}$$

On se place également dans le cas de petits déplacements et de faibles fluctuations du champ intracavité  $\alpha(t)$  autour de sa valeur moyenne  $\bar{\alpha}$ , si bien que  $\alpha(t)\delta x(t) \approx \bar{\alpha}\delta x(t)$ .

En soustrayant  $\alpha(t)$  à l'équation 2.1.39, on obtient

$$\frac{\alpha(t + \tau) - \alpha(t)}{\tau} = \left(i\Delta - \frac{\kappa}{2}\right)\alpha(t) + \sqrt{\frac{\kappa_{\text{in}}}{\tau}}\alpha_{\text{in}}(t) + \sqrt{\frac{\kappa_0}{\tau}}\alpha_{\text{vac}}(t) + i\bar{\alpha}G\delta x(t) \quad (2.1.40)$$

avec

$$\kappa = \frac{T + P}{\tau} \quad (2.1.41)$$

$$\eta = \frac{T}{T + P} \quad (2.1.42)$$

$$\kappa_{\text{in}} = \frac{T}{\tau} = \eta\kappa \quad (2.1.43)$$

$$\kappa_0 = \frac{P}{\tau} = (1 - \eta)\kappa \quad (2.1.44)$$

$$\Delta = \frac{\delta\phi}{\tau} = \omega_L - \omega_{\text{cav}} \quad (2.1.45)$$

$$G = \frac{2k}{\tau} = \frac{\omega_L}{L_{\text{cav}}}, \quad (2.1.46)$$

où  $\tau$  est le temps d'un aller-retour dans la cavité,  $\kappa$  le taux de décroissance de la cavité,  $\eta$  l'efficacité quantique,  $\kappa_{\text{in}}$  le taux de couplage,  $\kappa_0$  le taux de décroissance lié aux pertes, et  $\Delta$  le désaccord entre le laser et la cavité.

Finalement, on peut passer à la notation différentielle en faisant tendre  $\tau$  vers 0 car tous les taux  $\kappa$  sont petits devant  $1/\tau$  (hypothèse de cavité à haute finesse) et on obtient

$$\dot{\alpha}(t) = \left(i\Delta - \frac{\kappa}{2}\right)\alpha(t) + \sqrt{\frac{\kappa_{\text{in}}}{\tau}}\alpha_{\text{in}}(t) + \sqrt{\frac{\kappa_0}{\tau}}\alpha_{\text{vac}}(t) + i\bar{\alpha}G\delta x(t). \quad (2.1.47)$$

Dans cette équation,  $|\alpha(t)|^2$  et  $|\alpha_{\text{in}}(t)|^2$  expriment bien le flux de photons, donné en  $\text{photon.s}^{-1}$ . Pour obtenir le nombre de photons intracavité, il faut faire le produit  $|\alpha(t)|^2\tau$ .

### Champ réfléchi

Toujours dans l'approximation  $T \ll 1$ , en combinant les deux équations des champs au niveau du miroir d'entrée 2.1.32 et 2.1.33, on obtient pour le champ réfléchi

$$\alpha_{\text{ref}}(t) = \sqrt{\kappa_{\text{in}}\tau}\alpha(t) - \alpha_{\text{in}}(t). \quad (2.1.48)$$

En faisant varier le désaccord  $\Delta$  entre le laser et la cavité, on peut observer les résonances d'une cavité Fabry-Perot. En effet, si le désaccord est nul, la cavité est résonante et la lumière est majoritairement transmise. Dans le cas contraire, la lumière est directement réfléchie par le miroir d'entrée. Dans le cas statique et en négligeant les fluctuations du vide de moyenne nulle, l'équation 2.1.39 devient

$$0 = \left(i\Delta - \frac{\kappa}{2}\right)\alpha + \sqrt{\frac{\kappa_{\text{in}}}{2}}\alpha_{\text{in}}. \quad (2.1.49)$$

On peut alors déduire le coefficient de réflexion en intensité  $\mathcal{R} = I_{\text{ref}}/I_{\text{in}}$  de la cavité en fonction du désaccord

$$\mathcal{R}(\tilde{\Delta}) = 1 - \frac{4\eta(1-\eta)}{1+\tilde{\Delta}^2}, \quad (2.1.50)$$

où  $\tilde{\Delta} = \frac{\Delta}{\kappa/2}$  est le désaccord normalisé par la bande passante de la cavité. Le désaccord  $\Delta$  peut être balayé en faisant varier la fréquence du laser ou la fréquence de résonance de la cavité en modifiant sa longueur. Les résonances de la cavité se traduisent par des pics d'absorption lorentziens de largeur à mi hauteur (FWHM)  $\kappa$  et espacés de  $\omega_{\text{ISL}} = 2\pi\nu_{\text{ISL}}$ . On notera

$$\mathcal{F} = \frac{\omega_{\text{ISL}}}{\kappa} = \frac{2\pi}{T+P} \quad (2.1.51)$$

la finesse de la cavité.

En particulier, à résonance, le coefficient de réflexion de la cavité  $\mathcal{R}_{\text{res}} = \mathcal{R}(\Delta = 0)$  s'exprime sous la forme

$$\mathcal{R}_{\text{res}} = 1 - 4\eta(1-\eta) = \left(\frac{T-P}{T+P}\right)^2. \quad (2.1.52)$$

On distingue alors trois régimes :

- régime sous-couplé où  $T < P$  : la majorité du champ est directement réfléchie par le miroir d'entrée,  $\kappa$  est dominé par les pertes, la majorité de l'information est perdue ;
- régime critique où  $T = P$  : le champ réfléchi s'annule,  $\eta = 0,5$  ;
- régime sur couplé où  $T > P$  : la majorité du champ est réfléchie par la cavité,  $\kappa$  est dominé par la transmission du coupleur, la plupart de l'information est récupérée.

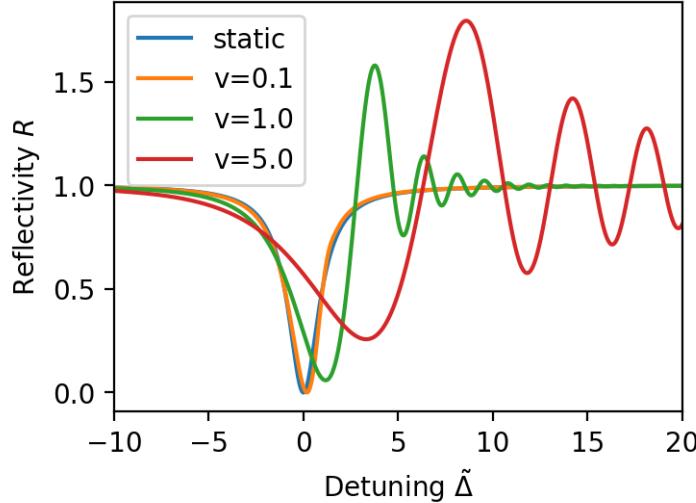


FIGURE 2.8 – Évolution de l'allure du pic d’Airy observé en réflexion dans la cas d’une cavité symétrique ( $T = P$ ) pour des vitesses de balayage  $v$  croissantes. On remarque que lorsque  $v \ll 1$  l’approximation statique (équation 2.1.50) décrit bien la réflexion de la cavité. En revanche, si la vitesse de balayage augmente, on observe un phénomène de rebonds.

L’équation 2.1.50 n’est valable que dans le cas statique où  $\dot{\alpha}(t) = 0$ , c’est-à-dire pour un désaccord variant très lentement. En supposant une vitesse de balayage en unité de bande-passante  $\kappa/2$  par temps de vie  $1/\kappa$  telle que  $\frac{\partial\omega_{\text{cav}}}{\partial t} = v\frac{\kappa^2}{2}$ , le cas statique correspond à  $v \ll 1$ . Si tel n’est pas le cas, on assiste à un phénomène de rebonds décrit par [PBVF97, LWH<sup>+</sup>99, Neu16a]

$$R(\tilde{\Delta}) = \left| 1 - \kappa_{\text{in}} \frac{1}{M\left(\frac{1}{v\kappa}\tilde{\Delta}\right)} \int_{-\infty}^{\frac{1}{v\kappa}\tilde{\Delta}} M(s) \, ds \right|^2, \quad (2.1.53)$$

où

$$M(t) = \exp\left(-iv\frac{\kappa^2}{4}t^2 + \frac{\kappa}{2}t\right). \quad (2.1.54)$$

Ce phénomène intervient lorsqu’un champ à une fréquence différente de  $\omega_{\text{cav}}$  interfère avec le champ intracavité avant que celui-ci n’ait eu le temps de décroître. On assiste alors à des oscillations amorties avec un temps caractéristique  $1/\kappa$  et dont la fréquence augmente comme le montre la figure 2.8.

### 2.1.6 Mesures interférométriques de déplacement

Dans ce mémoire, on s’intéresse à la mesure de petits déplacements à l’aide d’un laser, comme illustré sur la figure 2.9. Un déplacement  $\delta x$  d’un miroir induit un déphasage  $\delta\varphi$  de la lumière se réfléchissant dessus tel que

$$\delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda_L} \delta x. \quad (2.1.55)$$

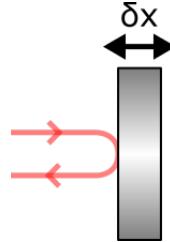


FIGURE 2.9 – Mesure du déplacement  $\delta x$  d'un miroir à l'aide d'un faisceau laser. Le déplacement du miroir se traduit en un déphasage  $\delta\varphi$  qui peut être mesuré par interférométrie.

Ce déphasage peut être mesuré par interférométrie en utilisant plusieurs méthodes.

### Interféromètre de Michelson

Un interféromètre de Michelson (schématisé sur la figure 2.10) consiste en un dispositif optique dont la transmission dépend de la longueur relative de ses deux bras. Après avoir été séparé par un premier passage à travers la séparatrice, les champs issus de la réflexion sur le système à mesurer  $\alpha_s$  et sur un miroir qui sert de référence  $\alpha_{LO}$  sont recombinés lors du deuxième passage dans la séparatrice avant d'être détectés par une photodiode. Le champ  $\alpha$  détecté résulte de la superposition cohérente des deux faisceaux :

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_s + \alpha_{LO} e^{i\varphi}), \quad (2.1.56)$$

associé à un intensité

$$I = I_s + I_{LO} + 2\sqrt{I_s I_{LO}} \cos \varphi. \quad (2.1.57)$$

La sensibilité maximale de l'interféromètre est obtenue à mi-frange pour  $\varphi = \pi/2$ . Des petites fluctuations  $\delta\varphi$  associées à des fluctuations de position  $\delta x$  se traduisent donc linéairement en fluctuation d'intensité tel que :

$$I \approx I_s + I_{LO} + 2\sqrt{I_s I_{LO}} \times 4\pi \frac{\delta x}{\lambda_L}. \quad (2.1.58)$$

Si la sensibilité maximale de l'interféromètre, c'est à dire l'amplitude des fluctuations d'intensité lumineuse associées à un déplacement donné, est maximale à mi-frange  $\varphi = \pi/2$ , le meilleur rapport signal à bruit est obtenu pour  $\varphi = 0,2\pi$  [BR04], ce qui explique que les interféromètres gravitationnels sont utilisés avec un asservissement sur une frange sombre. En effet le bruit quantique de phase décroît plus vite avec l'intensité lumineuse que le signal, ce qui conduit à la présence d'un point de fonctionnement optimal proche d'une frange sombre. Ce cas reste toutefois rarement favorable car il faut tout de même que le signal obtenu soit plus grand que les autres bruits de mesure, notamment associés au bruit électronique des détecteurs et appareils utilisés.

### Détection homodyne

A la différence de l'interféromètre de Michelson présenté précédemment, la détection homodyne s'intéresse aux champs  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  associés aux deux sorties de la

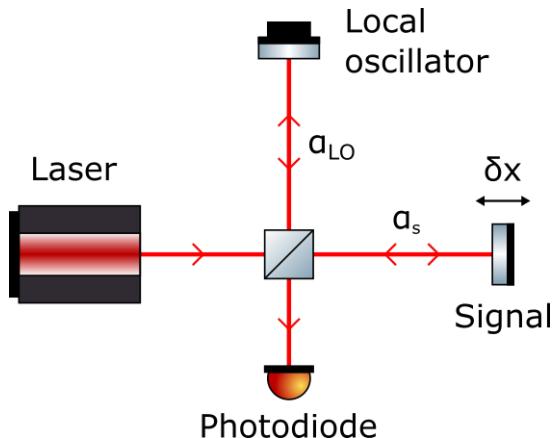


FIGURE 2.10 – Schéma de l’interféromètre de Michelson. La lumière d’un laser est répartie entre l’oscillateur local et le signal avant d’être recombinée puis détectée sur une photodiode.

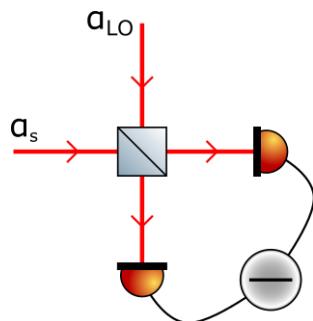


FIGURE 2.11 – Schéma de principe d’une détection homodyne. L’oscillateur local et le signal sont issus des deux bras d’un interféromètre de Mach-Zender par exemple, et on s’intéresse aux champs  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  associés aux deux sorties de la séparatrice.

séparatrice, comme représenté sur la figure 2.11. Le schéma le plus simple est l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zender, qui consiste en une version « dépliée » du Michelson, où la séparatrice et la lame sur laquelle sont combinés les deux faisceaux sont deux objets distincts. Il est toutefois possible d'implémenter une détection homodyne sur un interféromètre de Michelson, mais cela nécessite de travailler avec des polarisations orthogonales pour les faisceaux du signal et de l'oscillateur local. Un tel interféromètre est représenté sur la figure 3.27.

Les relations de passage pour une lame séparatrice permettent d'écrire les champs  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  reçus par les deux photodiodes [Bri04] :

$$\alpha_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_s + \alpha_{LO} e^{i\varphi}), \quad (2.1.59)$$

$$\alpha_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_s - \alpha_{LO} e^{i\varphi}). \quad (2.1.60)$$

La différence des photocourants s'exprime

$$i_- = 2 \operatorname{Re}(\alpha_s(t)\alpha_{LO}^*(t)e^{-i\varphi}). \quad (2.1.61)$$

On distingue alors la partie continue de cette différence donnée par

$$\bar{i}_- = 2\sqrt{I_s I_{LO}} \cos \varphi, \quad (2.1.62)$$

des fluctuations autour de la valeur moyenne données par

$$\delta i_-(t) = \overline{\alpha_{LO}} (\delta \alpha_s(t)e^{-i\varphi}) + \overline{\alpha_s} (\delta \alpha_{LO}(t)e^{i\varphi}). \quad (2.1.63)$$

Dans le cas où l'oscillateur local est très intense par rapport au faisceau signal, le deuxième terme de la somme peut être négligé et on obtient directement dans les fluctuations de la différence des photocourants le bruit de la quadrature d'angle  $\varphi$  du champ  $\alpha_s$ .

En contrôlant la phase  $\varphi$  entre l'oscillateur local et le signal, on peut mesurer n'importe quelle quadrature du champ  $\alpha_s$  pondérée par l'amplitude moyenne du champ de l'oscillateur local. En choisissant  $\varphi = \pi/2$  en asservissant la longueur de l'oscillateur local de telle sorte que  $i_- = 0$  (asservissement à mi-frange), on mesure le bruit de phase du faisceau signal qui contient l'information sur la position du miroir.

## Détection hétérodyne

Le principe de la détection hétérodyne est essentiellement identique à celui de la détection homodyne, à la différence près que l'oscillateur local est à une fréquence différente du faisceau signal. En effet, dans la détection homodyne, les deux faisceaux sont issus d'une même source laser à la pulsation  $\omega_L$ . Dans la détection hétérodyne implantée dans cette thèse, le faisceau signal est décalé en fréquence par des modulateurs acousto-optiques si bien qu'on observe le battement entre deux faisceaux de pulsations  $\omega_L$  et  $\omega_L + \Omega_{AOM}$ , comme le montre la figure 2.12.

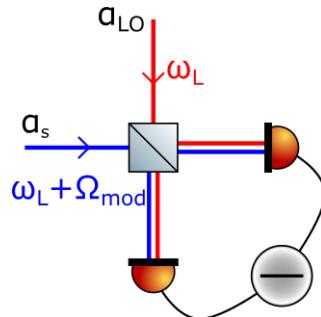


FIGURE 2.12 – Schéma de principe de la détection hétérodyne. A la différence de la détection homodyne, les faisceaux du signal et de l'oscillateur local sont à des fréquences différentes. Si l'utilisation d'une détection balancée permet de s'affranchir du bruit classique, il est tout à fait possible de n'utiliser qu'une simple photodiode. Cette photodiode doit tout de même avoir une bande passante suffisamment grande pour mesurer le battement entre les deux faisceaux, à la pulsation  $\Omega_{\text{AOM}}$ .

### Utilisation d'une cavité optique

L'utilisation d'une cavité optique permet d'augmenter significativement la sensibilité des mesures de petits déplacements. En effet, la lumière qui circule dans la cavité acquiert un déphasage supplémentaire à chaque aller-retour, ce qui aboutit à un déphasage  $\delta\varphi$  pour un faisceau à résonance :

$$\delta\varphi = 8\pi\mathcal{F}\frac{\delta x}{\lambda}. \quad (2.1.64)$$

L'effet d'un petit déplacement est ainsi amplifié d'un facteur  $2\mathcal{F}$  par rapport à l'interféromètre de Michelson seul. Ceci rend l'utilisation de cavité indispensable dans de nombreux domaines de la physique, de la détection des ondes gravitationnelle [CTD<sup>+</sup>80] à la mesure de la biréfringence du vide induite par des champs magnétiques intenses [CBF<sup>+</sup>14], en passant bien sûr par la détection de petits déplacements. Dans le cadre de l'optomécanique en cavité, le bénéfice est même double : la cavité amplifie l'effet d'un petit déplacement du résonateur mais augmente aussi la force de pression de radiation exercé sur le résonateur en augmentant l'intensité du champ intracavité.

Le déphasage  $\delta\varphi$  peut être mesuré grâce aux méthodes présentées précédemment, mais la cavité permet également de mesurer directement les déplacements d'un de ces miroirs en mesurant les petites variations de l'intensité réfléchie, dues aux fluctuations de longueur de la cavité au voisinage d'un point de fonctionnement donné. Pour maximiser la sensibilité de cette détection, il faut minimiser la réflexion de la cavité à résonance en se plaçant dans le régime d'adaptation d'impédance, où les pertes sont égales à la transmission du miroir d'entrée de la cavité. Cette détection possède une sensibilité maximale à mi-frange, alors qu'elle est nulle à résonance. Toutefois, il est souvent préférable d'asservir la cavité à résonance, pour des raisons qui seront évoquées plus tard. Pour cela, il est possible de comparer la phase du faisceau réfléchi par la cavité à l'aide d'un interféromètre de Michelson par exemple, où bien de créer un signal Pound-Drever-Hall.

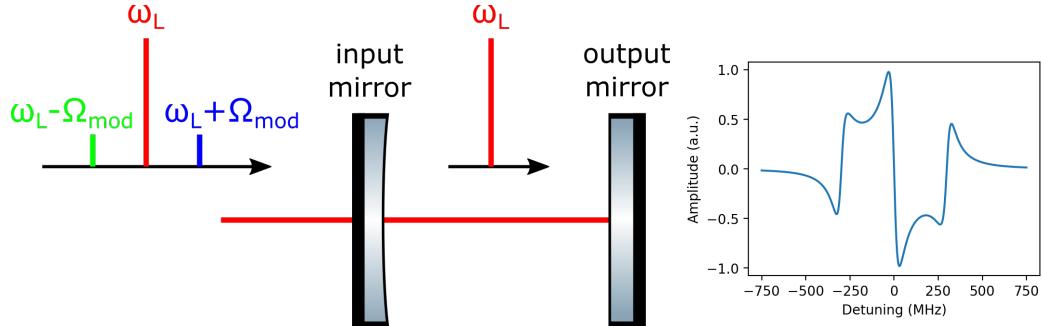


FIGURE 2.13 – Schéma de principe de la détection PDH et signal d’erreur associé. Le signal d’erreur est tracé par rapport au désaccord de la porteuse avec la fréquence de résonance de la cavité, pour une modulation à 300 MHz, 20 fois plus grande que la bande passante de la cavité.

### Détection Pound Drever Hall

Pour obtenir une sensibilité non nulle à résonance, il est maintenant courant d’utiliser un signal PDH. Cette méthode a d’abord été utilisée pour la stabilisation de la fréquence d’un laser sur la fréquence d’une cavité optique [DHK<sup>+</sup>83]. Un schéma de principe et l’allure du signal d’erreur typique sont représentés sur la figure 2.13. Il est obtenu en appliquant au faisceau incident une modulation de phase dont la fréquence  $\nu_{\text{mod}}$  est supérieure à la bande passante de la cavité. Cette détection peut être interprétée comme le résultat de l’interférence entre une porteuse de fréquence  $\nu_{\text{cav}}$  qui interagit avec la cavité et ses bandes latérales de fréquences  $\nu_{\text{cav}} \pm \nu_{\text{mod}}$  réfléchies directement par le miroir d’entrée. Le faisceau entrant dans la cavité subit un déphasage qui dépend de la longueur de la cavité contrairement aux bandes latérales qui servent de référence. Le faisceau réfléchi contient donc le battement entre la porteuse et ses bandes latérales, qui une fois démodulé à la fréquence de modulation permet d’obtenir le signal d’erreur visible sur la figure 2.13 [Bla00]. On notera qu’une modulation de phase d’amplitude  $\phi_0$  à une fréquence  $\Omega_0$  est équivalente à un déplacement  $\delta x_{\text{eq}}$  donné par :

$$\delta x_{\text{eq}} = \frac{L_{\text{cav}}}{\nu_L} \Omega_0 \phi_0. \quad (2.1.65)$$

Cette relation est valable dans le cas du PDH mais aussi pour une détection directe, et s’avère nécessaire pour la calibration des spectres de bruit de position comme on le verra plus tard [GSA<sup>+</sup>10].

## 2.2 Mécanique

Dans cette partie, les notions essentielles associées au comportement mécanique d’un oscillateur mécanique sont introduites.

### 2.2.1 Description classique

Dans une description classique de l'oscillateur harmonique, on suppose un système masse-ressort avec une masse  $m_{\text{eff}}$  et une constante de raideur  $k$ . Dans tous les cas étudiés ici, le déplacement est restreint à une dimension  $x$ , si bien qu'en l'absence de frottement, l'équation du mouvement s'écrit :

$$m_{\text{eff}} \frac{d^2x(t)}{dt^2} = -kx(t). \quad (2.2.1)$$

La résolution de cette équation donne des solutions oscillantes à la pulsation  $\Omega_m$  avec

$$\Omega_m = \sqrt{\frac{k}{m_{\text{eff}}}}. \quad (2.2.2)$$

Un système réel est toujours soumis à des pertes associées au taux d'amortissement  $\Gamma_m$  et peut être soumis à d'autres forces extérieures notées  $F_{\text{ext}}(t)$ . On obtient alors

$$m_{\text{eff}} \frac{d^2x(t)}{dt^2} + m_{\text{eff}} \Gamma_m \frac{dx(t)}{dt} + m_{\text{eff}} \Omega_m^2 x(t) = F_{\text{ext}}(t). \quad (2.2.3)$$

En l'absence de force extérieure, on obtient un régime pseudo-sinusoidal avec un taux de décroissance de l'amplitude des oscillations  $\Gamma_m/2$ .  $\Gamma_m$  résulte de la contribution de sources de pertes multiples qui peuvent avoir des origines très variées. Pour quantifier la qualité d'un résonateur mécanique, on introduit le facteur de qualité mécanique  $Q_m$  :

$$Q_m = \frac{\Omega_m}{\Gamma_m}. \quad (2.2.4)$$

Cette description temporelle est particulièrement adaptée pour étudier des effets transitoires, comme lorsqu'on cherche à mesurer le facteur de qualité d'un échantillon par la méthode du ringdown par exemple. Après l'arrêt d'une excitation forcée, on mesure le temps de décroissance des oscillations amorties dont l'enveloppe est une exponentielle décroissante du type

$$A(t) \propto e^{-t/\tau}, \quad (2.2.5)$$

où  $\tau = 2/\Gamma_m$ . Souvent, cette décroissance est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre qui mesure une puissance, proportionnelle au carré de l'amplitude. Le temps de décroissance  $\tau_m$  de cette puissance est alors égal à  $\tau/2$ , soit

$$\tau_m = \Gamma_m^{-1}. \quad (2.2.6)$$

Il est souvent plus pratique pour étudier le comportement d'un résonateur mécanique d'utiliser l'espace de Fourier. On passe ainsi d'une description temporelle  $(t)$  à une description fréquentielle  $[\Omega]$  du résonateur. Dans ce cas l'équation (2.2.3) devient

$$x[\Omega] = \chi[\Omega] F_{\text{ext}}[\Omega], \quad (2.2.7)$$

avec  $\chi[\Omega]$  la susceptibilité mécanique du système :

$$\chi[\Omega] = \frac{1}{m_{\text{eff}} [(\Omega_m^2 - \Omega^2) - i\Gamma_m \Omega]}. \quad (2.2.8)$$

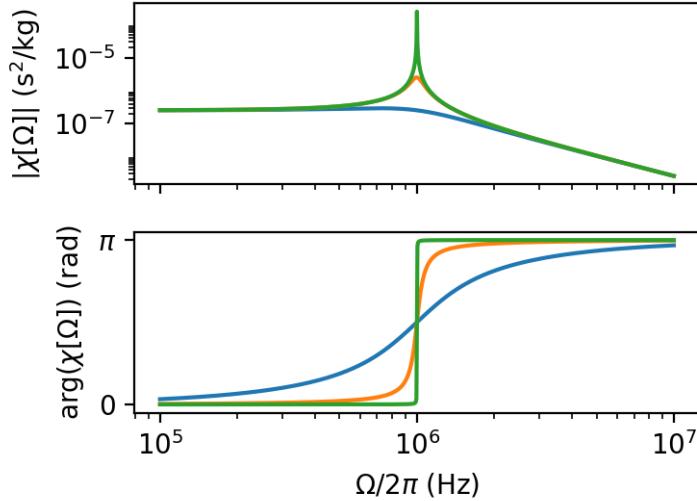


FIGURE 2.14 – Représentation de la susceptibilité mécanique pour un système fictif avec  $m_{\text{eff}} = 100 \mu\text{g}$ ,  $\Omega_m = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$  et pour trois facteurs de qualité  $Q_m$  : 1, 10 et 1000. On peut distinguer trois régimes de fréquence :  $\Omega < \Omega_m$  où le résonateur a une réponse plate,  $\Omega \approx \Omega_m$  où l'effet d'une force est amplifié par la résonance et enfin  $\Omega > \Omega_m$  où le résonateur se comporte comme un filtre mécanique passe-bas. Dans le cas où le résonateur fait partie d'un asservissement, la réponse en phase montre que la bande passante de ce dernier sera limitée par la résonance qui provoque un déphasage de  $\pi$ .

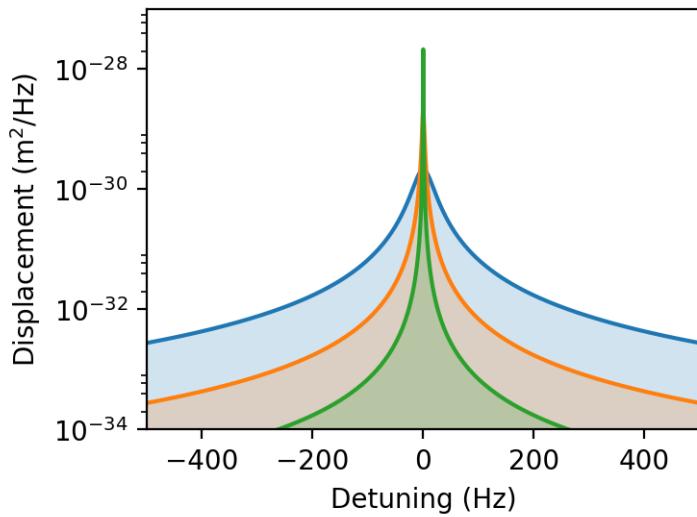


FIGURE 2.15 – Exemple de spectre de déplacement associé à un résonateur mécanique de fréquence  $\Omega_m = 2\pi \times 3,6 \text{ MHz}$ , de masse effective  $m_{\text{eff}} = 33,5 \mu\text{g}$  thermalisé à 300 K, pour différents facteurs de qualité mécanique ( $Q = 10^5$ ,  $10^6$  et  $10^7$ ). L'aire sous les trois pics est la même pour les trois courbes. L'ajustement de données expérimentales par une lorentzienne permet de déterminer l'aire sous la courbe et ainsi de déduire le rapport  $T/m_{\text{eff}}$ . Si l'un est connu, l'autre peut alors être déduit immédiatement.

Le module et la phase de la susceptibilité mécanique d'un système fictif sont représentés sur la figure 2.14. La susceptibilité d'un système peut être déterminée en mesurant sa réponse à une excitation connue à l'aide d'un analyseur de réseau par exemple.

Le terme de dissipation  $\Gamma_m$  se traduit par un couplage du résonateur à son environnement ayant une température  $T$ . Dans la théorie de Langevin, le couplage à ce bain thermique s'accompagne d'une force de Langevin  $F_T[\Omega]$ . Le théorème de fluctuation dissipation permet de lier le spectre de cette force à la partie dissipative de la susceptibilité mécanique du système :

$$S_{F_T}[\Omega] = -\frac{2k_B T}{\Omega} \operatorname{Im}(\chi[\Omega]^{-1}). \quad (2.2.9)$$

Cette force est à l'origine du mouvement brownien du résonateur qui se traduit par un bruit de position dont le spectre, d'après les équations (2.2.7) et (2.2.9), est donné par

$$S_{xx}^T[\Omega] = 2k_B T m_{\text{eff}} \Gamma_m |\chi[\Omega]|^2. \quad (2.2.10)$$

Finalement en remplaçant  $\chi[\Omega]$  par son expression, on obtient

$$S_{xx}^T[\Omega] = \frac{2k_B T}{m_{\text{eff}}} \frac{\Gamma_m}{(\Omega_m^2 - \Omega^2)^2 + \Gamma_m^2 \Omega^2}. \quad (2.2.11)$$

On notera en particulier que la variance du déplacement  $\langle x^2 \rangle$  est donnée par

$$\langle x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{xx}^T[\Omega] \frac{d\Omega}{2\pi}. \quad (2.2.12)$$

La variance  $\langle x^2 \rangle$  est donc donnée par l'aire sous la courbe du spectre de déplacement associé au bruit thermique du résonateur. En utilisant l'équation (2.2.11), on trouve

$$\langle x^2 \rangle = \frac{k_B T}{m_{\text{eff}} \Omega_m^2}. \quad (2.2.13)$$

L'équation (2.2.13) permet de lier la masse effective du résonateur et sa température à la mesure de l'aire du pic thermique, dont quelques exemples sont présentés dans la figure 2.15. Ainsi, la connaissance d'une de ces deux variables permet de connaître l'autre. Cette propriété est à la base des méthodes de thermométrie utilisées au cours de cette thèse.

## 2.2.2 Description quantique

Le système décrit précédemment peut aussi être étudié dans le cadre de la théorie quantique avec un oscillateur harmonique de masse  $m_{\text{eff}}$  astreint à se déplacer dans un potentiel harmonique à une dimension de la forme  $kx^2/2$ . En introduisant les opérateurs position  $\hat{X}$  et impulsions  $\hat{P}$  vérifiant la relation de commutation

$$[\hat{X}, \hat{P}] = i\hbar, \quad (2.2.14)$$

le Hamiltonien  $\hat{H}$  du système s'écrit

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \frac{\hat{P}^2}{m_{\text{eff}}} + \frac{1}{2} k \hat{X}^2. \quad (2.2.15)$$

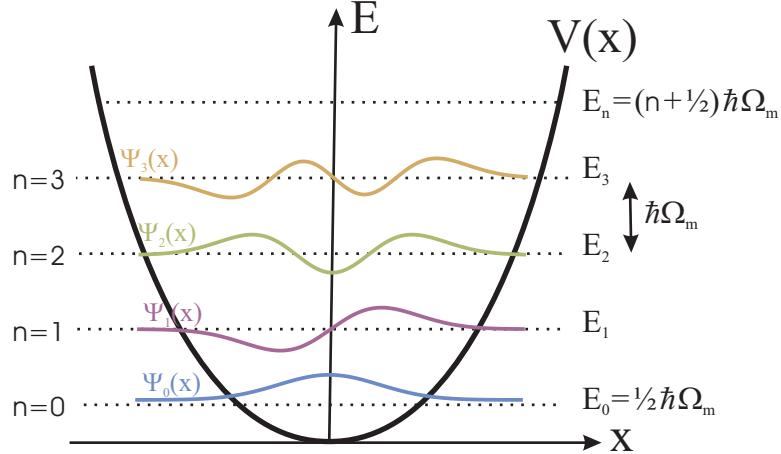


FIGURE 2.16 – Quantification des états d'énergie du résonateur harmonique. On remarque en particulier que l'état de plus faible énergie ne possède pas une énergie nulle contrairement aux prédictions classiques. Ceci se traduit par un bruit de position du résonateur dans son état fondamental, dont l'amplitude est donnée par les fluctuations de point zéro  $x_{ZPF}$ .

Il est alors plus simple d'introduire les opérateurs conjugués création et annihilation  $\hat{b}^\dagger$  et  $\hat{b}$  définis comme des combinaisons linéaires des opérateurs  $\hat{X}$  et  $\hat{P}$  selon les relations

$$\hat{b} = \sqrt{\frac{m_{\text{eff}}\Omega_m}{2\hbar}} \left( \hat{X} + i\frac{\hat{P}}{m_{\text{eff}}\Omega_m} \right), \quad (2.2.16)$$

et

$$\hat{b}^\dagger = \sqrt{\frac{m_{\text{eff}}\Omega_m}{2\hbar}} \left( \hat{X} - i\frac{\hat{P}}{m_{\text{eff}}\Omega_m} \right), \quad (2.2.17)$$

toujours avec  $\Omega_m = \sqrt{k/m_{\text{eff}}}$ . Ces deux opérateurs vérifient alors la relation de commutation  $[\hat{b}, \hat{b}^\dagger] = 1$  et le Hamiltonien peut alors s'écrire sous sa forme canonique :

$$\hat{H} = \hbar\Omega_m \left( \hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.2.18)$$

Les états propres du Hamiltonien sont les états de Fock caractérisés par un entier positif  $n$  tels que

$$H |n\rangle = E_n |n\rangle. \quad (2.2.19)$$

L'énergie propre  $E_n$  du  $n$ -ième mode propre de cette base s'écrit alors

$$E_n = \hbar\Omega_m \left( n + \frac{1}{2} \right). \quad (2.2.20)$$

On observe alors que les niveaux d'énergie du système sont quantifiés et qu'à la différence des prédictions classiques, le système dans son état fondamental possède une énergie non nulle  $E_0 = \hbar\Omega_m/2$ . Cette observation peut également être interprétée

comme une conséquence de l'inégalité d'Heisenberg qui impose une limite sur le produit des incertitudes sur  $\hat{X}$  et  $\hat{P}$  :

$$\Delta\hat{X}\Delta\hat{P} \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (2.2.21)$$

Il en résulte que dans son état de plus faible énergie, si la moyenne de la position du résonateur est nulle, il a néanmoins une densité de probabilité de présence gaussienne dont la largeur est donnée par les fluctuations de point zéro  $x_{\text{ZPF}} = \sqrt{\Delta\hat{X}^2}$  telles que

$$x_{\text{ZPF}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m_{\text{eff}}\Omega_m}}. \quad (2.2.22)$$

Comme précédemment, cette étude est limitée à un système fictif, parfaitement isolé de son environnement. Dans un cas plus général, le Hamiltonien total du système  $\hat{H}_{\text{tot}}$  résulte de la contribution de trois termes :

- $\hat{H}$ , le Hamiltonien de l'oscillateur harmonique ;
- $\hat{H}_{\text{env}}$ , décrivant un bain thermique dans lequel est placé le résonateur ;
- $\hat{H}_c$ , terme de couplage traduisant l'interaction entre l'oscillateur et le bain thermique.

Le système est alors dans un état d'équilibre thermodynamique caractérisé par l'opérateur densité

$$\rho = \frac{1}{Z} \exp\left(\frac{\hat{H}}{k_B T}\right). \quad (2.2.23)$$

$Z$  est la fonction de partition donnée par

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar\Omega_m}{k_B T}\right] = \frac{e^{-\frac{\hbar\Omega_m}{2k_B T}}}{1 - e^{-\frac{\hbar\Omega_m}{k_B T}}}. \quad (2.2.24)$$

L'énergie moyenne de l'oscillateur  $E$  est alors donnée par le nombre moyen de phonons thermiques du résonateur  $n_T$  tel que

$$E = \hbar\Omega \left(n_T + \frac{1}{2}\right), \quad (2.2.25)$$

avec

$$n_T = \left[e^{\frac{\hbar\Omega_m}{k_B T}} - 1\right]^{-1}. \quad (2.2.26)$$

Dans le cas où la température est très élevée, c'est à dire pour  $k_B T \gg \hbar\Omega_m$ , le nombre de phonons thermiques peut être approximé par

$$n_T \approx \frac{k_B T}{\hbar\Omega_m}. \quad (2.2.27)$$

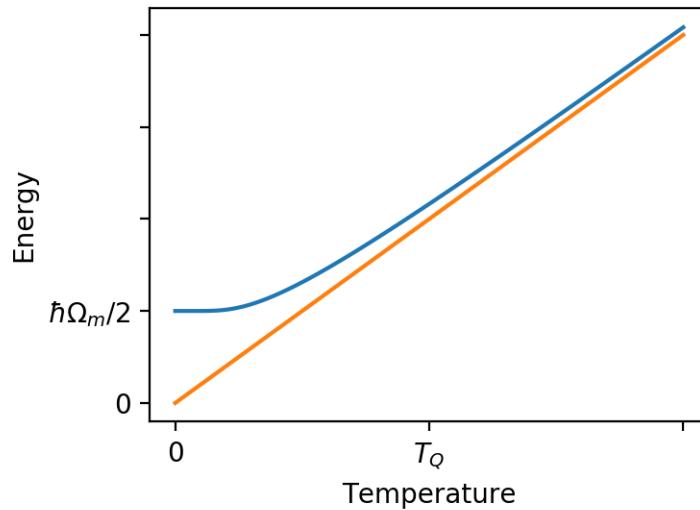


FIGURE 2.17 – Représentation de l'énergie moyenne de l'oscillateur harmonique au voisinage de la température quantique  $T_Q$  définie par  $k_B T_Q = \hbar \Omega_m$ . Dans cette région, on voit apparaître la différence entre les prédictions classique et quantique.

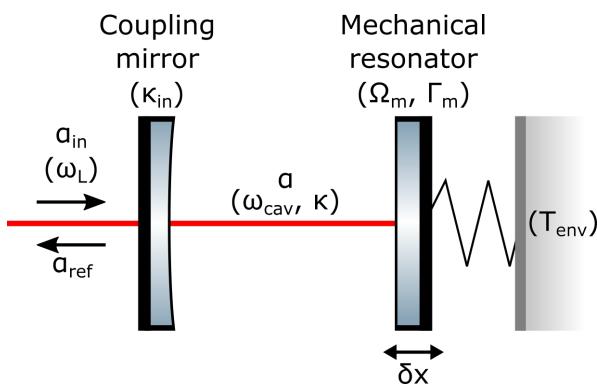


FIGURE 2.18 – Schéma d'un système optomécanique, formée d'un miroir d'entrée fixe et d'un résonateur mécanique. Le champ intracavité  $\alpha$  est couplé au champ incident  $\alpha_{in}$  par l'intermédiaire de la transmission du coupleur associée au taux de couplage  $\kappa_{in}$ , et le mode mécanique est couplé à son environnement agissant comme un bain thermique par l'intermédiaire du taux de dissipation mécanique  $\Gamma_m$ .

## 2.3 Optomécanique

Jusqu'à présent, les résonateurs optique et mécanique ont été traités séparément. On a vu qu'un déplacement d'un miroir sur lequel se réfléchit un faisceau laser induit un déphasage. De plus, lorsqu'une intensité lumineuse importante se réfléchit sur un miroir mobile, la pression de radiation induit une force qui en contrepartie déplace le miroir. Ce couplage est à l'origine du couplage optomécanique que l'on se propose de détailler dans cette section. On considère donc à présent une cavité optique dont l'un des miroirs est un résonateur mécanique qui peut vibrer autour d'une position d'équilibre comme le montre la figure 2.18.

**Remarque :** Sauf explicitement mentionné, tous les exemples illustrés dans les graphiques de cette section sont tracés pour un système optomécanique avec les propriétés suivantes :

- masse effective du résonateur mécanique  $m_{\text{eff}} = 33,5 \mu\text{g}$  ;
- pulsation mécanique  $\Omega_m = 2\pi \times 3,6 \text{ MHz}$  ;
- facteur de qualité mécanique intrinsèque  $Q = 10^6$  ;
- cavité de finesse  $F = 60000$  ;
- cavité de longueur  $L_{\text{cav}} = 100 \mu\text{m}$  ;
- transmission du coupleur  $T = 80 \text{ ppm}$  ;
- température du bain thermique  $T_{\text{env}} = 80 \text{ mK}$ .

### 2.3.1 La pression de radiation

Un photon de fréquence  $\omega_L$  possède une impulsions de  $\hbar\omega_L/c$ . Lors d'une réflexion sur un miroir parfaitement réfléchissant, la conservation de l'impulsion impose que le photon transmet une impulsions au miroir égale au double de sa propre impulsions. Il en résulte une force de pression de radiation  $F_{\text{RP}}(t)$  qui dépend du flux de photons dans la cavité  $I(t)$  :

$$F_{\text{RP}}(t) = \frac{2\hbar\omega_L}{c} I(t). \quad (2.3.1)$$

Comme le flux de photons dépend du profil transverse du mode optique de la cavité, la force n'est pas identique sur toute la surface du résonateur. En particulier pour un mode mécanique donné, la force de pression de radiation dépend de la superposition entre le profil du mode optique et de celle du mode mécanique. Comme les résonateurs étudiés dans cette thèse sont tous étudiés pour que le miroir se déplace sans déformation et perpendiculairement au faisceau dans le cas du mode optimisé, cette remarque peut être oubliée et la force de pression de radiation de l'équation (2.3.1) peut être utilisée telle quelle. Tous les photons du mode optique participent de manière équivalente.

Enfin, en changeant la condition de résonance de la cavité, les déplacements du miroir modifient la puissance intracavité, et donc la force exercée sur la miroir. Le couplage par pression de radiation forme ainsi une boucle de rétroaction sur le champ intracavité. Nous étudierons les effets principaux de cette boucle sur la dynamique du miroir mobile dans la section 2.3.4.

### 2.3.2 Limite de sensibilité des mesures interférométriques

Comme on l'a vu précédemment, les mesures de petits déplacements  $\delta x$  sont ramenées à des mesures de variations de phase  $\delta\varphi$ . Dans le cadre d'une mesure limitée quantiquement, la sensibilité de la mesure est déterminée par deux sources de bruits :

- le bruit de phase du faisceau de mesure  $\delta\varphi_{\text{QSN}}$  qui dégrade directement la sensibilité ;
- le bruit d'intensité du faisceau qui par pression de radiation se traduit en bruit de position sur le résonateur  $\delta x_{\text{QRPN}}$ . Cet effet est appelé l'action en retour de la mesure.

Après son interaction avec le système, les fluctuations de phase  $\delta\varphi$  du faisceau de mesure résultent donc de la somme de trois termes :

$$\delta\varphi = \delta\varphi_{\text{QSN}} + \frac{8\pi}{\lambda} \mathcal{F} (\delta x + \delta x_{\text{QRPN}}). \quad (2.3.2)$$

Le spectre des fluctuations de l'intensité  $S_{II}$  dépend du flux moyen de photons  $\bar{I}^4$  selon la relation :

$$S_{II}[\Omega] = \bar{I}, \quad (2.3.3)$$

et le spectre des fluctuations de phase  $S_{\varphi\varphi}$  est donné par :

$$S_{\varphi\varphi}[\Omega] = \frac{1}{4\bar{I}}. \quad (2.3.4)$$

En combinant l'équation (2.3.4) avec (2.3.2) dans le cas où les fluctuations de position  $\delta x$  sont équivalentes au bruit de phase, on obtient la limite de sensibilité des mesures de déplacement associées au bruit quantique de phase :

$$S_{xx}^{\text{QSN}}[\Omega] = \frac{\lambda^2}{256\mathcal{F}^2\bar{I}_{\text{in}}}. \quad (2.3.5)$$

Le bruit quantique de phase du faisceau de mesure est donc responsable d'un bruit blanc. Pour réduire sa contribution, on utilisera des cavités de haute finesse et des puissances optique aussi élevées que possible.

Bien que le bruit quantique d'intensité soit un bruit blanc, son effet sur la mesure est modulé par la susceptibilité mécanique du résonateur. On peut ainsi obtenir le bruit de position associé aux fluctuations quantiques de l'intensité du faisceau de mesure  $S_{xx}^{\text{QRPN}}$  :

$$S_{xx}^{\text{QRPN}}[\Omega] = \frac{64\hbar^2}{\lambda^2} \mathcal{F}^2 |\chi[\Omega]|^2 \bar{I}_{\text{in}}. \quad (2.3.6)$$

Ces effets sont résumés dans la figure 2.19.

En particulier, il existe à chaque fréquence mécanique une puissance optique  $P_{\text{SQL}}[\Omega]$  pour laquelle les bruits quantiques de phase et de pression de radiation sont égaux. Le bruit total de la mesure,  $S_{xx}^{\text{tot}}[\Omega] = S_{xx}^{\text{QSN}}[\Omega] + S_{xx}^{\text{QRPN}}[\Omega]$  est alors minimal et égale à la limite quantique standard  $S_{xx}^{\text{SQL}}[\Omega]$ . Réciproquement, pour un puissance optique suffisamment élevée, il existe une pulsation mécanique  $\Omega_{\text{SQL}} > \Omega_m$  pour laquelle

---

4. On rappelle que le flux moyen de photon  $\bar{I}$  est lié à la puissance du faisceau  $P$  par la relation  $\bar{I} = P/h\nu$  où  $\nu$  est la fréquence du laser.

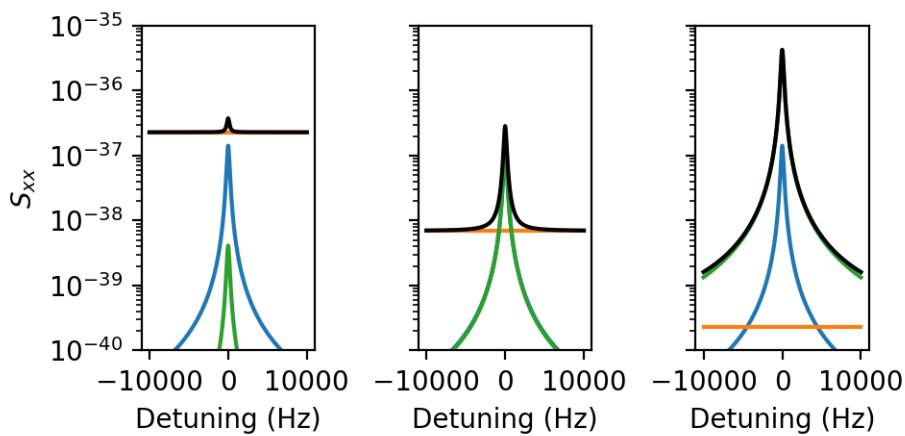


FIGURE 2.19 – Mise en évidence des bruits quantiques lors de la mesure des fluctuations de position d'un résonateur ( $Q_{\text{eff}} = 10^4$  et  $T_{\text{eff}} = 200 \mu\text{K}$ ) pour des puissances optiques de  $1 \mu\text{W}$ ,  $33 \mu\text{W}$  et  $1 \text{mW}$ . Le spectre total  $S_{xx}^{\text{tot}}$  en noir résulte de la contribution de trois termes : le bruit quantique de phase  $S_{xx}^{\text{QSN}}$  en jaune, le bruit quantique de pression de radiation  $S_{xx}^{\text{QRPN}}$  en vert et le bruit de position associé au mouvement brownien du résonateur  $S_{xx}$  en bleu. A faible puissance optique, le bruit de phase domine le spectre et limite la sensibilité tandis qu'à haute puissance, le bruit de pression de radiation domine le bruit thermique. Comme on le verra par la suite, tous les cas rencontrés dans cette thèse se limitent à la situation où le bruit de pression de radiation est négligeable devant les autres.

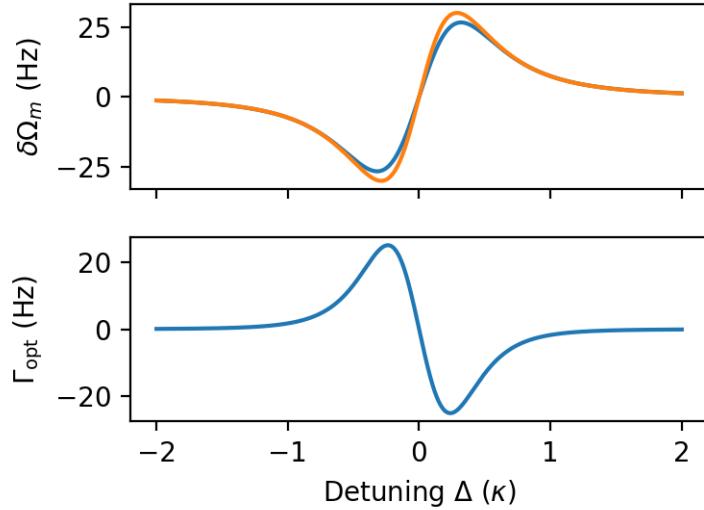


FIGURE 2.20 – Représentation du déplacement de la fréquence de résonance dû à l’effet de ressort optique (en haut : la courbe bleue est le résultat du calcul exact tandis que la courbe jaune est le résultat de l’approximation dans le cas où  $\kappa \gg \Omega_m$ ) et taux de dissipation optomécanique (en bas). La puissance optique incidente de cet exemple est de  $10 \mu\text{W}$ .

la limite quantique standard est atteinte. La courbe de sensibilité optimale  $S_{xx}^{\text{SQL}}[\Omega]$  décrit la limite de sensibilité infranchissable dans les mesures optomécaniques sans exploiter les corrélations entre les différents bruit quantiques. L’utilisation de lumière comprimée dépendant de la fréquence permet néanmoins de franchir cette limite et permettra d’améliorer la sensibilité des interféromètres gravitationnels notamment.

### 2.3.3 Effet statique de la pression de radiation

L’effet le plus important de la pression de radiation est un effet statique dû à la moyenne du champ intracavité. En utilisant l’équation (2.1.47) dans sa version statique, on trouve que la moyenne du flux de photon intracavité  $\bar{I}$  s’exprime par :

$$\bar{I} = \frac{2}{\pi} \mathcal{F} \eta \bar{I}_{\text{in}} \frac{1}{1 + 4(\Delta + G\delta\bar{x})^2/\kappa^2}. \quad (2.3.7)$$

Le déplacement statique est alors :

$$\delta\bar{x} = \chi[0] \frac{2\hbar\omega_L}{c} \bar{I}. \quad (2.3.8)$$

### 2.3.4 Effet dynamique de la pression de radiation

Les effets dynamiques décrits dans [AKM14] ont deux conséquences sur le résonateur :

- un déplacement de la fréquence de résonance mécanique  $\delta\Omega_m$  par un effet de ressort optique ;

- un changement du facteur de qualité mécanique en ajoutant un taux de dissipation optomécanique  $\Gamma_{\text{opt}}$ .

Ces deux effets sont représentés sur la figure 2.20.

L'effet de ressort optique modifie la constante de raideur  $k$  du résonateur, ce qui déplace la fréquence de résonance mécanique d'une quantité  $\delta\Omega_m$  donnée par :

$$\delta\Omega_m = g_0^2 \frac{P}{\hbar\omega_L} \frac{\kappa_{\text{in}}}{\Delta^2 + \frac{\kappa^2}{4}} \left[ \frac{\Delta - \Omega_m}{\frac{\kappa^2}{4} + (\Delta - \Omega_m)^2} + \frac{\Delta + \Omega_m}{\frac{\kappa^2}{4} + (\Delta + \Omega_m)^2} \right], \quad (2.3.9)$$

où  $g_0 = Gx_{\text{ZPF}}$ . Dans le cas des bandes latérales non résolues avec  $\kappa \gg \Omega_m$ , l'équation (2.3.9) devient :

$$\delta\Omega_m = g_0^2 \frac{P}{\hbar\omega_L} \frac{\kappa_{\text{in}}}{\Delta^2 + \frac{\kappa^2}{4}} \frac{2\Delta}{\frac{\kappa^2}{4} + \Delta^2}. \quad (2.3.10)$$

On peut alors distinguer deux régimes :

- $\Delta < 0$  (laser désaccordé vers le rouge), ce qui diminue la constante de raideur et diminue la fréquence de résonance mécanique ;
- $\Delta > 0$  (laser désaccordé vers le bleu), ce qui augmente la constante de raideur et augmente la fréquence de résonance mécanique.

Le taux de dissipation optomécanique est quant à lui donné par :

$$\Gamma_{\text{opt}} = g_0^2 \frac{P}{\hbar\omega_L} \frac{\kappa_{\text{in}}}{\Delta^2 + \frac{\kappa^2}{4}} \left[ \frac{\kappa}{\frac{\kappa^2}{4} + (\Delta + \Omega_m)^2} - \frac{\kappa}{\frac{\kappa^2}{4} + (\Delta - \Omega_m)^2} \right]. \quad (2.3.11)$$

Le taux de dissipation effectif du résonateur devient alors  $\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}$ . Une fois de plus on distingue deux régimes :

- $\Delta < 0$  donnant  $\Gamma_{\text{opt}} > 0$ , ce qui diminue le facteur de qualité mécanique effectif du résonateur ;
- $\Delta > 0$  donnant  $\Gamma_{\text{opt}} < 0$ , ce qui augmente le facteur de qualité mécanique effectif du résonateur. Dans le cas où  $\Gamma_{\text{eff}} < 0$ , le système devient instable.

### 2.3.5 Refroidissement

Plusieurs méthodes permettent d'obtenir un refroidissement d'un mode propre du résonateur en exploitant la pression de radiation. Le refroidissement peut être vu comme un couplage du résonateur à un environnement (avec un taux  $\Gamma_{\text{opt}}$ ) plus froid que le bain thermique, se traduisant par une augmentation de l'amortissement du résonateur. Ce bain froid est dans ce cas associé au champ électromagnétique du laser, dont l'occupation thermique est déjà très proche de zéro à température ambiante compte tenu de sa fréquence élevée<sup>5</sup>. La dissipation effective  $\Gamma_{\text{eff}}$  résulte alors de la contribution des pertes mécaniques intrinsèques du résonateur et du ou des couplage(s) associé(s) au(x) protocole(s) de refroidissement. On obtient ainsi :

$$\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}. \quad (2.3.12)$$

---

5. Ce n'est pas le cas dans le domaine microonde où il est nécessaire de refroidir les sources. En effet pour un champ lumineux ( $\nu_{\text{opt}} \approx 3 \times 10^{14}$  Hz), la température quantique correspondant à un niveau d'occupation thermique de 1 est de  $T_Q^{\text{opt}} \approx 10^4$  K alors que dans le domaine microonde ( $\nu_{\mu} \approx 10^{10}$  Hz), on a  $T_Q^{\mu} \approx 0,5$  K.

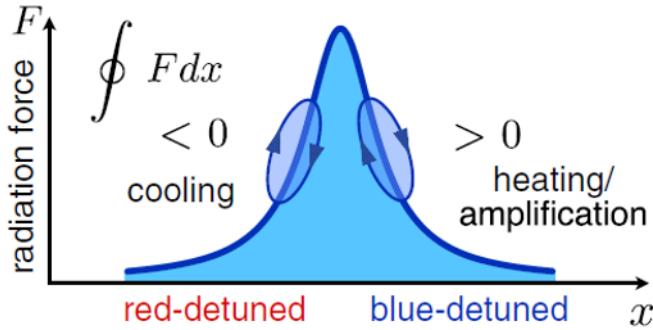


FIGURE 2.21 – Auto refroidissement comme illustré dans [AKM14]. La nature retardée de la force de pression de radiation forme des cycles dont le travail est négatif ( $\Delta < 0$ ) ou positif ( $\Delta > 0$ ) ce qui induit une dissipation (resp. amplification) associée à un refroidissement (resp. chauffage) du mode mécanique du résonateur.

La température effective du mode est alors différente de la température du bain thermique auquel il est couplé et est donnée par :

$$T_{\text{eff}} = T_{\text{env}} \frac{Q_{\text{eff}}}{Q_{\text{env}}}. \quad (2.3.13)$$

### Auto refroidissement (self-cooling)

L’auto refroidissement est une conséquence directe du taux de dissipation optomécanique décrit précédemment. En choisissant un désaccord entre le laser et la cavité négatif ( $\Delta < 0$ ) tel que  $\Gamma_{\text{opt}}$  soit positif, on peut augmenter l’amortissement effectif  $\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}$  du résonateur, c’est-à-dire réduire son facteur de qualité effectif  $Q_{\text{eff}}$ . Cette diminution du facteur de qualité s’accompagne d’un refroidissement du mode du résonateur selon la relation (2.3.13). Cet effet peut aussi être vu comme un auto asservissement de la position du résonateur en cavité :

- lorsque que le mouvement brownien du miroir allonge la cavité, l’intensité intracavité décroît, ce qui diminue la force de pression de radiation ;
- à l’inverse, quand la cavité se raccourcit, l’intensité augmente, ce qui accroît la force de pression de radiation.

Ces deux phénomènes ont pour effet de maintenir le résonateur proche de sa position d’équilibre.

Le niveau d’occupation minimal  $n_T^{\min}$  atteignable grâce à cette méthode est donné par [AKM14] :

$$n_T^{\min} = \left[ \frac{\kappa^2/4 + (\Delta - \Omega_m)^2}{\kappa^2/4 + (\Delta + \Omega_m)^2} - 1 \right]^{-1}, \quad (2.3.14)$$

et dans la limite où  $\kappa \gg \Omega_m$ , on obtient :

$$n_T^{\min} = \frac{\kappa}{4\Omega_m}. \quad (2.3.15)$$

### Feedback cooling

Le refroidissement par rétroaction est un asservissement sur la position du résonateur. Il consiste en une mesure de ses fluctuations de position qu'on utilise comme signal d'erreur pour contre réagir sur les déplacements du résonateur. En plus de la force de Langevin, le résonateur est alors soumis à la force appliquée par la rétroaction  $F_{\text{fb}}(t)$  si bien que l'équation du mouvement (2.2.3) devient

$$m_{\text{eff}} \frac{d^2x(t)}{dt^2} + m_{\text{eff}}\Gamma_m \frac{dx(t)}{dt} + m_{\text{eff}}\Omega_m^2 x(t) = F_T(t) + F_{\text{fb}}(t). \quad (2.3.16)$$

La force de rétroaction peut être assimilée à une force de frottement dont l'intensité dépend du gain  $g$  de la boucle de rétroaction :

$$F_{\text{fb}}(t) = -gm_{\text{eff}}\Gamma_m \frac{dx(t)}{dt}. \quad (2.3.17)$$

L'équation (2.3.17) correspond au cas idéal où seul le déplacement du résonateur est mesuré. Dans la réalité, la mesure est soumise à un bruit qu'il est possible de ramener à un bruit de position  $x_n(t)$  quelle que soit son origine et on obtient alors une force de rétroaction de la forme

$$F_{\text{fb}}(t) = -gm_{\text{eff}}\Gamma_m \frac{d}{dt}(x(t) + x_n(t)). \quad (2.3.18)$$

En suivant un raisonnement analogue à celui ayant conduit à l'équation (2.2.11), on peut obtenir le spectre de bruit de position du résonateur :

$$S_{xx}[\Omega] = \frac{1}{(\Omega_m^2 - \Omega^2)^2 + (1+g)^2\Gamma_m^2\Omega^2} \left[ \frac{2k_B T}{m_{\text{eff}}} \Gamma_m + g^2 \Gamma_m^2 \Omega^2 S_{xx}^N \right], \quad (2.3.19)$$

en fonction du spectre du bruit de mesure  $S_{xx}^N$ . Ici et compte tenu des cas expérimentaux rencontrés, on se limite à un bruit de mesure blanc associé au bruit des photodiodes ou au bruit shot du laser. Dans le dernier cas, le spectre du bruit de mesure est alors simplement donné par  $S_{xx}^N = S_{xx}^{\text{QSN}}$ .

Si le spectre de déplacement mesuré est celui du signal d'erreur, la mesure est réalisée en boucle fermée. Comme précisé dans [PDMR07], il convient alors de faire la distinction entre le spectre de déplacement réel du résonateur  $S_{xx}[\Omega]$  et le spectre mesuré  $S_{xx}^{\text{in}}[\Omega]$  donné par :

$$S_{xx}^{\text{in}}[\Omega] = \frac{1}{(\Omega_m^2 - \Omega^2)^2 + (1+g)^2\Gamma_m^2\Omega^2} \left[ \frac{2k_B T}{m_{\text{eff}}} \Gamma_m + (\Omega_m^2 - \Omega^2)^2 + \Gamma_m^2 \Omega^2 \right] S_{xx}^N. \quad (2.3.20)$$

Dans la limite où le bruit de mesure est très faible devant le bruit thermique,

$$S_{xx}^N \ll 2\Gamma_{\text{eff}} k_B T_{\text{eff}} / m_{\text{eff}}, \quad (2.3.21)$$

les équations (2.3.19) et (2.3.20) conduisent au même résultat, ce qui est habituellement le cas à gain faible. Le pic thermique observé dans les spectres de déplacement peut alors être simplement ajusté par une lorentzienne et la température du mode du résonateur déduite de l'aire sous la courbe comme précédemment. En revanche, pour

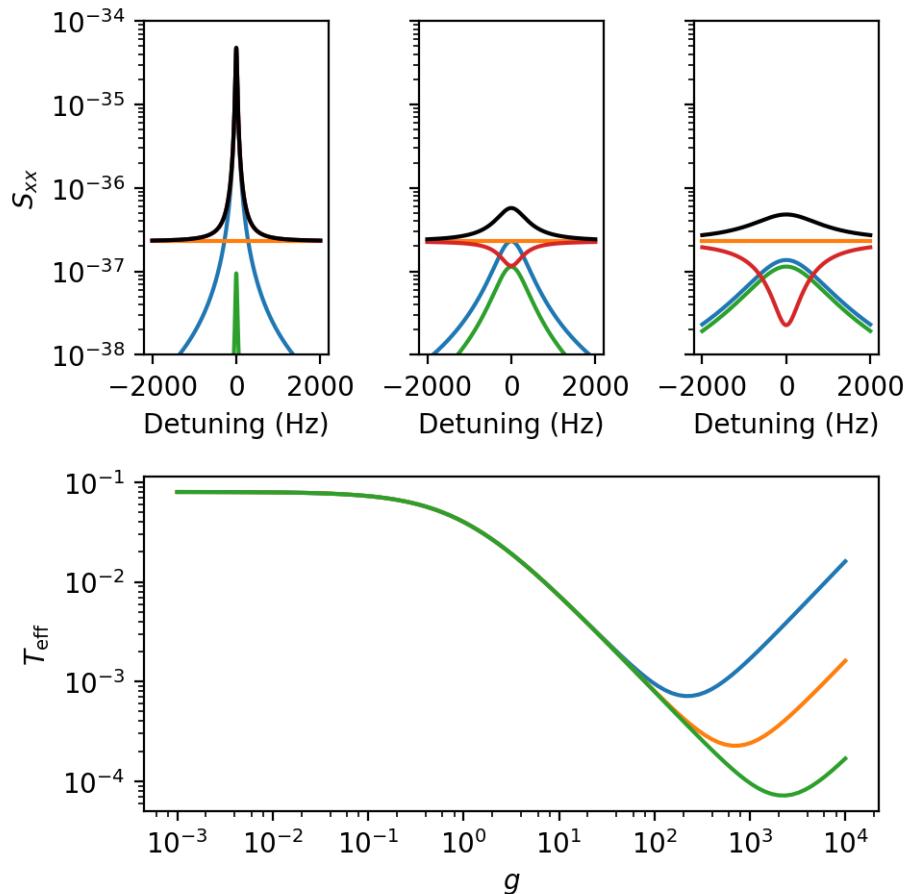


FIGURE 2.22 – Spectres de bruit attendus pour le refroidissement par rétroaction. La puissance laser injectée dans la cavité est ici de  $1 \mu\text{W}$ . Sur les trois premières fenêtres, le spectre mesuré dans la boucle de rétroaction  $S_{xx}^{\text{in}}$  est tracé en rouge et le spectre mesuré hors de la boucle de rétroaction  $S_{xx}^{\text{out}} = S_{xx}$  est tracé en noir pour trois gains de la boucle de rétroaction  $g$  différents ( $10$ ,  $160$  et  $500$ ) associés respectivement à des températures effectives de  $7 \text{ mK}$ ,  $700 \mu\text{K}$  et  $1 \text{ mK}$ . Les contributions aux spectres mesurés du bruit thermique, de la rétroaction et du bruit shot du laser sont tracés respectivement en bleu, vert et jaune (le bruit quantique de pression de radiation est toujours négligeable dans les cas présentés ici). La dernière fenêtre montre l'évolution de la température effective du mode  $T_{\text{eff}}$  pour trois puissances optiques incidentes :  $1 \mu\text{W}$  en bleu,  $10 \mu\text{W}$  en jaune et  $100 \mu\text{W}$  en vert. On voit clairement que la température limite atteignable par cette méthode dépend de la puissance optique utilisée dans le cas d'une détection limitée quantiquement.

des gains élevés, on peut voir apparaître du squashing. Le bruit de mesure est réinjecté dans le mode mécanique de l'échantillon ce qui le réchauffe, et le bruit autour de la fréquence de résonance du résonateur passe en dessous du bruit de détection. La température du mode est alors donnée par [PDMR07] :

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_{\text{env}}}{1+g} + \frac{m_{\text{eff}}\Gamma_m\Omega_m^2}{4k_B} \left( \frac{g^2}{1+g} \right) S_{xx}^N. \quad (2.3.22)$$

Ces effets sont résumés dans la figure 2.22 dans laquelle on peut distinguer deux régimes : pour des gains inférieurs au gain optimal, on obtient un refroidissement du mode jusqu'à ce que le bruit thermique soit égal au bruit de la mesure. Pour les gains supérieurs au gain optimal, le bruit de la mesure est injecté dans le mode, ce qui a pour effet de le réchauffer. La plus basse température atteignable pour un système donné dépend donc directement de la sensibilité de la mesure qui sert de signal d'erreur à notre asservissement. Dans la limite des gains forts ( $g \gg 1$ ), la plus basse température atteignable  $T_{\min}$  s'obtient pour le gain  $g_{\text{opt}}$  qui annule la dérivée de l'équation (2.3.22) par rapport à  $g$ . On obtient alors :

$$g_{\text{opt}} = 2\sqrt{\frac{k_B T_{\text{env}}}{m_{\text{eff}}\Gamma_m\Omega_m^2 S_{xx}^N}}, \quad (2.3.23)$$

et

$$T_{\min} = \sqrt{\frac{m_{\text{eff}}\Gamma_m\Omega_m^2 S_{xx}^N T_{\text{env}}}{k_B}}. \quad (2.3.24)$$

L'intérêt du refroidissement par rétroaction est qu'il permet d'obtenir des températures plus basses que l'auto refroidissement à puissance optique égale<sup>6</sup>. Une comparaison entre ces deux méthodes de refroidissement est visible sur la figure 2.23.

Pour la rétroaction, n'importe quel actuateur peut être utilisé pourvu que sa réponse en phase soit plate autour de la fréquence de résonance mécanique. Ainsi, on peut envisager des piezo pour une actuation mécanique, une antenne pour une actuation électrostatique ou encore la pression de radiation en modulant la puissance du laser incident.

### 2.3.6 Asymétrie des bandes latérales

L'interaction du résonateur avec un champ optique génère des bandes latérales de part et d'autre d'une porteuse à la fréquence du laser. Cet effet peut être vu comme l'effet d'une modulation de longueur de la cavité qui, de la même façon qu'une modulation de phase, crée des bandes latérales mécaniques aux fréquences  $\omega_L \pm \Omega_m$ . Une autre interprétation, plus adaptée lorsque le résonateur est proche de son état fondamental décrit ces bandes latérales comme le résultat de deux processus [CDG<sup>+</sup>10] :

- le processus Stokes associé à l'émission d'un phonon pour la bande latérale inférieure  $\omega_L - \Omega_m$ , proportionnel à  $n_T + 1$  ;

---

6. Dans une gamme de puissance optique raisonnable : à très faible puissance, le refroidissement par rétroaction induit un chauffage du mode car le bruit shot est très important alors que l'auto refroidissement est neutre. À très haute puissance, l'auto refroidissement devient plus efficace mais de telles puissances optiques sont habituellement inutilisables.

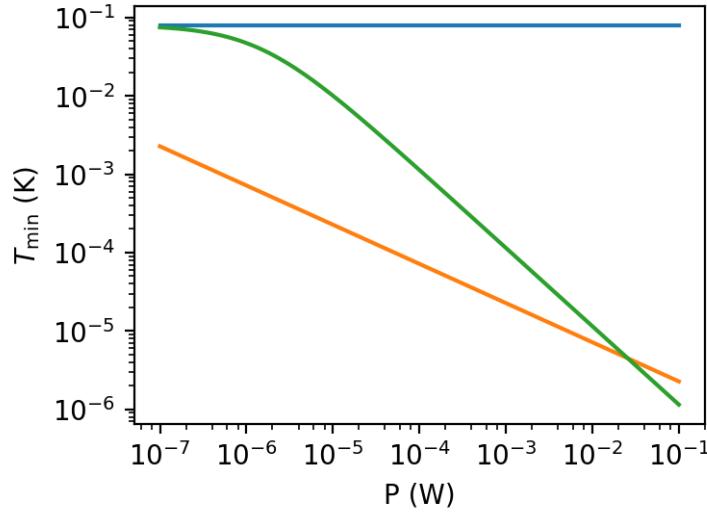


FIGURE 2.23 – Comparaison entre le refroidissement par rétroaction et l’auto refroidissement. La température effective minimale obtenue par auto refroidissement, dans le cas où l’on ne considère que l’effet d’élargissement de la résonance grâce à  $\Gamma_{\text{opt}}$ , est tracée en vert et celle obtenue par rétroaction est tracée en jaune. La température du bain thermique est supposée constante (pas de chauffage par le laser) et est tracée en bleu.

- le processus anti-Stokes associé à l’absorption d’un phonon pour la bande latérale inférieure  $\omega_L + \Omega_m$ , proportionnel à  $n_T$ .

Du fait qu’un résonateur mécanique dans son état fondamental ne peut qu’absorber un phonon, les bandes latérales sont asymétriques avec un rapport qui dépend de l’occupation du résonateur mécanique  $n_T$  :

$$\frac{n_T}{n_T + 1}. \quad (2.3.25)$$

La plupart des détections utilisées présentent l’inconvénient de replier le spectre autour de la porteuse qui est à la fréquence nulle. Le spectre obtenu est alors la superposition des bandes latérales mécaniques positive et négative. Ce n’est cependant pas le cas avec la détection hétérodyne avec laquelle une asymétrie des bandes latérales a déjà été mesurée [UML<sup>+</sup>15]. L’asymétrie décroît cependant très rapidement avec le niveau d’occupation du système. Ainsi pour 1 phonon on obtient un asymétrie de 50 % alors qu’elle n’est plus que de 10 % pour 10 phonons et 1 % pour 100 phonons. L’observation est donc d’autant plus simple quand le résonateur est proche de son état quantique fondamental.

## 2.4 Notations

Symbole	Définition	Signification
$c$	299 792 458 m/s	Vitesse de la lumière
$h$	$6,626\,070\,04 \times 10^{-34}$ m <sup>2</sup> kg/s	Constante de Planck
$\hbar$	$h/2\pi$	Constante de Planck réduite
$k_B$	$1,380\,650\,5 \times 10^{-23}$ J/K	Constante de Boltzmann
$\lambda$		Longueur d'onde du laser
$L_{\text{cav}}$		Longueur de la cavité optique
$\nu_{\text{ISL}}$	$c/2L_{\text{cav}}$	Intervalle spectral libre
$\omega_L$	$2\pi\nu_L = 2\pi c/\lambda$	Pulsation du laser
$\omega_{\text{cav}}$	$2\pi\nu_{\text{cav}}$	Pulsation de résonance de la cavité
$\Delta$	$\omega_L - \omega_{\text{cav}}$	Désaccord
$T$		Transmission du coupleur
$P$	$P_{\text{dif}} + P_{\text{abs}} + P_{\text{geom}}$	Pertes optiques
$\kappa_{\text{in}}$	$T\nu_{\text{ISL}}$	Taux de couplage
$\kappa_0$	$P\nu_{\text{ISL}}$	Taux de décroissance lié aux pertes
$\kappa$	$\kappa_{\text{in}} + \kappa_0$	Taux de décroissance de la cavité
$\mathcal{F}$	$\omega_{\text{ISL}}/\kappa$	Finesse
$m_{\text{eff}}$		Masse effective
$k$		Constante de raideur du ressort
$\Omega_m$	$\sqrt{k/m_{\text{eff}}}$	Pulsation mécanique
$\Gamma_m$		Taux de dissipation intrinsèque
$Q_m$	$\Omega_m/\Gamma_m$	Facteur de qualité mécanique
$\chi[\Omega]$		Susceptibilité mécanique
$G$	$\omega_L/L_{\text{cav}}$	Déplacement de la pulsation optique
$x_{\text{ZPF}}$	$\sqrt{\hbar/2m_{\text{eff}}\Omega_m}$	Fluctuation de point zéro
$g_0$	$Gx_{\text{ZPF}}$	Couplage optomécanique à un phonon
$\Gamma_{\text{opt}}$		Taux d'amortissement optomécanique
$\Gamma_{\text{eff}}$	$\Gamma_m + \Gamma_{\text{opt}}$	Taux de dissipation effectif
$\delta\Omega_m$		Ressort optomécanique
$T_{\text{env}}$		Température du bain thermique
$T_{\text{eff}}$	$T_{\text{env}}Q_{\text{eff}}/Q_m$	Température effective du mode
$n_{\text{th}}$	$k_B T_{\text{eff}}/\hbar\Omega_m$	Nombre moyen de phonons thermiques

Table 2.1 – Récapitulatif des principales notations employées.

# Chapitre 3

## Échantillons

On l'a vu dans le chapitre précédent, le système optomécanique considéré dans cette thèse est une cavité optique linéaire dont l'un des miroirs est mobile. Le miroir mobile est ici un revêtement diélectrique qui permet d'obtenir des miroir de très grande qualité, placé sur un résonateur mécanique qui peut avoir des géométries très variées. Comme on le verra, le petit diamètre des miroirs déposés sur les résonateurs impose un miroir de couplage avec un rayon de courbure de l'ordre du millimètre qui peut être obtenu par photoablation. Dans ce chapitre on s'intéresse aux propriétés des échantillons utilisés (résonateurs et miroir de couplage), ainsi qu'à leur fabrication.

### 3.1 Résonateur

Au cours de cette thèse, deux types de résonateurs mécaniques ont été utilisés : les micro-piliers en quartz développés au sein de l'équipe en collaboration avec l'ONERA et le LMA, et des micro-disques en silicium développés par l'équipe de Francesco Marin.

#### 3.1.1 Micro-pilier en quartz

Ce résonateur est un pilier en quartz d'un millimètre de long possédant une section triangulaire équilatérale de  $240\text{ }\mu\text{m}$  de côté [KBD<sup>+</sup>11, Kuh13]. Il est maintenu au centre par une membrane d'une épaisseur typique de  $10\text{ }\mu\text{m}$ . La géométrie du résonateur a été développée pour optimiser le mode de compression du pilier résonnant à  $\sim 3,6\text{ MHz}$  de façon à obtenir un facteur de qualité pour ce mode et à basse température supérieur à  $10^6$ . Pour améliorer le facteur de qualité, un cadre de découplage vibrant en opposition de phase par rapport au pilier permet de réduire significativement les déformations de la membrane transmises au reste du substrat, améliorant ainsi l'isolation du mode de compression du pilier par rapport à l'environnement. De cette façon, le facteur de qualité est moins sensible à la manière dont l'échantillon est maintenu en réduisant les pertes par ancrage.

La masse effective  $m_{\text{eff}}$  de ce mode peut être calculée analytiquement. En supposant que le déplacement du pilier est symétrique par rapport à la membrane, qu'il est le même sur une section infinitésimale perpendiculaire à l'axe du pilier et qu'il est

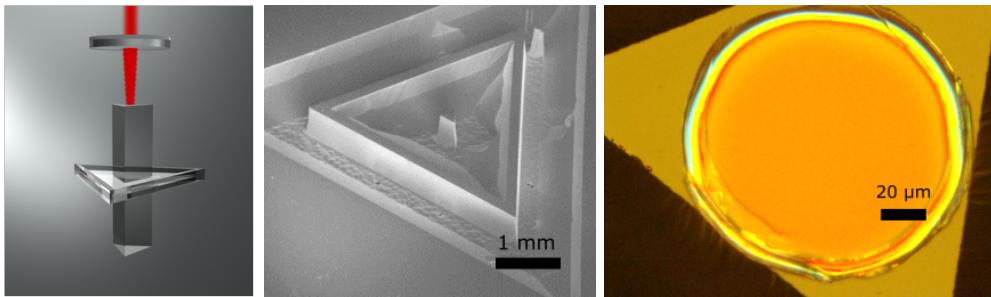


FIGURE 3.1 – À gauche, vue d’artiste de la cavité micro-pilier. Le micro-pilier est représenté avec la membrane qui le maintien mais le reste du substrat n’apparaît pas. Au centre, image obtenue au MEB d’un échantillon après l’étape de gravure. On voit clairement les différents éléments : au centre le pilier avec immédiatement autour une première membrane, le cadre de découplage et une deuxième membrane et finalement le substrat. Toute la géométrie a une forme triangulaire en raison de l’orientation des axes cristallins du quartz utilisé comme substrat. Les techniques de microfabrication employées ici ne permettent en effet d’obtenir des flans de gravure propres que si l’on respecte l’orientation du cristal, ce qui impose une section triangulaire (ou hexagonale) et non circulaire. À droite, on voit une image obtenue à l’aide d’un microscope optique du miroir situé sur l’une des extrémités du pilier.

maximal aux extrémités et nul au niveau de la membrane, on obtient :

$$m_{\text{eff}} = \frac{m_{\text{tot}}}{2} = \frac{1}{2} \times \frac{\sqrt{3}}{4} \times (240 \mu\text{m})^2 \times 1 \text{ mm} \times 2650 \text{ kg/m}^3 \approx 33 \mu\text{g}. \quad (3.1.1)$$

Ce résultat est en bon accord avec les simulations numériques réalisées avec COMSOL.

La structure est gravée à l’acide fluorhydrique dans un substrat de quartz superpoli avant de recevoir le revêtement diélectrique du miroir. Les détails de la fabrication sont représentés sur la figure 3.2.

### 3.1.2 Disque en silicium

Ce deuxième résonateur a été développé par l’équipe de Francesco Marin. Il consiste en un disque en silicium suspendu vibrant à 90 kHz [SBB<sup>+</sup>15] selon un mode balancé, pour lequel le disque central vibre en opposition de phase par rapport aux quatre contre-poids qui entourent la structure. Le mode voisin, de fréquence propre un peu plus élevé est appelé par la suite mode non-balancé car le disque et les contre-poids sont en phase. Le mode balancé a le meilleur facteur de qualité des deux. Ils ont pu adapter leur géométrie de façon à augmenter la fréquence de résonance à 280 kHz pour une masse effective de  $\sim 110 \mu\text{g}$  de façon à se rapprocher des paramètres du pilier. Ils ont aussi optimisé la structure de manière à obtenir un facteur de qualité de l’ordre de  $1,2 \cdot 10^6$  à 4 K.

Le résonateur est gravé dans une couche de silicium de 70  $\mu\text{m}$ , elle-même située sur un substrat de silicium de 400  $\mu\text{m}$ . De la même façon que le cadre de découplage du micro-pilier, le résonateur est entouré de deux structures permettant une meilleure isolation du mode avec son environnement. Ce système peut aussi être vu comme deux

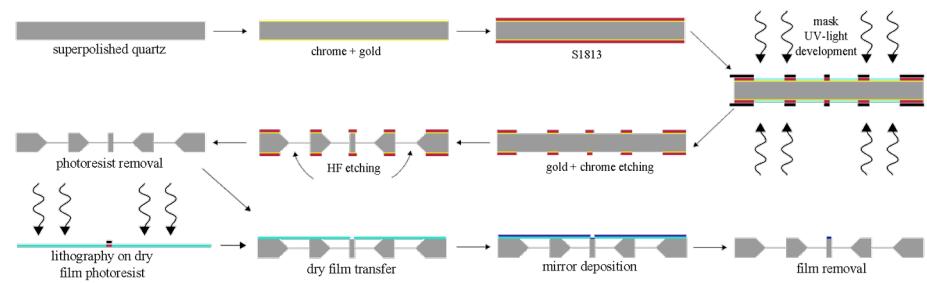


FIGURE 3.2 – Étapes de la fabrication du micro pilier en quartz, réalisé en collaboration avec l'ONERA pour la gravure de la structure et avec le LMA pour le dépôt du revêtement diélectrique. Le facteur de qualité mécanique est optimisé après une étape de gravure longue en gravant pendant de courtes périodes chaque échantillon individuellement. Après chaque nouvelle gravure, le mode mécanique est mesuré par ringdown et l'échantillon est gravé à nouveau tant que le facteur de qualité augmente.

atténuateurs qui jouent le même rôle que les suspensions complexes des miroirs de l'interféromètre gravitationnel Virgo.

Pour le micro-pilier comme pour le micro-disque, un miroir diélectrique est déposé sur le résonateur de façon à pouvoir former des cavités de hautes finesse. Le miroir est déposé sur la surface qui se déplace le plus pour le mode d'intérêt, ce qui permet d'optimiser le couplage optomécanique. Les modes mécaniques ont été optimisés de sorte à ce que la surface qui a la plus grande amplitude de déplacement ne se déforme pas. Ceci permet d'éviter une déformation du miroir qui se traduirait par une augmentation des pertes mécaniques du mode du résonateur. Les couches diélectriques possèdent en effet un taux de pertes intrinsèque élevé, en comparaison avec le matériau du résonateur [CCF<sup>+</sup>04].

### 3.1.3 Simulations COMSOL

Pour chacun de ces résonateurs, un modèle COMSOL a été réalisé afin d'étudier numériquement leur comportement, comme on peut le voir sur la figure 3.4. Ceci permet d'évaluer la fréquence de résonance ainsi que la masse effective de l'échantillon,



FIGURE 3.3 – Images obtenues par microscopie optique du micro-disque en silicium. Le miroir au centre de la structure a un diamètre d'environ 200 µm.

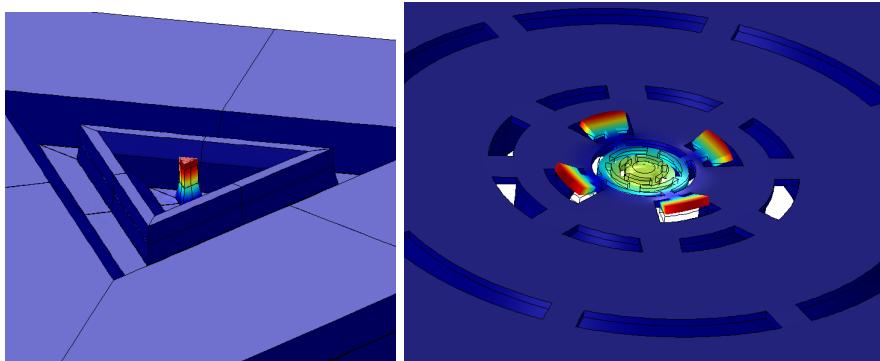


FIGURE 3.4 – Représentation des modes d’intérêt des résonateurs utilisés. A gauche : mode de compression du micro-pilier à 3,6 MHz, d’une masse effective de 33,5 µg. A droite : mode balancé du micro-disque à 280 kHz, d’une masse effective de 112 µg. Le code couleur est associé au déplacement (déplacement maximal en rouge et minimal en bleu).

mais aussi d’étudier les différents modes mécaniques. Ainsi, il est possible d’associer les différents pics mécaniques observés dans le mouvement brownien du résonateur au mode mécaniques donnés par les simulations, comme le montre la figure 3.5.

## 3.2 Miroir de couplage

Compte tenu du faible diamètre du miroir sur les résonateurs mécaniques, le rayon du col du faisceau de la cavité optique que l’on cherche à obtenir doit être proche de 10 µm. Pour cela, on peut :

- utiliser une cavité dont la longueur est proche du rayon de courbure du miroir concave, ce qui conduit à une cavité presque instable et difficile à opérer expérimentalement [GBP<sup>+</sup>06] ;
- utiliser un miroir avec un faible rayon de courbure.

C’est la deuxième solution qui a été retenue, pour laquelle on cherche à obtenir un miroir avec un rayon de courbure de l’ordre du millimètre et avec un diamètre d’au moins 100 µm, possédant une rugosité de surface la plus faible possible. La fabrication de ces miroirs qu’on nommera par la suite µRoC se fait en deux étapes principales : l’usinage de la structure concave dans un plaque de silice et le dépôt d’un revêtement réfléchissant.

### 3.2.1 Photoablation

Le dispositif utilisé ici utilise un procédé de tirs multiples permettant initialement de façonnner le bout de fibres optiques de manière à créer des microcavités pour interagir avec des atomes dans un volume très faible [CSD<sup>+</sup>07]. Ce même dispositif permet d’usiner les structures concaves nécessaires à la réalisation de nos miroirs. Une version antérieure du dispositif permettait de réaliser des structures en un seul tir, mais la géométrie de la structure obtenue est plus difficile à maîtriser. Avec la nouvelle version,

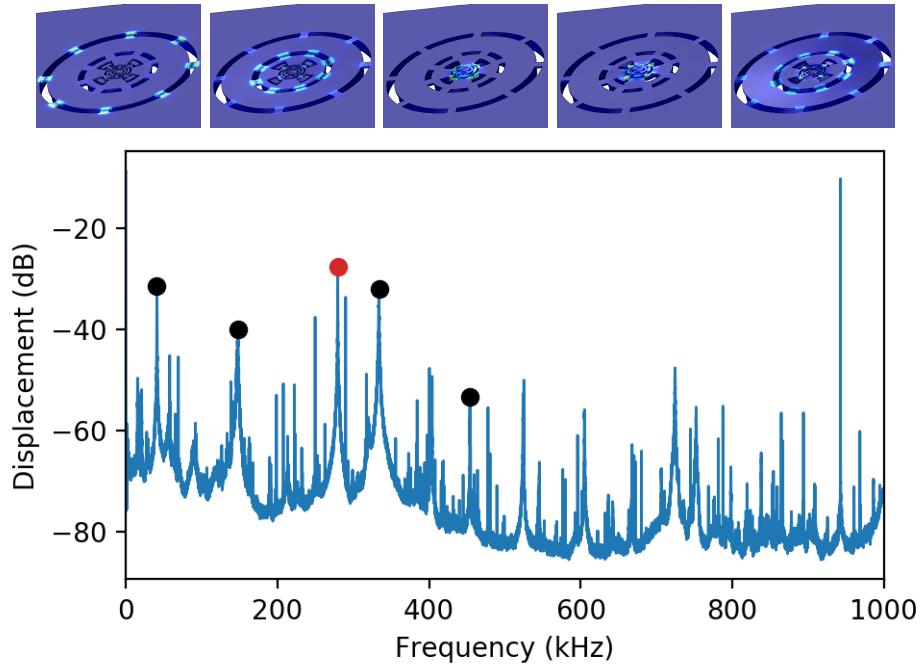


FIGURE 3.5 – Spectre du mouvement brownien du micro-disque, à température et pression ambiante. Les points désignent les pics mécaniques associés aux mode représentés au dessus (dans l'ordre et le code couleur des simulations est cette fois associé à la déformation, avec en rouge, la déformation maximale et en bleu la déformation minimale). Le point rouge en particulier (troisième mode) désigne le mode balancé du micro-disque représenté également sur la figure 3.4, qui possède le plus grand facteur de qualité une fois à basse température. Le pic immédiatement à droite de ce mode est associé à une modulation de phase utilisée pour calibrer le spectre de bruit en déplacement et le pic proche de 950 kHz est dû une modulation de longueur de la cavité utilisée pour la détection synchrone qui fournit le signal d'erreur pour l'asservissement de la longueur de la cavité.

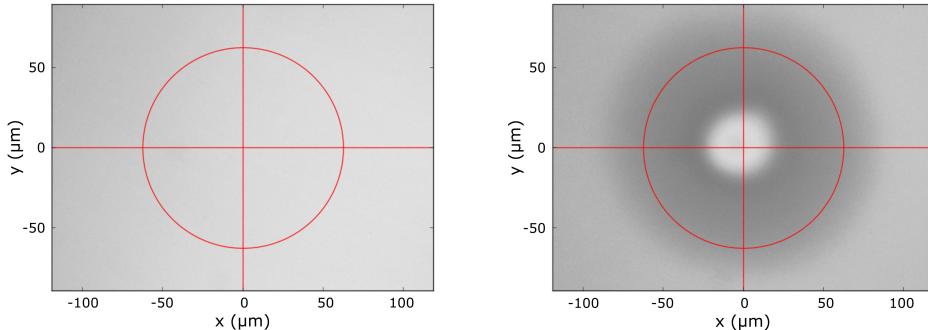


FIGURE 3.6 – Image obtenue par interférométrie de la surface d'un substrat de Suprasil avant et après un tir simple d'une durée de 90 ms. On obtient une structure concave de faible profondeur. L'échantillon est situé à 600 μm du col du faisceau et le laser est réglé sur une puissance de 2,65 W. La structure obtenue a un diamètre de l'ordre de 60 μm et un rayon de courbure d'environ 1300 μm. Si le rayon de courbure obtenu est conforme à nos attentes, le diamètre de la structure est lui beaucoup trop faible.

un seul tir n'est plus suffisant pour obtenir une structure satisfaisant nos critères en raison de la plus faible puissance du laser, comme on le voit sur la figure 3.6.

Le dispositif développé au sein de l'équipe Microcircuits à atomes du LKB se base essentiellement autour de trois éléments :

- le laser CO<sub>2</sub> pulsé pour la photoablation [Hal15] ;
- un système de translation 3 axes permettant un déplacement précis et reproduitble de l'échantillon ;
- un interféromètre Mirau permettant d'imager le profil de la surface de l'échantillon.

Et bien sûr un programme en Python permettant d'interfacer l'ensemble.

### 3.2.2 Développement empirique de la séquence

De nombreux paramètres peuvent être balayés pour réaliser des structures variées :

- la puissance du laser ;
- la durée des tirs ;
- le nombre de tirs ;
- la position des tirs ;
- l'ordre des tirs

En faisant varier ces paramètres, il est possible d'obtenir des structures avec des diamètres, des rayons de courbure et des symétries variés.

La puissance laser a été peu modifiée (2,6 W) en se basant sur les essais réalisés par le groupe. Le nombre de tirs et leur emplacement global a été déterminé par rapport à des structures similaires à celle correspondant à nos critères réalisées, sur des extrémités de fibres. Les paramètres sont toutefois assez différents pour l'ablation en bout de fibre et sur une lame en silice car, bien qu'étant fabriqués dans le même matériau, la dissipation thermique est complètement différente entre les deux substrats en raison de leur géométrie. Pour limiter le nombre de paramètres libres, on s'est restreint à quatre

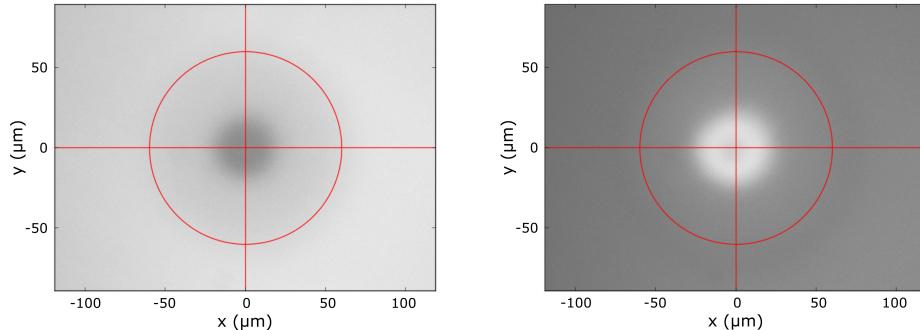


FIGURE 3.7 – À gauche, on voit le résultat d'un tir simple d'une durée de 25 ms qui donne un rayon de courbure de  $\sim 2400 \mu\text{m}$ . À droite, le résultat d'un tir simple de 44 ms qui donne un rayon de courbure de  $\sim 1300 \mu\text{m}$ . Le reste des paramètres est identique entre les deux tirs.

anneaux de diamètres dégressifs entre 70 et 20  $\mu\text{m}$  pour un total de 87 tirs.

On finit donc par devoir optimiser un nombre réduit de paramètres, dont l'effet sur la structure est hautement non linéaire [HDB<sup>+</sup>12] :

- la durée des tirs, qui est identique sur un anneau mais différente d'un anneau à l'autre ;
- l'ordre des tirs, gouverné par le paramètre  $jo$  (jump over) propre à chaque anneau ;
- la position du centre des anneaux.

### Durée des impulsions

Pour nos structures, on a fait varier la durée des impulsions entre 25 et 45 ms. Plus celle-ci est grande, plus le rayon de courbure de la structure obtenue sera faible, comme on peut s'en douter en mesurant les structures obtenues par un tir simple (3.6).

De plus, la durée des impulsions de chaque anneau de la séquence peut être modifiée de façon à corriger la courbure de la structure obtenue. De cette manière, si la structure initiale est trop profonde au centre, on réduira la durée des impulsions pour se rapprocher au mieux d'un profil parabolique.

### Ordre des tirs

L'un des principaux problèmes rencontrés a été celui du décalage du point le plus profond de la structure par rapport à son centre. Ceci a permis de mettre en évidence l'importance de l'ordre dans lequel les tirs sont réalisés. Pour cela on joue sur le paramètre  $jo$  qui donne le pas de l'usinage. Ainsi un  $jo$  de 1 correspond à réaliser tous les tirs dans l'ordre, un  $jo$  de 2 correspond à réaliser un tir sur deux et donc faire tous les tirs en réalisant deux tours et ainsi de suite. Sur la figure 3.9 on voit que la symétrie de la structures est directement influencée par le paramètre  $jo$ .

Toutefois, pour les anneaux comportant un nombre de tirs important, on obtient de meilleurs résultats en réalisant les anneaux en deux fois : une première moitié (un

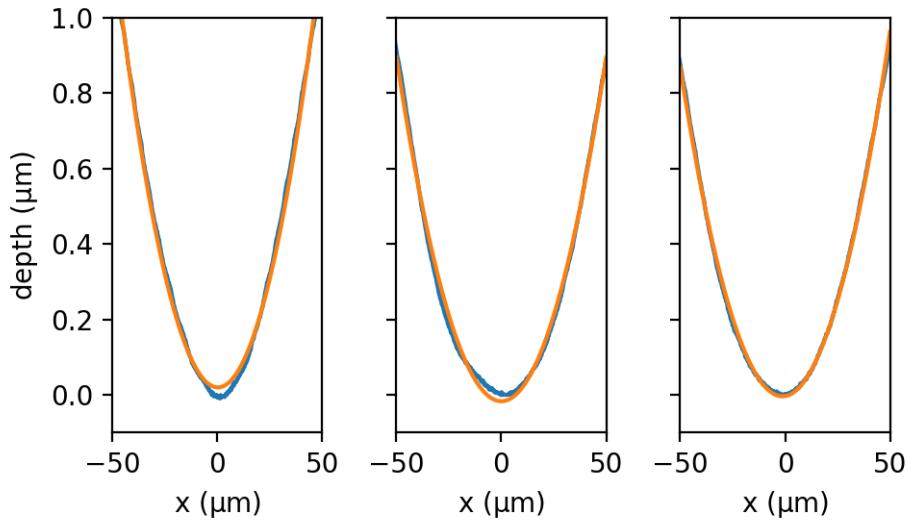


FIGURE 3.8 – Profils des structures obtenues par une séquence de tirs, pour trois jeux de paramètres légèrement différents (seule la durée des impulsions a été modifiée). Les courbes bleues correspondent au profil mesuré sur la structure et les courbes oranges représentent l'ajustement des données par une parabole. À gauche, la structure est trop profonde : on réduit la durée des impulsions des tirs du centraux. Au centre, la structure est trop peu profonde, on augmente la durée des impulsions. À droite, le bon jeu de paramètres est trouvé, la structure est bien ajustée par la parabole.

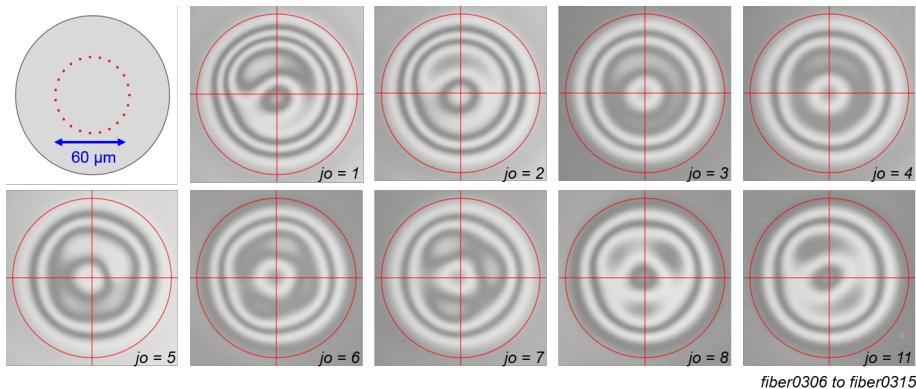


FIGURE 3.9 – Effet de l'ordre des tirs sur la symétrie de la structure obtenue, ici dans le cas d'une séquence d'un seul anneau de  $60\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre. Un  $jo$  (jump over) de 1 correspond à effectuer tous les tirs les uns après les autres, dans l'ordre. Un  $jo$  de 2 correspond à une séquence où l'on réalise un tir sur deux et ainsi de suite. On voit alors apparaître des structures qui brisent la symétrie de l'usinage. Dans cet exemple, on choisira plutôt un  $jo$  de 3 ou 4 qui aboutit à la structure la plus circulaire.

tir sur deux) est tirée avec le bon *jo*, puis la deuxième moitié est tirée en commençant éventuellement avec un angle différent de manière à compenser l'asymétrie. Dans nos tests, il est apparu qu'il valait mieux commencer par l'extérieur de la structure. Les anneaux sont ainsi parcourus successivement du plus grand au plus petit, en les faisant tourner les uns par rapport aux autres pour compenser l'asymétrie de la structure obtenue précédemment.

Malgré ces efforts, la structure obtenue est toujours légèrement asymétrique.

### Décentrage des anneaux

La dernière correction qui a permis d'obtenir des structures correctes a été de décenter les anneaux dans le sens opposé à l'asymétrie de façon à compenser les effets systématiques, comme on le voit sur la figure 3.10. Pour trouver l'origine de cet effet systématique, nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres sur les structures obtenues :

- polarisation du faisceau laser (initialement polarisé circulairement) : les mêmes structures ont été réalisées avec des polarisations linéaires, elliptiques et circulaires gauche et droite sans amélioration notable sur la symétrie de la structure ;
- angle d'incidence du faisceau : l'orthogonalité du faisceau incident a été vérifiée en réalisant des tirs plus ou moins éloignés du col du faisceau et en mesurant l'écart par rapport à la position attendue du tir.

Cet effet a été constaté sur tous nos substrats (Suprasil, Herasil et quartz) et bien qu'il ne soit pas expliqué, il a pu être mitigé.

### Stabilité du laser CO<sub>2</sub>

Lors de l'utilisation du dispositif de photoablation, le laser présentait des sauts de mode sur une échelle de l'ordre de quelques dizaines de minutes, qui menaçaient la stabilité de nos paramètre d'usinage. Ainsi on observe :

- des variations de la puissance du laser ;
- des fluctuations du profil transverse d'intensité du faisceau,

ce qui a des conséquence importante sur les résultats obtenus. Pour ces raisons et pour obtenir des géométries variées (rayon de courbure, ellipticité...), il est nécessaire d'optimiser les paramètres pour chaque nouvelle structure.

### 3.2.3 Protocole de fabrication

1. On part d'un substrat de Suprasil (ou d'Herasil) de 1 mm d'épaisseur, superpoli sur deux faces sous la forme de plaques aux dimensions de lames de microscope. Ces lames doivent être coupées aux dimensions approximatives des échantillons finaux, c'est à dire des carrés de 10 mm × 10 mm. Pour cela, on protège les deux faces à l'aide d'un vernis soluble dans l'acétone pour éviter toute dégradation des surfaces optiques. Les lamelles sont ensuite confiées à Florence Thibout de l'atelier verrerie du LKB qui les coupe aux dimensions voulues à l'aide d'un outil diamanté monté sur une machine type Dremel.

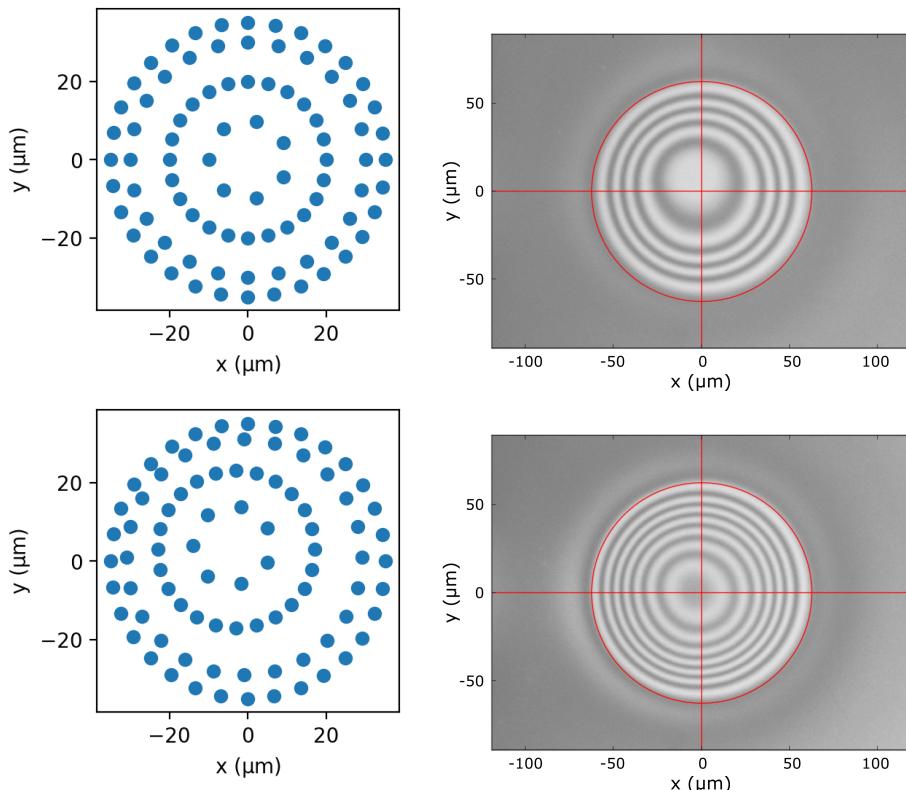


FIGURE 3.10 – Position des tirs du laser CO<sub>2</sub> (à gauche) et profilométrie de la structure obtenue après la séquence (à droite). Sur la structure du haut, on voit que le centre de la structure est déplacé vers le coin supérieur gauche, bien que les cercles de tirs soient concentriques. Le décentrage des anneaux le long desquels sont effectués les tirs est finalement nécessaire pour obtenir une structure à symétrie centrale, comme le montre la structure du bas, confirmé par l'ajustement du profil par une parabole.

2. En salle blanche, le vernis est retiré à l'acétone dans un bain à ultrasons, puis dans des bains successifs d'acétone, isopropanol et eau distillée avec un nettoyage à la pissette correspondante après chaque bain. La surface sur laquelle sera usinée la structure doit être parfaitement propre pour éviter de modifier l'absorption du laser CO<sub>2</sub>.
3. Avant de réaliser une structure, l'échantillon doit être aligné orthogonalement au faisceau incident du laser CO<sub>2</sub>. Pour cela, il est légèrement collé à l'aide d'un adhésif double face léger sur une monture de miroir. On regarde ensuite les interférences obtenues grâce à l'interféromètre Mirau et on cherche à minimiser le nombre de franges parcourues lorsqu'on déplace l'échantillon en X et Y. La teinte observée doit être la même sur toute la surface de l'échantillon.
4. On repère le centre de l'échantillon en calculant le barycentre des quatre coins à partir des coordonnées des translations motorisées. On vérifiera l'état de propreté de la zone centrale, quitte à se décaler légèrement si nécessaire. Cette étape est facultative mais facilite grandement tous les alignements ultérieurs en rendant prévisible la localisation de la structure. Les concavités présentent en effet une profondeur très faible (environ 1 μm) qui les rend difficilement observable au microscope.
5. On choisit un rayon de courbure à réaliser qui donne des paramètres de départ à partir des données acquises lors de la "calibration du dispositif", puis on réalise des tests dans un coin de l'échantillon de manière à obtenir le bon jeu de paramètres pour la structure désirée. Il faut veiller à rester à une distance suffisante des bords (typiquement > 500 μm) pour supprimer tout effet de bord.
6. Sans perdre de temps, on usine la structure au centre de l'échantillon et vérifie ses caractéristiques. Si la forme obtenue n'est pas satisfaisante, on peut éventuellement faire une deuxième structure à 1 mm de la première. Il est déconseillé de réaliser trop de structures sur un même substrat pour éviter de mélanger les structures par la suite.
7. Les échantillons sont nommés et placés dans des boîtes à échantillon individuelles face traitée vers le bas. Tous les échantillons fabriqués par nos soins sont stockés de cette façon pour faciliter leur manipulation et éviter de les salir. Une rapide vérification avant toute manipulation n'est toutefois pas inutile.
8. Les échantillons sont à nouveau nettoyés en salle blanche avec la même procédure qu'à l'étape 2. En plus de cela, un nettoyage avec un plasma O<sub>2</sub> est réalisé pour supprimer tout résidu organique de la surface de l'échantillon. Toute poussière présente à ce stade se retrouvera piégée sous les couches diélectriques déposées ensuite.
9. Au LMA, un sous-groupe du lot d'échantillons réalisés est placé dans les satellites du petit coater (SPECTOR) pour recevoir le revêtement diélectrique formant le miroir (doublets SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>). Un échantillon témoin sans structure concave est aussi traité pour les mesures de la transmission du miroir déposé. Les échantillons sont finalement recuits à 450 °C durant 10 h, ce qui permet de diminuer les pertes des miroirs obtenus de 20 ppm environ.

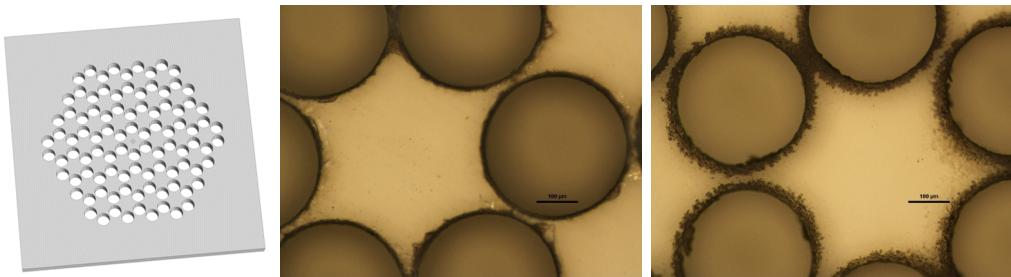


FIGURE 3.11 – Structure en nid d’abeille pour la réalisation d’un cristal phononique permettant de réduire le bruit de position dû au mouvement brownien du  $\mu$ RoC. A gauche : structure simulée pour l’optimisation des paramètres du cristal, qui a aboutit à un réseau de 96 trous de espacés de 350  $\mu\text{m}$  avec un facteur de remplissage de 0,9. Le substrat est un carré de silice de 10 mm de côté et d’une épaisseur de 350  $\mu\text{m}$ . A droite : deux images obtenues au microscope optique d’une maille du cristal après usinage des trous. La face supérieure est plus propre que la face inférieure, est on constate que les trous sont légèrement coniques (avec un angle de 3,7°), plus large en haut qu’en bas.

### 3.2.4 Miroir à cristaux phononiques

Comme on le verra plus tard, le bruit thermique des  $\mu$ RoC est apparu comme l’une des limitations majeures pour le refroidissement des échantillons. En effet, la force de Langevin s’exerce aussi sur le coupleur de la cavité et est responsable d’un bruit de position à la structure complexe, qui dépend des modes du substrat en silice. Une solution à ce problème proposée dans [Neu16a] est l’utilisation d’un cristal phononique. Il s’agit d’un réseau de 96 trous en nid d’abeille réalisés dans une plaque de silice amincie (350  $\mu\text{m}$ ) qui permet de créer une bande de fréquence interdite (bandgap) dans laquelle aucun mode mécanique ne peut exister. En choisissant bien les paramètres du réseau (diamètre des trous, période et épaisseur du substrat), il est possible d’accorder cet intervalle de manière à ce qu’il contienne le mode mécanique du résonateur. Les simulations ont montré qu’une structure de 96 trous espacés de 350  $\mu\text{m}$  avec un facteur de remplissage de 0,9 était capable d’abaisser le bruit de position du  $\mu$ RoC de 2 ordres de grandeur sur un intervalle de 2 MHz autour de la fréquence de résonance du micro-pilier.

La technologie retenue pour la réalisation de cette structure est la photoablation, réalisée en collaboration avec Jassem Safiou du laboratoire FemtoST (Besançon). Elle présente le léger désavantage de former des trous légèrement coniques (3,7°), ce qui dégrade très légèrement la qualité du bandgap. Les premiers tests d’usinage de telles structures ont donné des résultats prometteurs sur un échantillon vierge, comme le montre la figure 3.11. Pour vérifier la présence d’une bande interdite, cet échantillon a été monté sur un piézo dans le montage présenté sur la figure 3.27 afin de mesurer sa fonction de transfert. Le substrat est agité par le piézo et on mesure le déplacement de la surface de l’échantillon, au centre du cristal. Les résultats d’une telle mesure préliminaire, réalisée par Michaël Croquette durant son stage de M2 sont visibles sur la figure 3.12. Pour constater la présence d’une bande interdite, il serait toutefois préférable de mesurer directement le mouvement brownien du miroir, pour se passer d’un actuateur dont la réponse n’est pas plate en fréquence. Cette mesure doit être

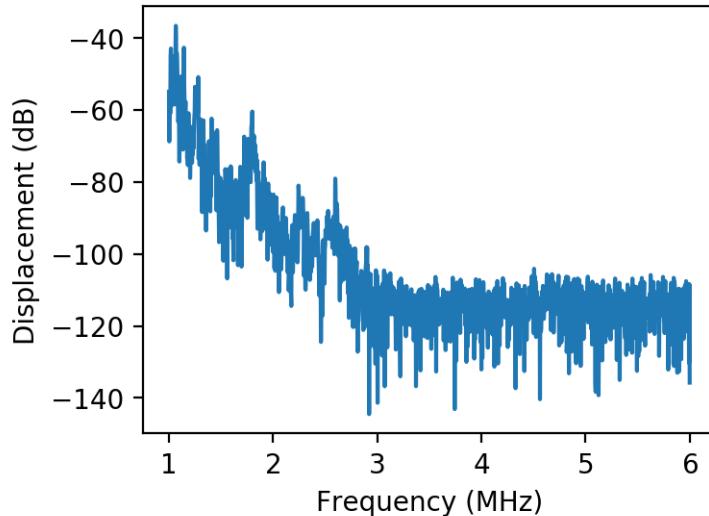


FIGURE 3.12 – Mesure de la fonction de transfert pour le centre du cristal phononique réalisée pour vérifier la présence d'une bande de fréquence interdite. La mesure ne permet cependant pas de conclure puisque le piézo utilisé agit comme un filtre passe-bas.

réalisée en cavité compte tenu des faibles déplacements attendus, mais le cristal doit pour cela être muni d'un revêtement haute réflectivité.

Les premiers tests réalisés sur un échantillon déjà traité optiquement ont montré une dégradation importante et irréversible des couches diélectriques constituant le miroir, ce qui impose de procéder au dépôt du miroir après avoir réalisé la structure. Pour l'obtention de nouvelles structures, il serait donc préférable de procéder comme suit, en partant d'échantillons ayant déjà reçu une structure concave :

- **amincissement des échantillons** : les structures concaves ont été réalisées sur des plaques en silice de 1 mm d'épaisseur qu'il convient de polir pour les amener à 350 µm. La surface sur laquelle est réalisée la structure concave est donc protégée à l'aide d'une résine et la face arrière de l'échantillon est polie jusqu'à une qualité de surface optique une fois à la bonne épaisseur. Les échantillons sont ensuite nettoyés pour retirer la résine.
- **usinage du cristal** : le réseau de trous est réalisé en veillant à le centrer sur la structure concave. La structure concave sera placée vers le haut pour obtenir la meilleure qualité de surface possible proche de la structure concave.
- **dépôt miroir** : le dépôt est réalisé de la même manière que pour le miroir sur les micro-pilier de façon à éviter de déposer des couches diélectriques sur le cristal, ce qui pourrait altérer ses propriétés.

Il convient aussi d'adapter les paramètres du cristal en fonction de la fréquence mécanique du résonateur. La structure présentée précédemment est valable pour le micro-pilier mais ne présente aucun intérêt pour le micro-disque dont la fréquence de résonance est dix fois plus faible.

Les mesures réalisées en mesurant la réponse en déplacement de la surface de

Fournisseur	<i>N</i>	<i>T</i> ppm	<i>e</i> μm	Utilisation
LMA	12	80	3,7	μRoC
LMA	17	35	5,3	μRoC
LMA	20	<1	6,2	micro-pilier
ATFilms-IDEX	19	5	5,9	micro-disque

Table 3.1 – Liste des revêtements diélectriques utilisés. *N* correspond au nombre de doublets  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  et *e* à l'épaisseur totale de l'empilement.

l'échantillon à une excitation n'a pas permis de conclure à la présence d'une bande interdite validant la géométrie proposée. Toutefois, les géométries obtenues lors des premières fabrications sont très encourageantes et une mesure du mouvement brownien du miroir permettrait de confirmer les résultats des simulations. Cette mesure doit être réalisée en cavité ce qui était impossible compte tenu des échantillons réalisés mais ne présente pas de difficulté majeure une fois que les bons échantillons seront obtenus.

### 3.3 Caractérisations optiques

Avant de réaliser les expériences de refroidissement, il est important de caractériser les échantillons que nous allons utiliser pour :

- vérifier qu'ils remplissent les critères nécessaires, tant sur le plan de l'optique (transmission, faibles pertes) que sur celui de la mécanique pour les résonateurs (fréquence, facteur de qualité) ;
- procéder à un classement des échantillons permettant de décider lesquels utiliser et dans quel ordre. Ainsi, les premières expériences sont réalisées avec des échantillons moyens afin de valider les protocoles sans risquer de détériorer les meilleurs échantillons.

On s'intéresse tout d'abord ici aux caractéristiques optiques concernant la diffusion, l'absorption et la transmission qui vont déterminer la finesse des cavités optiques réalisées en fixant une limite inférieure aux pertes. À cela, il faudra rajouter les pertes géométriques liées à la forme du miroir et à la configuration de la cavité obtenue.

Différents revêtements composés de doublets de couches quart-d'onde d'oxyde de tantale et de silice ( $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ ,  $n_{\text{Ta}_2\text{O}_5} = 2,10$  et  $n_{\text{SiO}_2} = 1,45$ ) ont été utilisés pour les micro-miroirs au cours de cette thèse, correspondant à différentes transmissions à 1064 nm. Ils sont résumés dans le tableau 3.1. Ces deux matériaux sont particulièrement adaptés à la réalisation d'optiques adaptées à 1064 nm car ils présentent une absorption faible et un fort contraste d'indice.

#### 3.3.1 Absorption et diffusion

Ces deux propriétés sont difficilement mesurables en raison de la très haute qualité des miroirs obtenus. En effet, les revêtements réalisés au LMA, très proches de ceux utilisés pour les miroirs des détecteurs d'ondes gravitationnelles Virgo et LIGO,

Échantillon	Mesure	Emplacement	$T$ ppm
Témoin 1 "	LMA		90
S15-T1	LMA		70
S15-T1	LKB		60 – 120
H15-6	LKB	$\mu$ RoC	86
S15-16	LKB	$\mu$ RoC	55 – 100
S15-21	LKB	$\mu$ RoC	79 – 88
S15-21	LKB	substrat	60 – 120

Table 3.2 – Résultat des mesures de transmission effectuées sur quelques uns des échantillons traités avec un revêtement de 12 doublets pour une transmission de 80 ppm. Pour les échantillons dont la transmission comporte deux valeurs, la longueur d'onde du laser utilisé pour la mesure a été modifiée de quelques nanomètres et seules les valeurs extrêmes sont notées.

possèdent une absorption très faible < 1 ppm.

La diffusion est gouvernée par la rugosité de surface, comme discuté dans la section 2.1.3. Dans le cas du micro-pilier, la rugosité de surface est donnée par la qualité du superpoli réalisé sur les substrats en quartz, qui est spécifiée par l'entreprise pour être en dessous de 2 nm sur toute la surface des substrats (carrés de 1,5"). La micro-rugosité est elle inférieure à 0,2 nm rms, ce qui donne une diffusion de l'ordre de 5 ppm. Même si aucune mesure de rugosité de surface n'a été réalisé sur les  $\mu$ RoC, la diffusion devrait ici aussi être de l'ordre de quelques ppm, compte tenu des mesures de finesse réalisées sur les différentes cavités assemblées.

### 3.3.2 Transmission

Au cours de cette thèse, la plupart des cavités ont été réalisées avec comme coupleur un  $\mu$ RoC ayant une transmission de 80 ppm. Dans ce cas, la finesse de la cavité est limitée majoritairement par cette transmission, grande devant toutes les autres sources de pertes. Des mesures ont été réalisées au LMA sur des témoins ayant reçu le même traitement optique, et d'autres mesures ont été réalisées au LKB sur un dispositif dédié, décrit sur la figure 3.13.

Le principe est de mesurer la lumière transmise par l'échantillon à l'aide d'un puissance-mètre tout en mesurant la lumière incidente sur le miroir à l'aide d'une

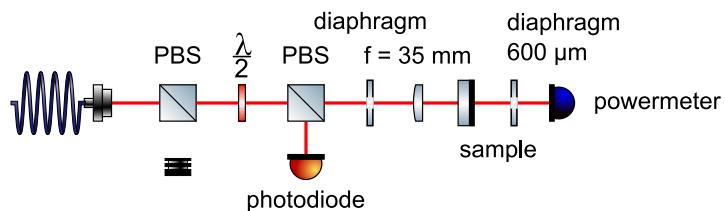


FIGURE 3.13 – Schéma du montage expérimental utilisé pour mesurer la transmission des  $\mu$ RoC.

photodiode de calibration. L'enjeu est de s'assurer que seule la lumière transmise par le  $\mu$ RoC (de l'ordre de la centaine de nW pour quelques mW incidents) est détectée sur le puissance-mètre. Pour cela, un jeu de diaphragmes et de tubes permet de bloquer la lumière diffusée et de l'environnement.

Pour les mesures, un laser fibré Koheras Basik a été utilisé. Il fournit un faisceau de quelques mW de puissance et est accordable sur 1,5 nm. Le premier cube séparateur de polarisation (PBS) permet de s'assurer que la polarisation en sortie de fibre est bien linéaire et ainsi de conserver le même rapport entre les faisceaux réfléchi et transmis par le deuxième PBS. Ceci permet d'assurer une plus grande stabilité de la calibration de la puissance incidente sur l'échantillon avec la photodiode. Le deuxième PBS avec la lame  $\lambda/2$  permet de répartir la lumière entre la photodiode de calibration et l'échantillon. Une lentille de courte focale permet d'obtenir un faisceau aux caractéristiques proches de celle du mode fondamental des cavités qui seront assemblées ensuite. Le  $\mu$ RoC est monté dans une translation XY pour pouvoir centrer la structure sur le faisceau. Le deuxième diaphragme est monté dans un lens tube et est situé au plus près de l'arrière de l'échantillon. Le puissance-mètre est vissé au bout du lens tube.

Pour réaliser la mesure, on procède comme suit :

1. Orienter la lame  $\lambda/2$  de façon à maximiser le signal transmis, tout en gardant une puissance suffisante sur la photodiode pour qu'elle soit facilement mesurable.
2. Orienter le faisceau de manière à maximiser la puissance sur le puissance-mètre pour s'assurer que le faisceau passe bien au centre des deux diaphragmes.
3. Calibrer la photodiode afin de connaître la lumière incidente sur l'échantillon en fonction du signal reçu sur la photodiode.
4. Insérer le  $\mu$ RoC à mesurer.
5. Les mesures peuvent alors être réalisées en faisant varier la position du  $\mu$ RoC pour vérifier que la transmission est la même sur tout l'échantillon, la longueur d'onde du laser ou la puissance incidente pour s'assurer de la linéarité de nos mesures.

Dans le tableau 3.2, on remarque d'importantes variations de la transmission suivant les échantillons, la longueur d'onde du laser incident et l'emplacement où est réalisée la mesure sur l'échantillon (sur la structure concave ou bien sur le reste du substrat). En particulier, sur la figure 3.14, on remarque en faisant varier la longueur d'onde du laser une variation quasi-sinusoïdale de la transmission, avec une période proche de 0,4 nm. Cette période correspond à l'intervalle spectral libre d'une cavité en silice ( $n_{\text{SiO}_2} = 1,45$ ) d'une longueur de 1 mm, ce qui correspond à l'épaisseur des substrats. Ceci est en accord raisonnable avec un effet d'interférence dû à une réflexion sur le dioptre air/silice sur la face non traitée du substrat. On explique les variations d'amplitude par un recouvrement variable entre les faisceaux qui interfèrent dans la silice, recouvrement qui dépend de la forme de la surface sur laquelle le faisceau se réfléchit.

Pour s'affranchir de cet effet, un revêtement anti-réfléchissant pourrait être déposé sur la face non traitée. Ceci a déjà été envisagé pour d'autres échantillons avec un film polymère fourni par Fichou (Fresnes, France) qui a été brûlé par le recuit des échantillons après le dépôt diélectrique du LMA. Toutefois, conserver une possibilité

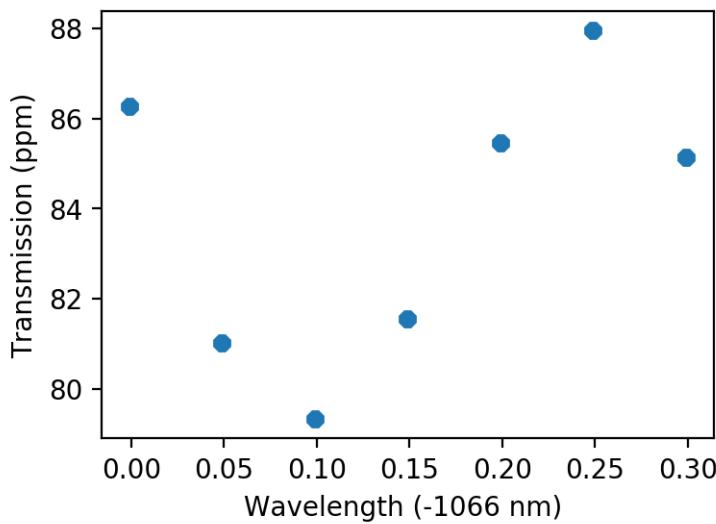


FIGURE 3.14 – Mesure de la transmission de l'échantillon S15-21 au niveau de la structure concave. On observe une variation quasi sinusoïdale de la transmission avec une période de  $\sim 0,4\text{ nm}$  ce qui correspond à une cavité de très faible finesse et de longueur 1 mm.

de faire varier la transmission du miroir d'entrée de la cavité peut permettre d'explorer différents régimes de couplage en faisant varier la longueur d'onde du laser de mesure de quelques centaines de picomètres.

Pour ces mesures, l'échantillon est aligné de telle sorte à recevoir le faisceau avec une incidence normale, comme c'est le cas pour une cavité bien alignée. En effet, les revêtements diélectriques utilisés sont optimisés pour une incidence normale et leur propriétés s'éloignent des spécifications si l'angle d'incidence change, comme le montre la figure 3.15. Compte tenu de la taille des structures obtenues ( $\sim 100\text{ }\mu\text{m}$ ) et de leur profondeur ( $\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ ), même si les substrats des miroirs sont parfaitement parallèles, des angles de l'ordre de  $1^\circ$  sont attendus compte tenu de la courbure du  $\mu\text{RoC}$ . Sur des angles aussi faibles, la variation de la transmission est complètement négligeable puisque inférieure à 1 ppm.

### 3.3.3 Géométrie des structures obtenues

Lors de la réalisation des structures sur le dispositif de photoablation, l'interféromètre Mirau permet d'obtenir rapidement une carte de la profondeur de la surface après la séquence de tir comme on peut le voir sur la figure 3.16. Ces données peuvent être exploitées pour déduire certains paramètres géométriques :

- le diamètre, qu'on pourra différencier entre diamètre de la structure et diamètre utile, plus petit, qui correspond à la partie qui peut raisonnablement être approchée par une sphère ;
- le rayon de courbure, qui va déterminer la forme du mode de la cavité et en particulier le rayon du faisceau, ce qui va gouverner les pertes géométriques avec le diamètre ;

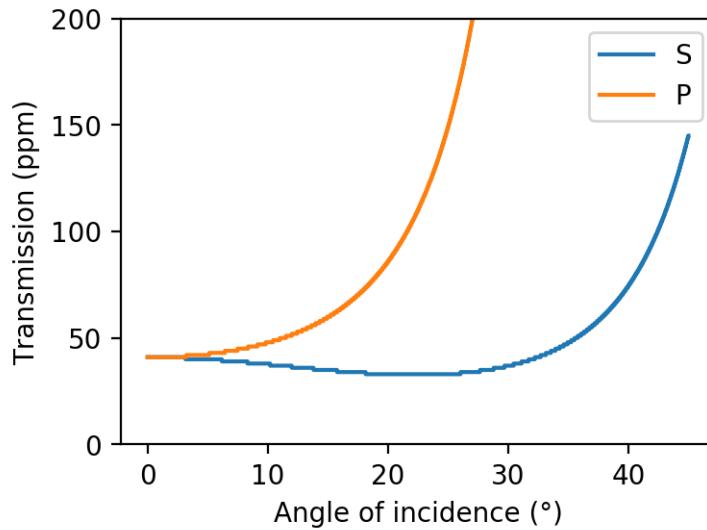


FIGURE 3.15 – Transmission simulée avec le logiciel TFCalc pour un revêtement diélectrique composé de 17 doublets  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  pour une transmission nominale de 35 ppm, en fonction de l’angle d’incidence. Les deux courbes correspondent aux polarisations "s" et "p". En particulier, on remarque que la transmission ne varie que de 1 ppm pour des angles compris entre  $0^\circ$  et  $5^\circ$ .

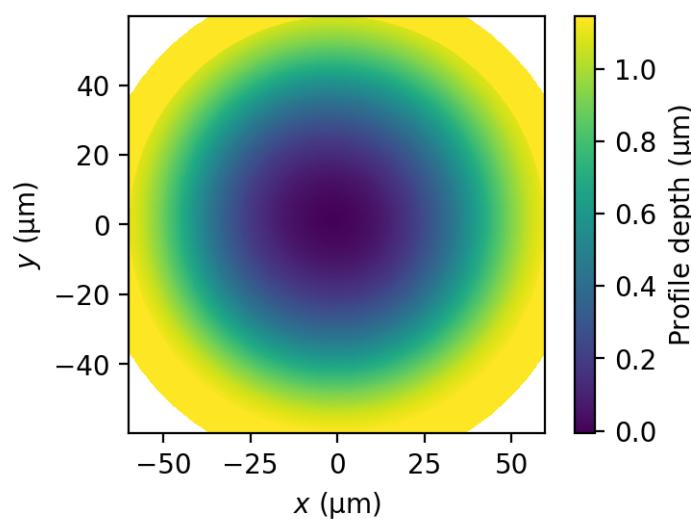


FIGURE 3.16 – Profil de profondeur de la surface de la structure centrale de l’échantillon S15-10.

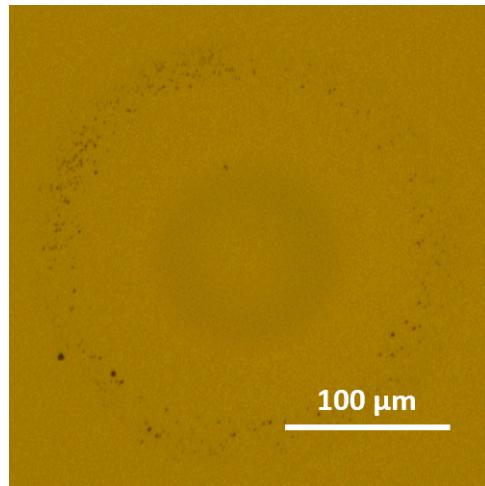


FIGURE 3.17 – Image obtenue au microscope optique ( $\times 10$ ) de la structure au centre de l'échantillon S15-10 après le dépôt du revêtement diélectrique. Les petites taches disposées en couronne correspondent probablement à des micro-gouttelettes de silice qui se sont condensées immédiatement après la photoablation. La structure centrale d'un diamètre de  $100 \mu\text{m}$  (zone plus sombre) correspond à la partie utile du miroir. Sur cet échantillon on observe une petite saleté en limite de la partie utile (en haut), qui n'a pas dégradé notablement la finesse des cavités assemblées avec ce coupleur.

- le rapport entre les rayons de courbure selon les axes principaux du miroir, causés par l'ellipticité de la forme obtenue, qui participe à la biréfringence de la cavité.
- les propriétés locales de la surface du miroir, telles que l'angle ou le rayon de courbure.

Compte tenu du fait que les dimensions du réseau de tirs ne changent pas (ou très peu :  $< 10\%$ ), le diamètre typique des structures obtenues reste de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$ , avec toutefois un diamètre utile plus proche de  $100 \mu\text{m}$ . Une structure typique est visible sur la figure 3.17.

Le rayon de courbure est mesuré en ajustant le profil mesuré avec une fonction parabolique de la forme

$$z = \frac{1}{2R_x}x^2 + \frac{1}{2R_y}y^2 + bx + cy + d, \quad (3.3.1)$$

où  $R_x$  (resp.  $R_y$ ) est le rayon de courbure dans la direction  $x$  (resp.  $y$ ) et où  $b$ ,  $c$  et  $d$  sont des coefficients utilisés pour l'ajustement. Lors de l'ajustement numérique des données, on peut se limiter à un certain rayon autour du centre de la structure, comme c'est le cas du programme qui pilote le dispositif de photoablation. On peut aussi utiliser une fonction gaussienne pour pondérer la fonction d'erreur à minimiser et donner plus de poids au centre de la structure, comme cela a été fait a posteriori. Cela permet de tenir compte du profil transverse de l'intensité du mode  $\text{TEM}_{00}$ , pour approcher au mieux le rayon de courbure effectif perçu par le mode. En faisant varier la largeur de la gaussienne, on peut voir l'impact du rayon du faisceau sur le rayon de

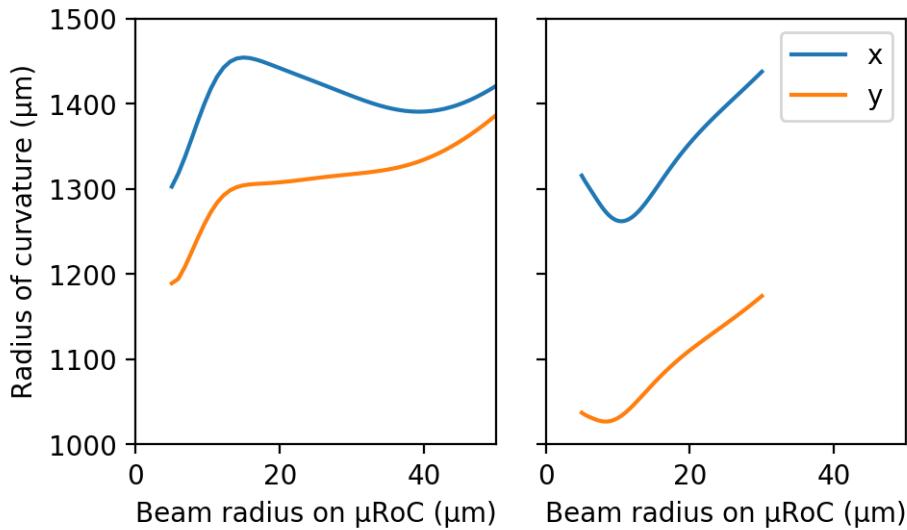


FIGURE 3.18 – Variation du rayon de courbure effectif du μRoC avec la taille du faisceau incident.

courbure effectivement perçue par le mode optique de la cavité. D'autres fonctions plus complexes associées au profil d'intensité des modes TEM de la base d'Hermite-Gauss ont aussi été utilisées pour pondérer la fonction d'erreur.

Enfin, pour avoir des informations locales sur le profil du miroir, on peut faire varier le centre de la fonction de pondération et parcourir ainsi la surface de la structure pour en déduire l'angle et le rayon de courbure. En particulier, en choisissant une gaussienne ayant la dimension caractéristique du faisceau du mode d'une cavité formé avec ces structures, on peut estimer l'effet d'un alignement imparfait de la cavité sur le rayon de courbure vu par le mode résonant. Cet angle est responsable d'un déplacement du faisceau par rapport au centre de la structure, ce qui revient à une modification du rayon de courbure effectif perçu par le mode. La présence d'un angle résiduel entre les substrats peut en effet avoir des effets importants sur la position des dégénérescences de modes étudiées dans le chapitre 7. De cette façon on peut obtenir une cartographie de la surface des structures, comme le montre la figure 3.19.

### 3.3.4 Caractérisation de la cavité de mesure

Les cavités dont il est question ici sont les cavités micrométriques réalisées avec les μRoC fabriqués comme décrit précédemment. Différents miroirs de fond ont été utilisés servant plusieurs objectifs distincts :

- plan/μRoC pour la simple caractérisation optique des μRoC ;
- plan/micro-résonateur pour la caractérisation optique et mécanique des résonateurs et leur refroidissement ;

Dans tous les cas, on s'intéresse à plusieurs paramètres de la cavité qui peuvent être mesurés par différents moyens :

- l'intervalle spectral libre  $\nu_{\text{ISL}}$  ;
- la bande passante  $\frac{\kappa}{2}$  ;

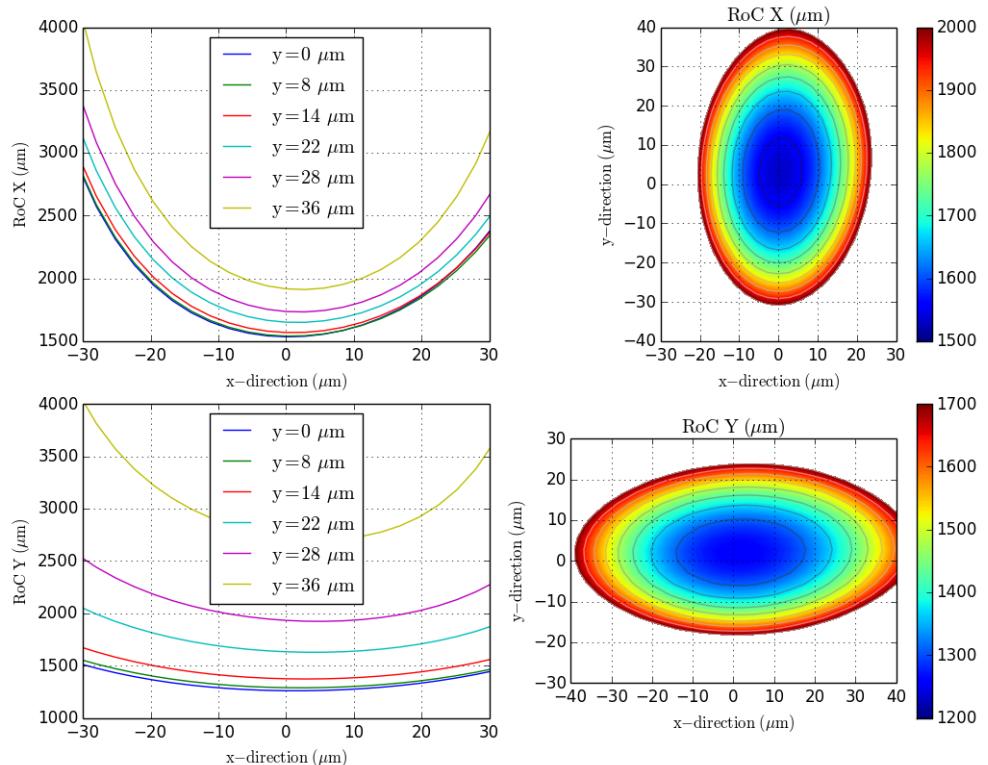


FIGURE 3.19 – Évolution du rayon de courbure effectif pour un faisceau gaussien de 20  $\mu\text{m}$  de rayon en fonction de sa position sur la structure. A droite, carte 2D du rayon de courbure selon la direction  $x$  (en haut) et  $y$  (en bas). A gauche, les courbes représentent des coupes transversales pour plusieurs positions  $y$  sur les cartes de droite, et représentent l'évolution du rayon de courbure selon la direction  $x$  (en haut) et  $y$  (en bas). Ce type de carte a été utilisé pour estimer la position du faisceau du mode TEM<sub>00</sub> des cavités assemblées. En mesurant la position des croisements de mode optiques comme cela sera discuté dans le chapitre 7, il est possible de déterminer précisément le rayon de courbure du miroir vu par les modes de la cavité. On peut ainsi estimer la position du faisceau sur la carte, ce qui peut aussi donner une estimation de l'angle entre les deux miroirs de la cavité.

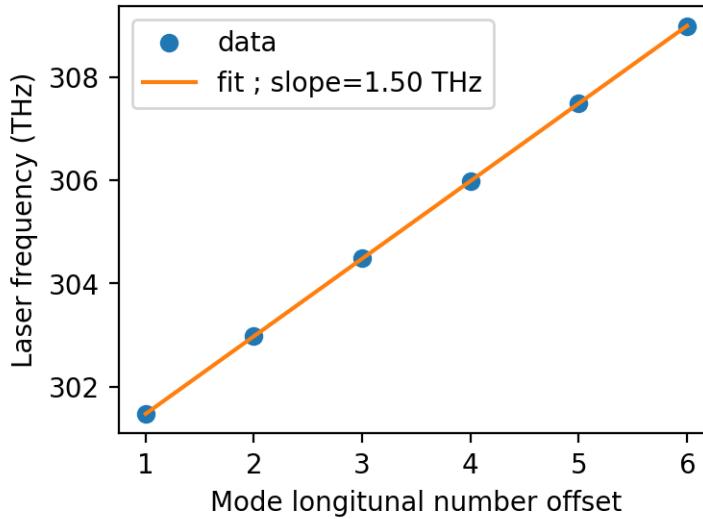


FIGURE 3.20 – Mesure de l'intervalle spectral libre de la cavité 1556/S15-10 à 60 mK avec un laser Ti:Sa de MSquared. Les données sont ajustées par une fonction linéaire dont le coefficient directeur donne  $\nu_{\text{ISL}} = 1,50 \text{ THz}$ , ce qui correspond à une longueur de cavité  $L_{\text{cav}} = 99,8 \mu\text{m}$ .

— l'écart en fréquence entre les deux modes propres de polarisation  $\Delta\nu$ .

L'ISL peut être mesuré à l'aide d'un laser accordable dont une partie du faisceau est prélevée et analysée sur un lambda-mètre. Dans le cas d'une cavité dont on peut faire varier finement la longueur à l'aide de cales piézoélectrique, on peut procéder comme suit.

1. On balaye la longueur de la cavité avec un signal sinusoïdal de manière à observer au moins une résonance et on repère la position de la résonance sur un oscilloscope déclenché par le signal de modulation de longueur en l'encadrant avec des curseurs. On note alors la fréquence du laser.
2. La longueur d'onde du laser est modifiée de manière à centrer les résonances successives dans l'intervalle repéré avec les curseurs. Pour chaque nouvelle résonance, on note la fréquence du laser.

L'écart en fréquence entre deux modes successifs donne par définition l'ISL. On peut aussi réaliser un ajustement linéaire comme sur la figure 3.20. De la valeur de l'ISL on peut déduire la distance entre les deux miroirs de la cavité  $L_{\text{cav}}$  donnée par la relation

$$\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{2L_{\text{cav}}} \quad (3.3.2)$$

La bande passante de la cavité est déduite de la mesure de la largeur d'une résonance de la cavité. Pour cela, on balaye soit la longueur de la cavité, soit la fréquence du laser autour d'une résonance. Le laser est modulé en phase à l'aide d'un modulateur électro-optique avec une fréquence supérieure à la bande passante de la cavité pour créer des bandes latérales à la résonance dont l'écart en fréquence est connu. De cette manière il est possible de calibrer un balayage temporel en balayage fréquentiel. La plupart des mesures réalisées sur les cavités utilisées sont réalisées de la façon suivante :

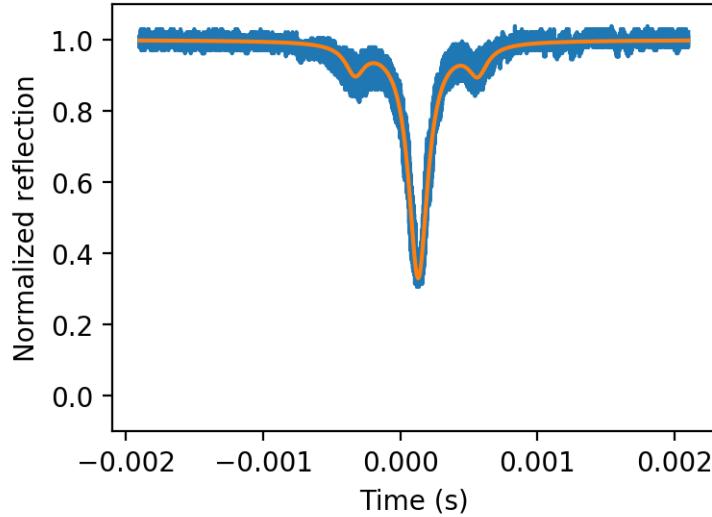


FIGURE 3.21 – Mesure de la bande passante de la cavité 1556/S15-10 à 60 mK. La fréquence de modulation pour les bandes latérales est de 80 MHz et l'ajustement permet de déduire une bande passante de 16 MHz.

1. Une modulation de fréquence de l'ordre de la centaine de MHz est appliquée sur le faisceau de mesure à l'aide d'un modulateur électro-optique fibré.
2. On balaye la longueur de la cavité avec un signal triangulaire envoyé sur les piézos de manière à observer au moins une résonance. La fréquence et l'amplitude de balayage doivent être choisies de telles sorte à éviter le phénomène de rebonds. En effet, même si comme décrit dans la section 2.1.5, le signal obtenu peut être caractérisé et ajusté par le modèle adapté, l'analyse est plus lente dans ce cas.
3. La trace temporelle de la réflexion de la cavité détectée par une photodiode est mesurée sur un oscilloscope. La trace obtenue est ajustée par une lorentzienne et une paire de lorentziennes (fonction `lorentzSB` du programme `fitting.py`). Le paramètre `relative_bandwidth` multiplié par la fréquence de modulation donne directement la bande passante de la cavité.

Une mesure typique de la bande passante de la cavité 1556/S15-10 est représentée sur la figure 3.21.

Les mesures de l'ISL et de la bande passante permettent de calculer la finesse de la cavité obtenue, ou encore de déduire ses pertes. Ainsi, d'après les résultats obtenus dans les figures 3.20 et 3.21, on peut déduire  $\mathcal{F} = 47000$  et  $T + P = 134$  ppm. La connaissance de la transmission du coupleur ( $\sim 80$  ppm) permet de déduire les pertes par aller retour de la cavité  $P \approx 50$  ppm.

Ces deux mesures (finesse et longueur de cavité) peuvent être réalisées simultanément en utilisant le programme `finesse.py` comme décrit dans [Neu16a]. Pour cela, on applique une modulation de phase de fréquence connue au faisceau de mesure et on balaye la longueur de la cavité sur au moins deux ISL complets de manière à observer au minimum trois résonances distinctes et leurs bandes latérales. On acquiert ensuite

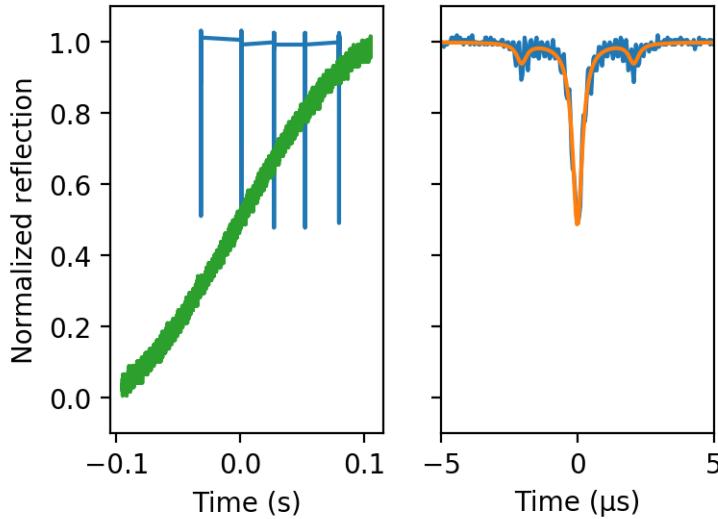


FIGURE 3.22 – Données typiquement utilisées pour la mesure de finesse avec le programme `finesse.py`. A gauche, on observe en bleu le signal associé à la réflexion de la cavité alors que sa longueur est balayé à l'aide de piézos alimentés par le signal représenté en vert. A droite, on observe une résonance de la cavité, avec de part et d'autre les bandes latérales associées à la modulation de phase appliquée pour la calibration des traces temporelles. La courbe orange correspond à l'ajustement des données expérimentales en bleu.

simultanément la réflexion de la cavité et le signal sinusoïdal utilisé pour les piézos, comme le montre la figure 3.22. En utilisant la fonction `analyze_save_summary` du programme, on peut immédiatement connaître l'ISL et la bande passante de la cavité, permettant de déduire sa longueur et sa finesse. Un affichage des résultats obtenus avec ce programme est visible sur la figure 3.23. Cette méthode est très rapide mais présente quelques inconvénients :

- les résultats peuvent varier significativement (10 %) d'une mesure à l'autre, notamment sur la mesure de longueur, si bien qu'il est nécessaire de réaliser un grand nombre d'acquisitions pour obtenir une bonne précision ;
- la mesure de la bande passante de la cavité est moyennée sur plusieurs modes longitudinaux voisins, ce qui peut poser problème dans le cas des croisements de modes optiques (cf. chapitre 7) où la variation de la bande passante dépend fortement de l'ordre longitudinal du mode observé ;
- il faut que les piézos offrent un déplacement du  $\mu$ RoC de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$  pour observer les trois résonances minimum nécessaires à la bonne convergence des ajustements, ce qui n'est pas toujours possible. En particulier à basse température, la variation de longueur de la cavité autorisée par le déplacement des piézos n'est de l'ordre que d'un ISL ce qui n'est pas suffisant pour utiliser correctement ce programme. Dans ce cas, les protocoles de mesure utilisant un laser accordable décrits précédemment sont nécessaires pour caractériser la cavité.

Cette méthode est donc réservée à des mesures rapides, informatives, particulièrement

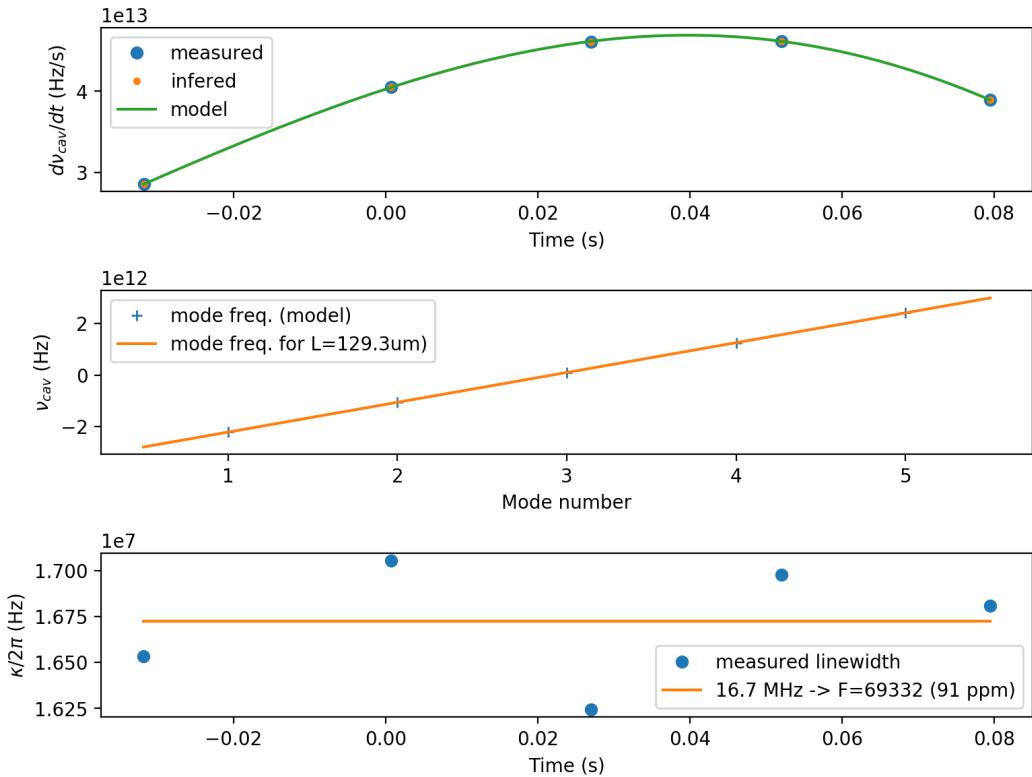


FIGURE 3.23 – Résultats d'une mesure de finesse obtenus avec le programme `finesse.py` décrit dans [Neu16a] pour la cavité 1556/S15-10 à 300 K. La première courbe représente la vitesse à laquelle change la fréquence de résonance de la cavité  $\nu_{\text{cav}}$  en fonction du temps, liée au déplacement du piézo qui change la longueur de la cavité. Elle est déduite de l'écart temporel entre les deux bandes latérales associées à la modulation de phase de fréquence connue et permet de modéliser le déplacement du piézo en fonction de la tension à ces bornes. La deuxième courbe, déduite de l'ajustement de la première, représente la fréquence de résonance de la cavité, avec un offset qui dépend de l'ordre longitudinal du mode observé, qu'il n'est pas nécessaire de connaître. L'écart de fréquence entre ces modes est directement l'ISL  $\nu_{\text{ISL}}$  qui permet de déduire la longueur de la cavité  $L_{\text{cav}}$ . La dernière courbe montre la largeur de chaque résonance qui permet de mesurer  $\kappa$ , obtenue en comparant l'écart temporel entre les bandes latérales et la largeur temporelle de la résonance. Le balayage étant localement à vitesse constante et en connaissant la fréquence de la modulation de phase à l'origine des bandes latérales, on peut mesurer  $\kappa$  en fréquence. La connaissance de  $\kappa$  et  $\nu_{\text{ISL}}$  permet finalement de déduire la finesse de la cavité.

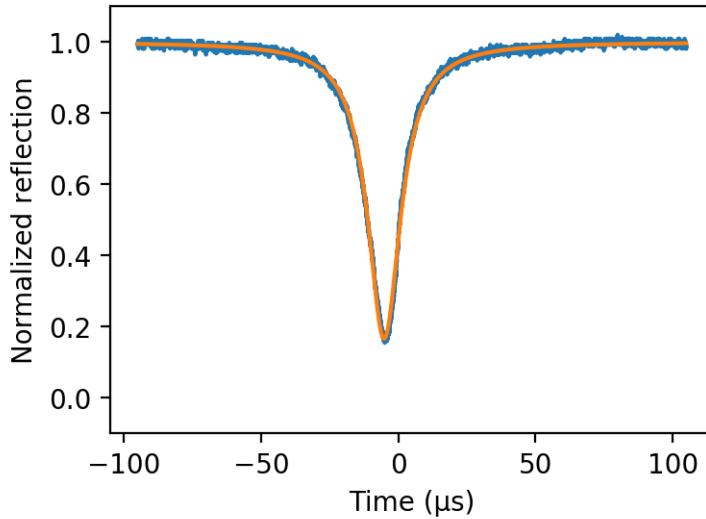


FIGURE 3.24 – Résonance de la cavité 1556/S15-10 à 60 mK observée en réflexion. L’ajustement lorentzien est utilisé pour extraire la valeur de la réflexion à résonance, permettant de déduire le paramètre de couplage  $\eta_{\text{cav}}$ . Ici on trouve  $\mathcal{R}_{\text{res}} = 0,17$  ce qui donne  $\eta_{\text{cav}} = 0,88$  en prenant  $T = 80$  ppm et  $P = 50$  ppm comme mesuré précédemment.

utiles lors de l’alignement d’une nouvelle cavité.

Dans le cas d’un faisceau parfaitement adapté à la cavité ( $\eta_{\text{cav}} = 1$ ), la réflexion à résonance est donnée par l’équation 2.1.52. En pratique, l’adaptation n’est jamais parfaite ( $\eta_{\text{cav}} < 1$ ) si bien que l’intensité réfléchie à résonance est toujours supérieure à la valeur correspondant à un couplage parfait. On a alors

$$\mathcal{R}_{\text{res}} = 1 - \eta_{\text{cav}} \left[ 1 - \left( \frac{T - P}{T + P} \right)^2 \right]. \quad (3.3.3)$$

De l’équation 3.3.3 et de la connaissance de  $T$  et  $P$ , on peut évaluer la qualité de l’adaptation du faisceau incident au mode TEM<sub>00</sub> de la cavité. Pour cela on mesure simplement une résonance de la cavité et on ajuste le signal obtenu par une lorentzienne pour en déduire  $\mathcal{R}_{\text{res}}$ . Sur la figure 3.24, on mesure  $\eta_{\text{cav}} = 0,88$ , mais cette valeur est sujette à une grande incertitude en raison de la variabilité de la transmission du µRoC discutée précédemment. En effet, en supposant que la transmission est en réalité de 90 ppm (les pertes ne sont alors plus que de  $P = 40$  ppm pour conserver la même finesse de cavité), on trouve  $\eta_{\text{cav}} = 0,98$ . Ainsi, s’il est possible de connaître précisément la somme  $T + P$ , l’incertitude sur  $T$  (allant jusqu’à plusieurs dizaines de ppm) empêche de connaître précisément  $T$ ,  $P$  et  $\eta$ . La méthode de calibration utilisée pour la conversion des spectres de bruit en spectres de déplacement, avec l’utilisation d’une modulation de phase et l’équation (2.1.65), ne repose que sur la connaissance précise de la longueur de la cavité (qui elle peut être mesurée très précisément).

Il est également important de connaître l’écart en fréquence  $\Delta\nu$  entre les deux modes propres de polarisation de la cavité obtenue. Dans le cas d’une cavité par-

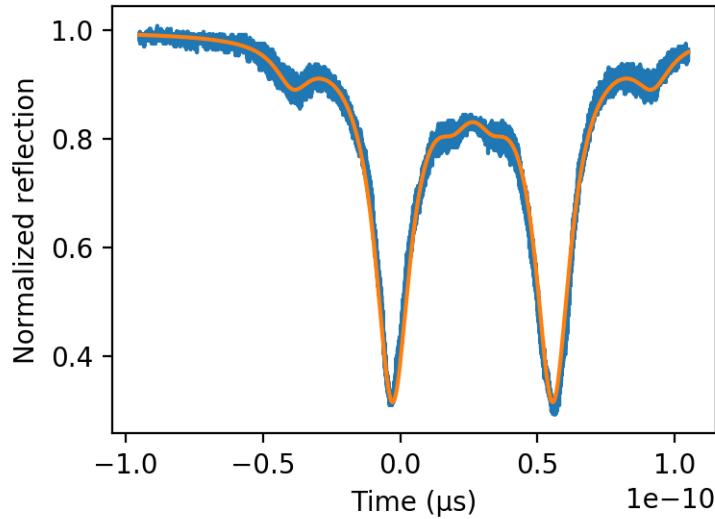


FIGURE 3.25 – Mesure de l'écart en fréquence entre les deux modes propres de polarisation de la cavité 1556/S15-10. Une modulation de phase à 80 MHz est appliquée au faisceau incident pour les mêmes raisons que lors de la mesure de la bande passante de la cavité. Ici, on trouve  $\Delta\nu = 130$  MHz.

faite (coupleur sphérique, miroir plan, revêtements diélectriques anisotropes), ces deux modes sont dégénérés. Ainsi quelle que soit la polarisation du faisceau incident, un seul pic d'absorption sera visible dans la réflexion. Dans notre cas, plusieurs éléments sont à l'origine d'une biréfringence de la cavité, qui a pour effet de lever la dégénérescence entre deux modes aux polarisations orthogonales. Une première méthode pour mesurer la biréfringence de la cavité consiste à choisir l'angle de la polarisation linéaire incidente de telle sorte à exciter de façon égale les deux modes de polarisation. On observe alors ces deux pics d'absorption dans le signal réfléchi par la cavité comme le montre la figure 3.25 (et deux paires de bandes latérales formées par une modulation de phase créée par un modulateur électro-optique pour la calibration en fréquence). Il suffit alors d'ajuster les données par deux lorentziennes (et leurs bandes latérales) et de comparer leur séparation avec l'écart entre les bandes latérales. Une autre méthode dont les résultats sont représentés sur la figure 3.26, se base sur l'évaluation de la sensibilité d'une mesure de déplacement directe en faisant varier le désaccord entre un faisceau asservi à résonance sur un mode de polarisation et un deuxième faisceau proche de l'autre mode de polarisation :

1. On utilise pour cela deux faisceaux injectés dans la cavité avec des polarisations linéaires orthogonales orientées selon les deux axes propres de la cavité. Le premier sert à asservir la cavité à résonance en utilisant un signal Pound-Drever-Hall comme signal d'erreur, tandis que le deuxième sert pour la mesure. La séparation en fréquence entre les deux lasers peut être modifiée sur quelques centaines de MHz au moyen d'un (de) modulateur(s) acousto-optique(s).
2. On applique une faible modulation de longueur à une fréquence connue à la cavité, modulation qui est mesurée directement sur le signal réfléchi par la cavité.

Résonateur	$\mu$ RoC	$R_1$ μm	$R_2$ μm	$\Delta\nu$ MHz	$\nu_{\text{FSR}}$ THz	$\varphi_{\text{exp}}$ ppm	$\varphi_{\text{theo}}$ ppm
20121009C3	S15-10	1450	1300	59	0,6	94	2
20121009C5	S15-10	1450	1300	182	1,4	130	2
1556	S15-10	1450	1300	130	1,5	86	2
1568n15	S15-16	1300	1150	23	1,3	17	3
QT2	S6-4	1260	1050	10	0,7	14	4

Table 3.3 – Comparaison entre la biréfringence mesurée et celle attendue théoriquement, compte tenu des rayons de courbure des miroirs utilisés, pour quelques unes des cavités utilisées. On remarque que l'écart entre la valeur théorique attendue compte tenu de la forme des miroirs concaves et la valeur mesurée est très important. La biréfringence de la cavité est donc plutôt explicable par d'autres mécanismes, liés par exemple aux propriétés des revêtements diélectriques utilisés et de la faible taille des miroirs qui pourrait provoquer des effets de bord.

L'amplitude du pic correspondant est mesurée sur un analyseur de spectre.

3. Comme discuté dans la section 2.1.6, la sensibilité de cette méthode de détection directe dépend du désaccord du laser par rapport à la résonance. En particulier, la sensibilité s'annule à résonance. En faisant varier le désaccord entre les deux lasers, on peut trouver le désaccord qui minimise l'amplitude du pic mesuré qui correspond à la situation où les deux lasers sont à résonance. Cette valeur correspond précisément à  $\Delta\nu$ .
4. Cette mesure permet aussi d'extraire la bande passante de la cavité en ajustant les données obtenues par la fonction dérivée d'une lorentzienne.

Dans le cas d'une cavité dont le miroir concave est elliptique, c'est à dire qu'il possède deux rayons de courbure différents selon deux axes orthogonaux, l'écart en fréquence des deux modes de polarisation est donné par [MUB<sup>+</sup>15] :

$$\Delta\nu = \frac{\nu_{\text{ISL}}}{2\pi k} \frac{R_1 - R_2}{R_1 R_2}. \quad (3.3.4)$$

Pour la cavité 1556/S15-10 en prenant  $R_1 = 1450 \mu\text{m}$  et  $R_2 = 1300 \mu\text{m}$ , on s'attend à obtenir un écart en fréquence relatif à l'ISL de

$$\varphi = \frac{\Delta\nu}{\nu_{\text{FSR}}} \approx 2 \text{ ppm}, \quad (3.3.5)$$

alors que les mesures donnent presque 90 ppm. Cet écart entre valeurs expérimentale et théorique est variable mais systématique, comme on peut le voir avec les valeurs répertoriées dans le tableau 3.3 pour plusieurs cavités. Cette sous-estimation de la biréfringence de la cavité peut s'expliquer par une biréfringence des revêtements diélectriques utilisées. En raison de la procédure de fabrication des micro-miroirs situés sur les résonateurs mécaniques, il n'est pas exclu que des contraintes internes au revêtement provoquent cette biréfringence, où encore que des effets de bords dus au faible diamètre des miroirs soient responsables d'une anisotropie vue par le faisceau de la cavité. Les valeurs élevées constatées expérimentalement permettent cependant

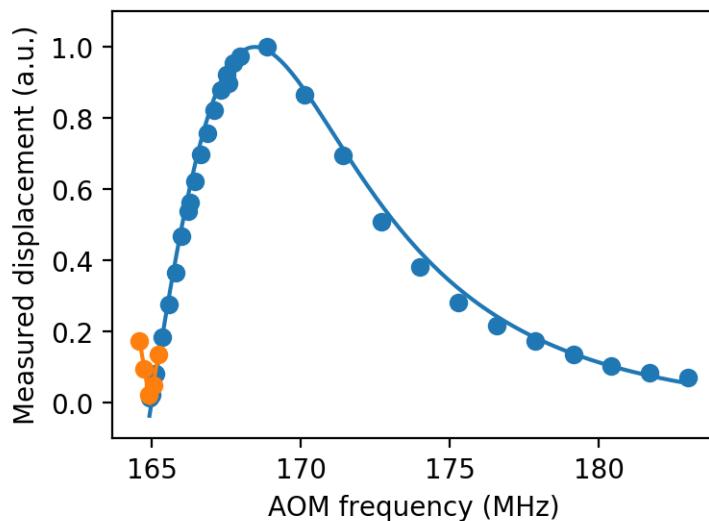


FIGURE 3.26 – Mesure de la séparation entre les deux modes de polarisation de la cavité. L’amplitude d’une modulation de longueur de la cavité est mesurée en utilisant la réflexion directe d’un faisceau. La cavité est asservie sur un autre faisceau de polarisation orthogonale, dont l’écart en fréquence par rapport au premier est contrôlé à l’aide d’AOM (un ou deux suivant la biréfringence de la cavité). La sensibilité de cette détection dépend du désaccord entre la fréquence du laser et celle de la cavité ce qui explique que même si la modulation est constante, l’amplitude du signal associé au déplacement change. La valeur de l’écart en fréquence dû à la biréfringence de la cavité est celle qui minimise l’amplitude de la modulation de longueur, les deux faisceaux étant alors à résonance sur les deux modes orthogonaux de polarisation (courbe orange). Pour cette mesure deux AOM sont utilisés en double passage en utilisant le mode diffracté d’ordre 1 du premier et -1 du deuxième ce qui déplace la fréquence du laser de  $2(\nu_{\text{AOM}_1} - \nu_{\text{AOM}_2})$ . La fréquence d’un des AOM est fixée à 230 MHz ce qui permet de déduire l’écart en fréquence entre les deux modes de polarisation de la cavité  $\Delta\nu = 2 \times (230 \text{ MHz} - 165 \text{ MHz}) = 130 \text{ MHz}$ . La courbe bleue (prise sur une plus grande gamme de désaccords) est ajustée par la dérivée d’une lorentzienne est permet d’obtenir la bande passante de la cavité  $\kappa/2 = 12 \text{ MHz}$ .

de résoudre facilement chacun des modes de polarisation, ce qui facilite grandement l’alignement de la polarisation du faisceau incident sur un des axes propres de la cavité.

### 3.4 Caractérisation mécanique

La caractérisation mécanique des échantillons consiste à déterminer essentiellement trois paramètres :

- la fréquence de résonance ;
- le facteur de qualité ;
- la masse effective.

On distinguera deux phases de caractérisations :

- une méthode basée sur un interféromètre de Michelson où l’échantillon est placé dans l’un des bras ;
- une autre méthode où l’échantillon est utilisé comme miroir de fond d’une cavité Fabry-Perot en conjonction avec un  $\mu$ RoC.

Chacune de ces méthodes comprend ses avantages et répond à différents niveaux d’exigence.

#### 3.4.1 Interféromètre de Michelson

Cette première méthode se base sur l’utilisation d’un montage optique dédié, représenté sur la figure 3.27. La lumière issue d’une fibre optique collimatée passe par un cube séparateur de polarisation qui permet de fixer la polarisation à l’entrée du Michelson. Un deuxième cube séparateur de polarisation permet de séparer le faisceau entre les deux bras de l’interféromètre : l’oscillateur local et le signal (une lame demi-onde permet de choisir l’intensité lumineuse dans chaque bras). Côté signal, le faisceau est dirigé dans un cryostat à circulation d’hélium Janis dans lequel sont placés les échantillons. Un rotateur de Faraday permet de faire tourner la polarisation de  $45^\circ$  dans le même sens quel que soit le sens de passage du faisceau, ce qui permet de changer la polarisation  $p$  en  $s$  après deux passages. Ceci permet de former un circulateur optique : la lumière qui avait été transmise par le PBS sera réfléchie et inversement, ce qui permet d’envoyer la lumière vers la détection plutôt que vers le laser. Dans le cas où une cavité est installée dans le cryostat, deux lames quart-d’onde et demi-onde permettent d’adapter la polarisation du faisceau incident aux axes propres de la cavité. Une lentille de focale 60 mm permet de focaliser le faisceau sur l’échantillon<sup>1</sup>. Côté oscillateur local, une lame quart-d’onde permet de changer la polarisation  $s$  en  $p$ . La lentille permet d’assurer un bon recouvrement entre les deux faisceaux interférant à la sortie de l’interféromètre. Le miroir est lui placé sur un empilement de piézos utilisés pour l’asservissement de l’interféromètre. La longueur du bras de l’oscillateur local est optimisée pour maximiser la réjection du bruit classique de phase dans la détection homodyne, ce qui correspond à avoir les deux bras de l’interféromètre de longueurs

---

1. Avec cette lentille et compte tenu de la géométrie des cavités utilisées, l’adaptation du faisceau incident au mode  $\text{TEM}_{00}$  ne peut être parfaite. En effet, le col du faisceau obtenu après la lentille est systématiquement plus important que celui du mode fondamental de la cavité. Ceci n’est pas critique dans la mesure où seul l’alignement des cavités est réalisé dans ce montage, la finesse de la cavité ne dépendant pas du paramètre de couplage  $\eta_{\text{cav}}$ .

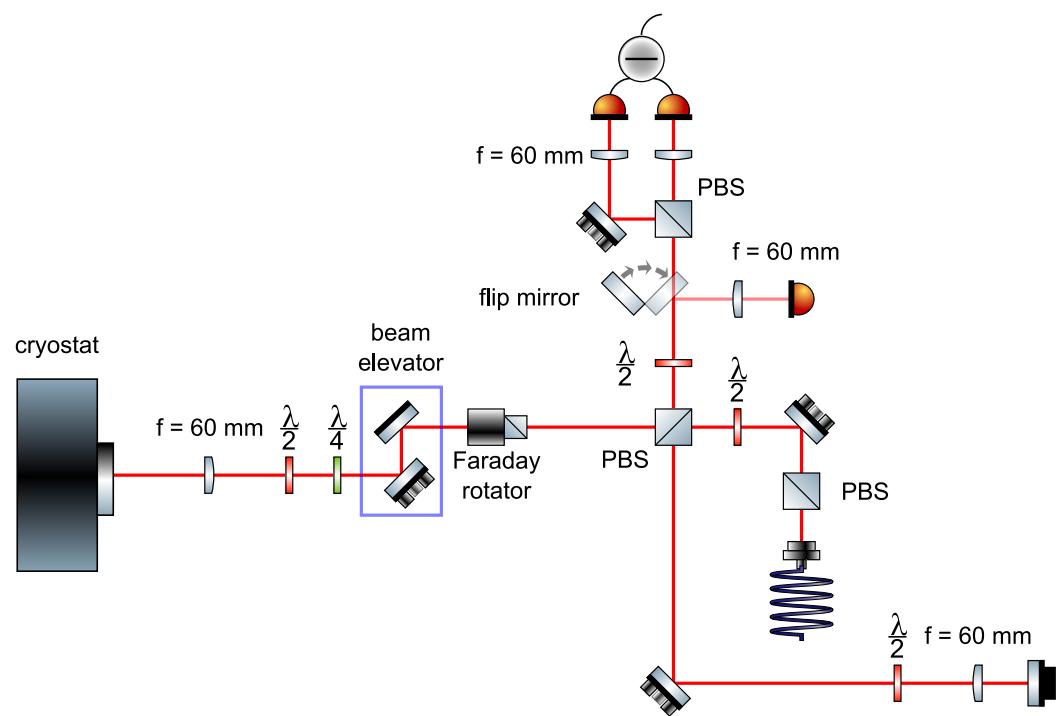


FIGURE 3.27 – Schéma du montage expérimental utilisé pour des mesures de test, d'alignement et de calibration. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson permettant de réaliser une détection homodyne.

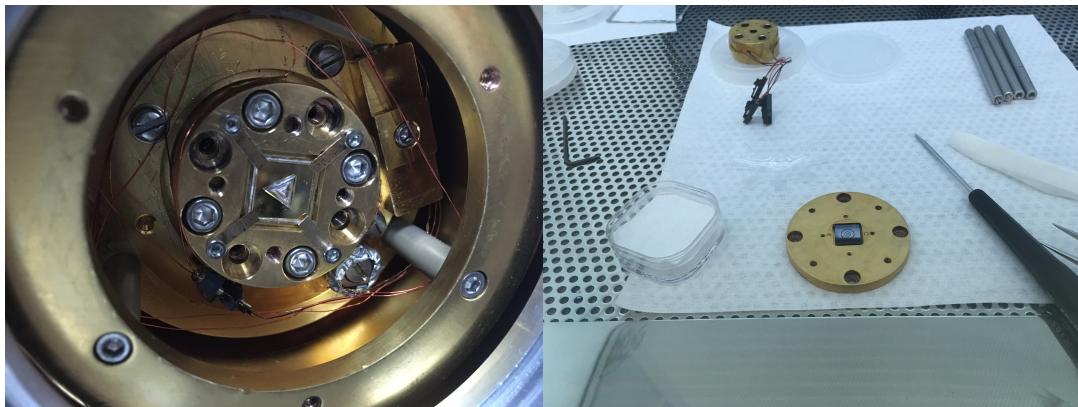


FIGURE 3.28 – À gauche : micro-pilier clampé sur une pièce support à l'intérieur du cryostat à circulation d'hélium au moyen de 4 languettes en crysocale de 0,3 mm d'épaisseur. Les fins fils de manganin émaillés visibles autour sont les fils d'une cale piézoélectrique utilisée pour exciter les modes mécaniques de l'échantillon. À droite : micro-disque collé sur un cadre de silicium lui-même collé sur un porte-échantillon. L'ensemble est alors vissé dans une pièce pouvant s'adapter dans le cryostat.

égales. À la sortie de l'interféromètre, les deux faisceaux signal et oscillateur local sont mélangés sur une lame demi-onde orientée à  $45^\circ$ . Il est alors possible de choisir entre deux méthodes de détections, simple ou balancée : directe à l'aide d'une simple photodiode ou homodyne à l'aide d'un photodétecteur soustracteur. Pour cette méthode, on notera que l'échantillon n'a pas besoin d'être équipé d'un revêtement haute réflectivité. La plupart des résultats présentés dans cette section ont été obtenus avec l'échantillon 20120905C6 avant l'étape de démétalisation du processus de fabrication, et des piliers avant l'étape de dépôt ont également été utilisés avec succès. Dans le premier cas, la fine couche d'or offre forme un très bon miroir à 1064 nm bien que son absorption ( $\sim 5\%$ ) soit plus élevée qu'un revêtement diélectrique ( $< 1\text{ ppm}$ ), tandis que dans le dernier cas, la réflexion au niveau du dioptrre air/quartz liée à la différence d'indice entre les deux milieux est largement suffisante.

L'échantillon placé dans le cryostat peut être maintenu sur son support de plusieurs manières qui dépendent aussi de l'état de l'échantillon, c'est-à-dire si celui-ci a été collé ou non sur un support. Dans le cas d'un échantillon nu, il peut être maintenu par un adhésif type Kapton ou bien pressé via des languettes en crysocale comme on le voit sur la figure 3.28 si un refroidissement est prévu. Eventuellement, un cadre en quartz ou en silicium peut être collé entre l'échantillon et la pièce en cuivre à l'aide de Stycast pour limiter les contraintes liées à la dilatation thermique. Une cale piézoélectrique peut être collée derrière le support en cuivre pour exciter les modes mécaniques de l'échantillon. Dans le cas du pilier on peut aussi exploiter la piézoélectricité du matériau en utilisant une antenne placée à proximité du pilier. L'avantage de l'antenne est que sa fonction de transfert est très plate sur une grande gamme de fréquences, contrairement aux piézos. La fonction de transfert que l'on mesure est alors réellement celle de l'échantillon et pas un produit de celle de l'échantillon et de celle de l'actuateur. Cette solution est en revanche impossible à utiliser avec le micro-disque en silicium qui n'est pas

piézoélectrique. Il est aussi possible d'exciter l'échantillon par pression de radiation en modulant la puissance d'un faisceau incident, qui peut être différent du faisceau de mesure, mais cette solution n'a pas été implémentée pour la caractérisation des échantillons.

Pour observer les modes de l'échantillon à caractériser, il est nécessaire d'asservir la longueur de l'oscillateur local pour rester à mi-frange où la sensibilité est la plus grande. Ceci est réalisé en utilisant directement le signal basse fréquence issu du photodétecteur ( $< 100 \text{ kHz}$ ) comme signal d'erreur et le piézo derrière le miroir de l'oscillateur local comme actuateur. L'asservissement est réalisé grâce à un micro-contrôleur RedPitaya (amplifié par un amplificateur haute tension Tegam ou un amplificateur 0 – 1000 V réalisé par l'atelier d'électronique du laboratoire) et la bibliothèque Pyrpl. La partie haute fréquence ( $> 100 \text{ kHz}$ ) du signal contient l'information intéressante concernant les modes mécaniques de l'échantillon. On peut ainsi réaliser des mesures avec une excitation à l'aide d'un analyseur de réseau commercial ou celui du RedPitaya, ou sans excitation en utilisant l'analyseur de spectre.

Face à un échantillon dont on ignore les caractéristiques, on commencera par trouver le mode optimisé (proche de 3,6 MHz pour les micro-piliers ou de 280 kHz pour les micro-disques, comme indiqué par les simulations) en mesurant la réponse du résonateur à l'aide d'un analyseur de réseau avec un intervalle assez large, une bande passante faible et un grand nombre de points pour ne manquer aucune résonance fine. Sur le spectre obtenu (visible sur la figure 3.29) on cherche le mode ayant le plus grand facteur de qualité. Une fois ce mode identifié, on peut réduire l'intervalle de mesure pour préciser le facteur de qualité. Cette mesure doit être réalisée sous vide pour que la pression ne soit pas la principale source de pertes mécaniques du mode, comme c'est le cas à pression ambiante. Un vide secondaire ( $P < 10^{-4} \text{ mbar}$ ) est nécessaire quel que soit le résonateur utilisé. Pour confirmer qu'il s'agit bien du bon mode, on peut regarder le spectre à l'analyseur de spectre autour de cette fréquence. Si le pic est également présent, cela implique que la masse effective du mode est suffisamment faible pour que le mouvement brownien du pilier soit détectable, ce qui est bon signe.

Le facteur de qualité peut être déterminé en ajustant le pic mesuré à l'analyseur de spectre par une lorentzienne pour en déduire sa bande passante, ou en mesurant le temps caractéristique de décroissance des oscillations du mode après arrêt d'une excitation résonnante (ringdown). La seconde méthode est privilégiée pour les facteurs de qualité élevés car les temps d'acquisition d'un spectre peuvent devenir extrêmement longs pour éviter tout phénomène de rebond. Pour cela, l'analyseur de spectre est réglé en zero-span avec une bande passante de l'ordre de 10 kHz et une fréquence centrale correspondant à la fréquence du mode à mesurer. On mesure l'excitation et la désexcitation du mode en réponse à un signal sinusoïdal résonnant comme le montre la figure 3.30. La phase d'excitation nous renseigne sur le désaccord entre l'excitation et la résonance. Sur ces mesures, seule l'amplitude des oscillations est accessible. En particulier, la fréquence propre de résonance du résonateur n'est pas contenue dans les données (la valeur du désaccord donnée par la phase d'excitation où l'on observe les oscillations de la figure 3.31 peut être connue au signe près). Pour garder l'information sur la fréquence, il est nécessaire d'utiliser un module IQ, soit avec l'analyseur de spectre, soit sur un RedPitaya. En effet, les déplacements du résonateur peuvent être écrit sous forme complexe et ce module permet de démoduler le signal à l'aide d'un

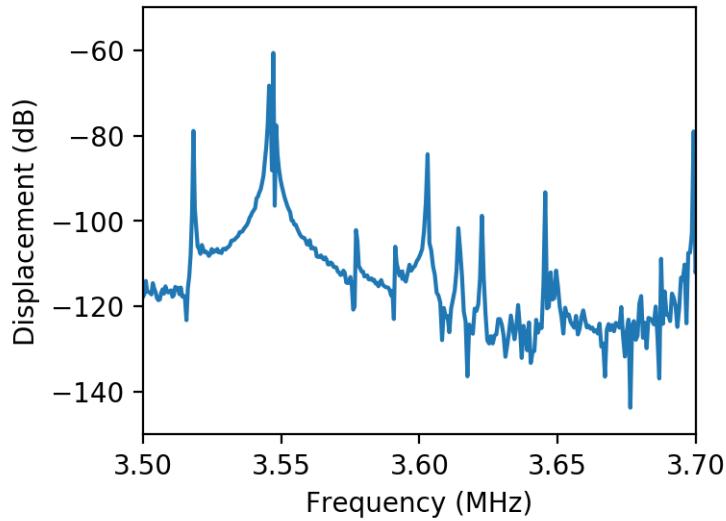


FIGURE 3.29 – Réponse du micro-pilier 20140114C2 à une excitation par un piézo sur une large gamme de fréquence. Plusieurs résonances sont visibles mais seule celle à 3,546 MHz a un facteur de qualité proche de  $10^5$ . Le pic semble mal défini mais cela vient seulement du fait que le balayage en fréquence est trop rapide compte tenu du taux de décroissance mécanique de l'échantillon. On a alors un phénomène de rebond dû à une interférence entre l'oscillation mécanique à  $\Omega_m$  qui décroît lentement, et l'excitation à la pulsation  $\Omega$ .

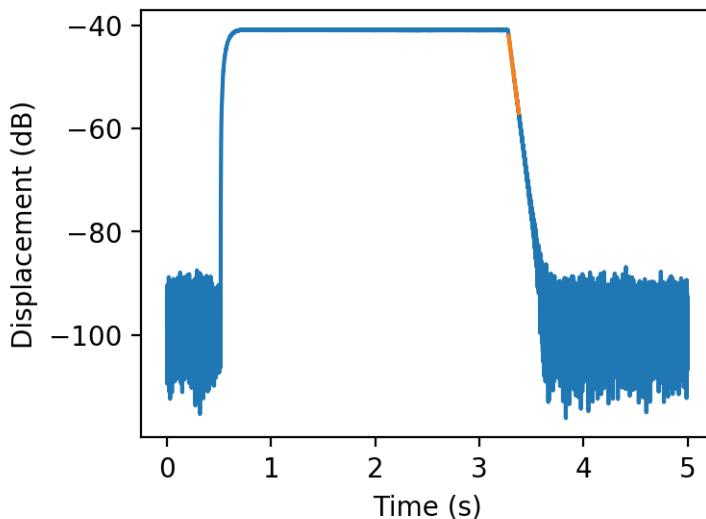


FIGURE 3.30 – Mesure du facteur de qualité du mode de compression du micro pilier 20121009C5. Un simple ajustement linéaire de la pente permet de déduire un facteur de qualité  $Q = 0,7 \times 10^6$ .

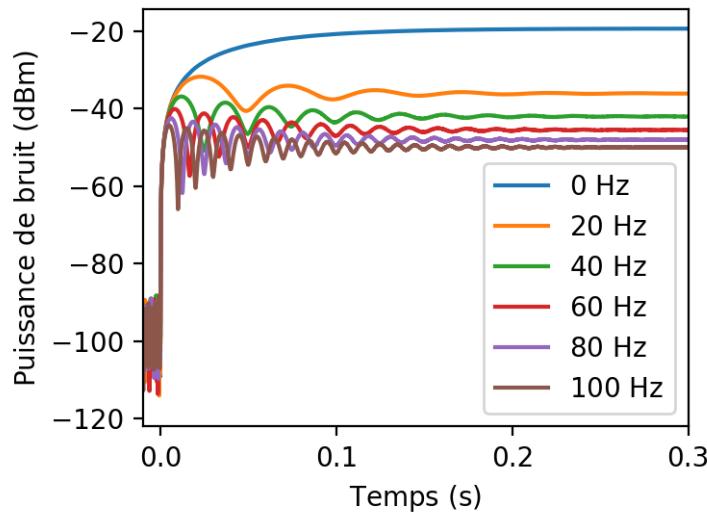


FIGURE 3.31 – Évolution de l'allure de l'excitation en fonction du désaccord entre la fréquence de modulation et la fréquence de résonance. On voit apparaître des oscillations dont la fréquence donne directement le désaccord, au signe près.

oscillateur local pour obtenir une première quadrature (la partie réelle du signal par exemple) et d'un oscillateur local déphasé de  $90^\circ$  pour obtenir la deuxième (la partie imaginaire). Un résultat d'une mesure effectuée est visible sur la figure 3.32. Cette méthode est particulièrement utile lorsqu'on souhaite suivre une résonance dont la fréquence change en raison d'une évolution de la température

Le facteur de qualité est très dépendant de la température de l'échantillon. Pour étudier ces variations, on procède à un refroidissement de l'échantillon jusqu'à 4 K, puis on laisse l'échantillon se réchauffer lentement jusqu'à température ambiante. Dans le cas du pilier par exemple, on suit le mode de compression en fonction de la température lors de la remontée en température, qui est beaucoup plus lente ( $\sim 0,2\text{ K/min}$ ) que la descente ( $\sim 15\text{ K/min}$ ). Toutes les minutes, on acquiert :

- la réponse de l'échantillon à une excitation sur 50 kHz autour de la résonance à l'aide d'un analyseur de spectre;
- un ringdown avec un module IQ.

De ces deux mesures on déduit la fréquence de résonance du mode pour recentrer si nécessaire la mesure suivante. Sur la figure 3.33, on remarque :

- une augmentation de la fréquence de résonance quand la température diminue. Ceci est en accord avec l'augmentation du module d'Young du quartz correspondant au matériau devenant plus rigide à basse température.
- des diminutions significatives du facteur de qualité pour certaines températures. Le facteur de qualité peut ainsi être réduit d'un ordre de grandeur.
- une évolution de la fréquence de résonance différente pour chaque mode, ce qui conduit à des croisements.

Ces croisements de modes se produisent précisément aux températures qui correspondent à des facteurs de qualité faibles. De plus, l'allure du spectre autour du mode

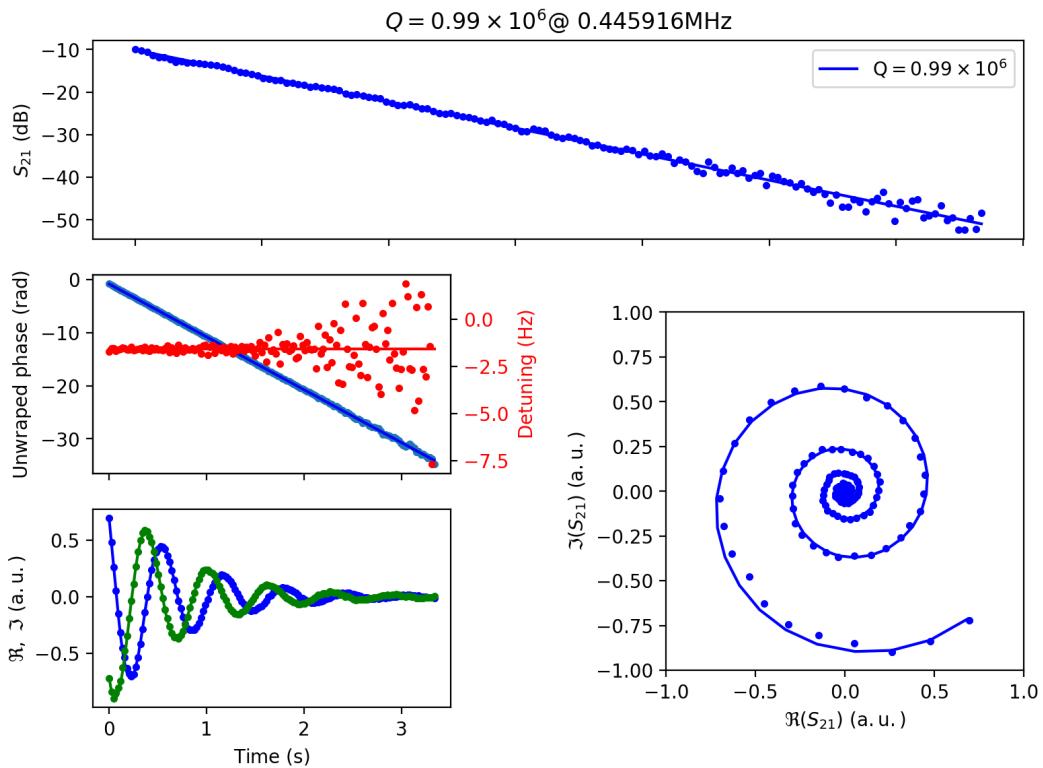


FIGURE 3.32 – Mesure de facteur de qualité à l'aide d'un module IQ d'un RedPitaya. Ici on peut reconstruire l'amplitude complexe des déplacements du résonateur, avec en haut la norme au carré (enveloppe exponentielle décroissante), au milieu à gauche la phase (en bleu, la courbe rouge correspondant à la dérivée de la phase qui permet de déduire l'écart entre la fréquence propre mécanique et la fréquence de l'oscillateur local du module IQ utilisé pour démoduler le signal) et en bas à gauche, les parties réelles et imaginaires du signal. La spirale en bas à droite correspond à l'évolution des deux quadratures du signal dans l'espace des phases. L'ajustement des données permet d'extraire le facteur de qualité  $Q = 10^6$  et la fréquence de résonance du mode  $f = 446$  kHz.

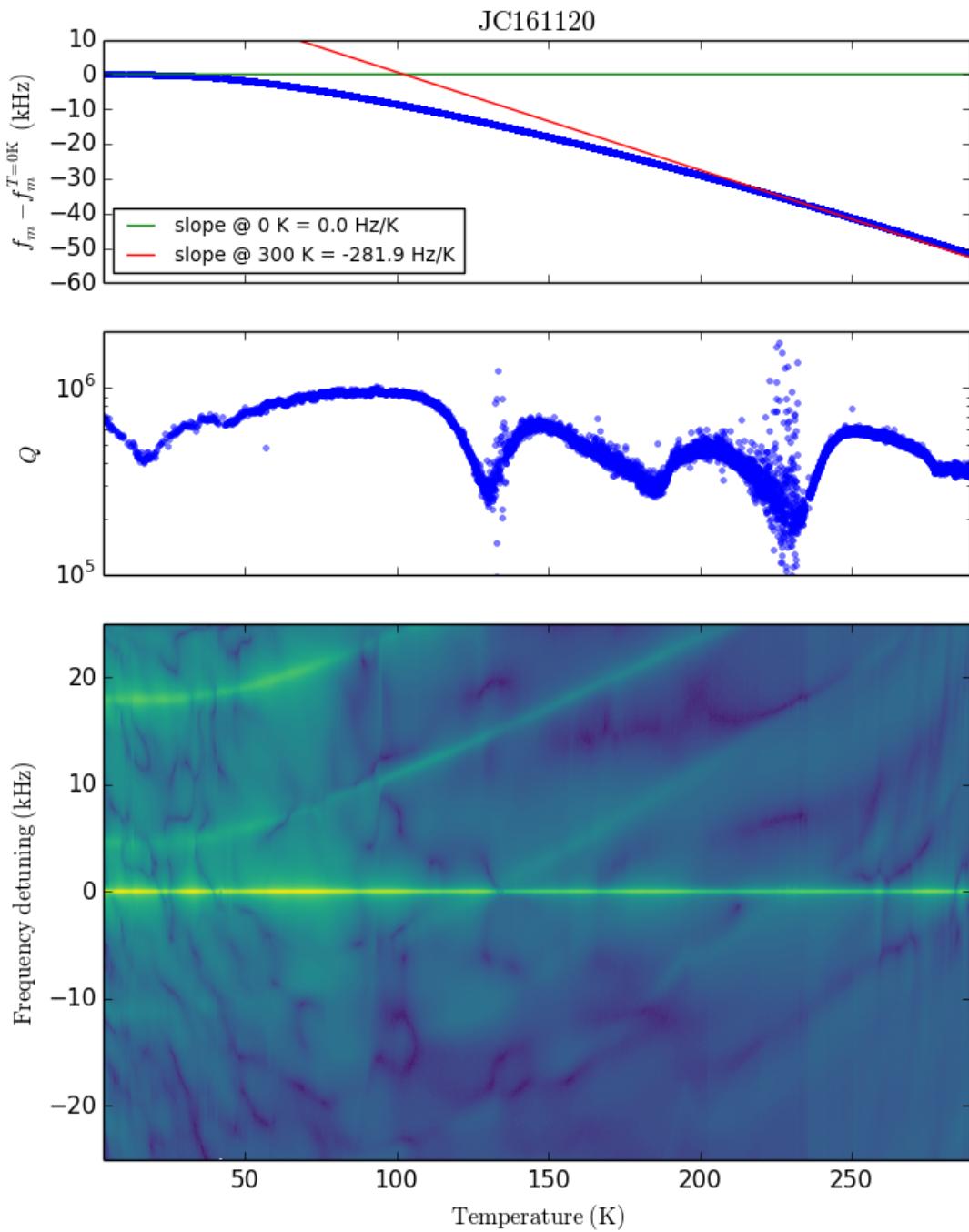


FIGURE 3.33 – Évolution de la fréquence de résonance et du facteur de qualité du mode de compression de l'échantillon 20120905C6 entre 4K et 300K. On notera en particulier à plusieurs températures correspondant à des facteurs de qualité proche de  $10^5$  (140K, 230K) la proximité entre le mode de compression (au centre des spectres) et un autre mode quelconque du substrat.

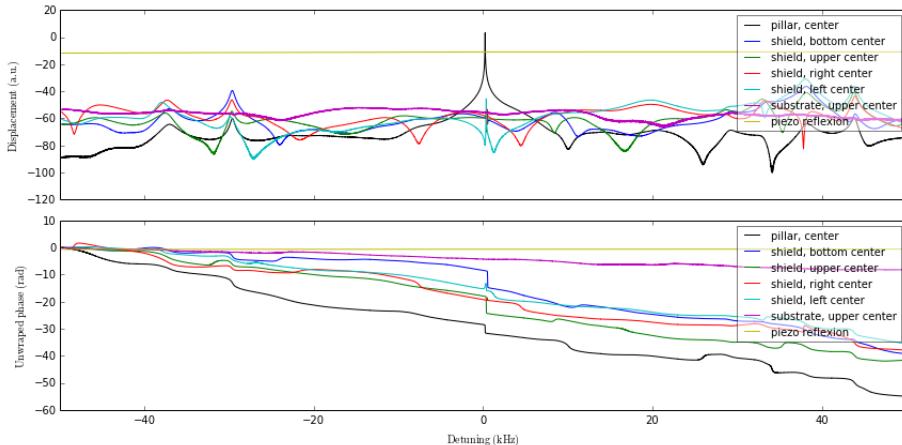


FIGURE 3.34 – Spectres obtenus pour plusieurs positions du faisceau de mesure sur l'échantillon, pour des fréquences proches de la résonance mécanique associée au mode de compression du pilier.

de compression à différents emplacements de la surface de l'échantillon (pilier, cadre de découplage, substrat) montre en particulier que le mode de compression n'est pas strictement confiné au niveau du pilier : sa signature se retrouve partout sur l'échantillon, comme on le voit sur la figure 3.34. On observe également que certains modes ayant un faible facteur de qualité mécanique sont étendus sur l'ensemble de l'échantillon. Quand la fréquence de ces modes est proche de celle du mode de compression, l'effet du couplage augmente et offre un canal de pertes supplémentaire, qui dégradent le facteur de qualité du mode de compression, ce qui explique les résultats observés lors des mesures réalisées en faisant varier la température de l'échantillon.

La masse effective est déduite du spectre du mouvement brownien du résonateur en mesurant l'aire sous le pic associé au mode à mesurer, la température étant par ailleurs connue. Dans notre montage et compte tenu des échantillons à réaliser, la sensibilité de la mesure n'est pas suffisante en utilisant la détection directe. On utilise donc la détection homodyne, ce qui permet de réduire les bruits classiques du laser. Le point critique de la mesure réside dans la calibration en déplacement des spectres obtenus. Pour cela, on mesure l'amplitude des interférences obtenues en balayant la longueur du bras de l'oscillateur local sur plusieurs franges, ce qui permet de déterminer la sensibilité  $\alpha$  en V/m de la voie basse fréquence de la détection. La sensibilité de la voie haute fréquence est déduite de cette mesure en comparant l'amplification des deux voies<sup>2</sup>. De cette façon on peut obtenir le spectre en déplacement  $S_{xx}$  en fonction de la puissance de bruit mesurée  $P_x^{\text{dBm}}$

$$S_{xx} = 50 \Omega \times 1 \text{ mW} \times \frac{1}{\nu_{\text{RBW}}} \left( \frac{R_{\text{BF}}}{\alpha R_{\text{HF}}} \right)^2 10^{\frac{P_x^{\text{dBm}}}{10}}, \quad (3.4.1)$$

2. Le rapport entre les deux gains a été dans une premier temps estimé en comparant la valeur des composants électroniques utilisés dans l'amplificateur de chaque voie. Cette méthode conduit à une erreur systématique qui a pu être corrigée en mesurant directement le gain de chaque voie comme décrit dans la section 4.4.2.

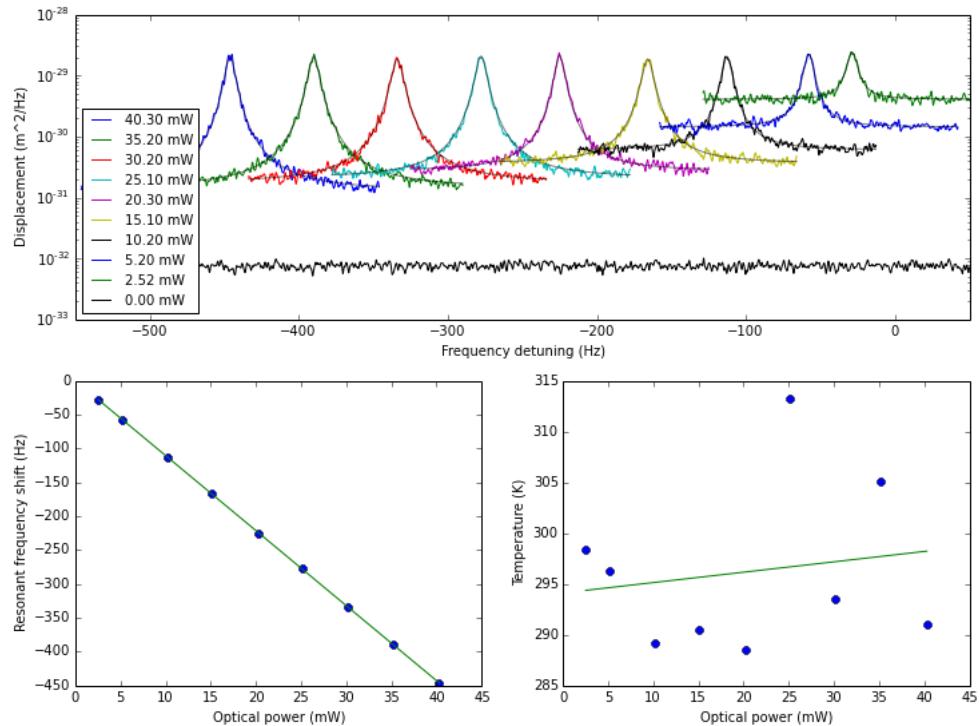


FIGURE 3.35 – Mesure de la masse effective du mode de compression de l'échantillon 20120905C6 pour plusieurs puissances optiques incidentes. Le déplacement en fréquence observé s'explique par un chauffage (jusqu'à 2 K) de l'échantillon en raison de l'absorption importante (quelques %) de la couche d'or sur l'échantillon. Cet effet n'est pas visible pour des échantillons traités optiquement où l'absorption est de l'ordre du ppm. La température de l'échantillon est mesurée à l'aide d'un thermomètre résistif placé dans le cryostat, et corrigée pour tenir compte du chauffage du pilier par le faisceau de mesure. Cette correction bien que très faible (< 1 %) devant la variabilité des mesures obtenues d'une acquisition à l'autre (proche de 10 %) permet de s'affranchir d'un effet systématique connu. La masse effective déduite de ces mesures donne  $m_{\text{eff}} = 34,5 \mu\text{g}$ , proche de la valeur attendue. L'incertitude sur cette mesure est toutefois élevée en raison de la difficulté à obtenir précisément le rapport entre les gains des voies BF et HF du photodétecteur, nécessaire à la calibration des spectres.

où  $R_{BF}$  et  $R_{HF}$  sont les résistances équivalentes associées aux voies basse et haute fréquence du photodétecteur utilisé (cf. section 4.4.2). En ajustant le pic thermique observé par une lorentzienne, on peut extraire l'aire sous le pic directement liée à la température et à la masse effective du mode. Des mesures réalisées à température ambiante sont visibles sur la figure 3.35 et permettent d'estimer la masse effective du mode de compression avec une incertitude de quelques %. Si une connaissance précise de la masse effective est nécessaire (pour les expériences de refroidissement par exemple), une caractérisation de l'échantillon en cavité peut également être réalisée.

### 3.4.2 Cavité

La mesure en cavité présente l'avantage d'offrir une plus grande sensibilité mais devient toutefois sensible aux effets d'action en retour de la mesure. Il convient donc de prendre en compte ces effets pour s'assurer de la validité des mesures réalisées lors de la caractérisation de l'échantillon.

Pour mesurer la réponse du résonateur à une excitation, la méthode est la même que précédemment, avec simplement un asservissement de la longueur de la cavité dont le point de fonctionnement dépend de la détection employée. En particulier, on notera que si on veut avoir une bonne idée du facteur de qualité (mais aussi de la fréquence de résonance), une détection à l'aide d'un laser résonnant avec la cavité (PDH) sera privilégiée pour éviter tout effet d'amortissement optique. Dans nos mesures, les piézos situés derrière le  $\mu$ RoC ont été utilisés avec succès pour exciter le résonateur, sans avoir besoin de rajouter un actuateur directement derrière le résonateur.

La mesure de facteurs de qualité élevés en cavité peut s'avérer délicate. Pour éviter les effets de pression de radiation inhérents à une mesure avec une cavité résonnante, on choisit ici de réaliser une mesure de ringdown hors résonance. Pour cela, la longueur de la cavité est balayée sur un intervalle restreint autour d'une résonance (typiquement  $10^3 \times \kappa$ ) et la largeur de la résonance optique est mesurée sur un oscilloscope. La fréquence de ce balayage doit être grande comparée à la bande passante du mode mécanique pour assurer une bonne résolution de la mesure. Une excitation de faible amplitude résonnante avec le mode à caractériser est appliquée, ce qui a pour effet d'élargir la résonance optique proportionnellement à l'amplitude des oscillations du résonateur. On suit ensuite l'évolution de la largeur de la résonance optique en fonction du temps après arrêt de l'excitation. Il est ainsi possible de reconstruire l'évolution de l'amplitude des oscillations mécaniques en fonction du temps pour en extraire le facteur de qualité. Une mesure réalisée sur un micro-pilier avec cette méthode est visible sur la figure 3.36.

La mesure de la masse effective est réalisée à température ambiante (pour une bonne connaissance de la température de l'échantillon au moyen de thermomètres). Si le facteur de qualité est déjà élevé à chaud, la mesure peut se faire à pression ambiante pour réduire les temps d'acquisition. De plus, les pertes mécaniques liées à la pression deviennent alors majoritaires et les effets d'amortissement liés à la pression de radiation sont alors négligeables. La mesure est réalisée avec une détection PDH sur la cavité à résonance avec le laser pour éviter tout chauffage ou refroidissement optique du mode. Pour la calibration des spectres, un pic de calibration est appliqué à l'aide d'une modulation de phase d'amplitude connue. La calibration préalable du

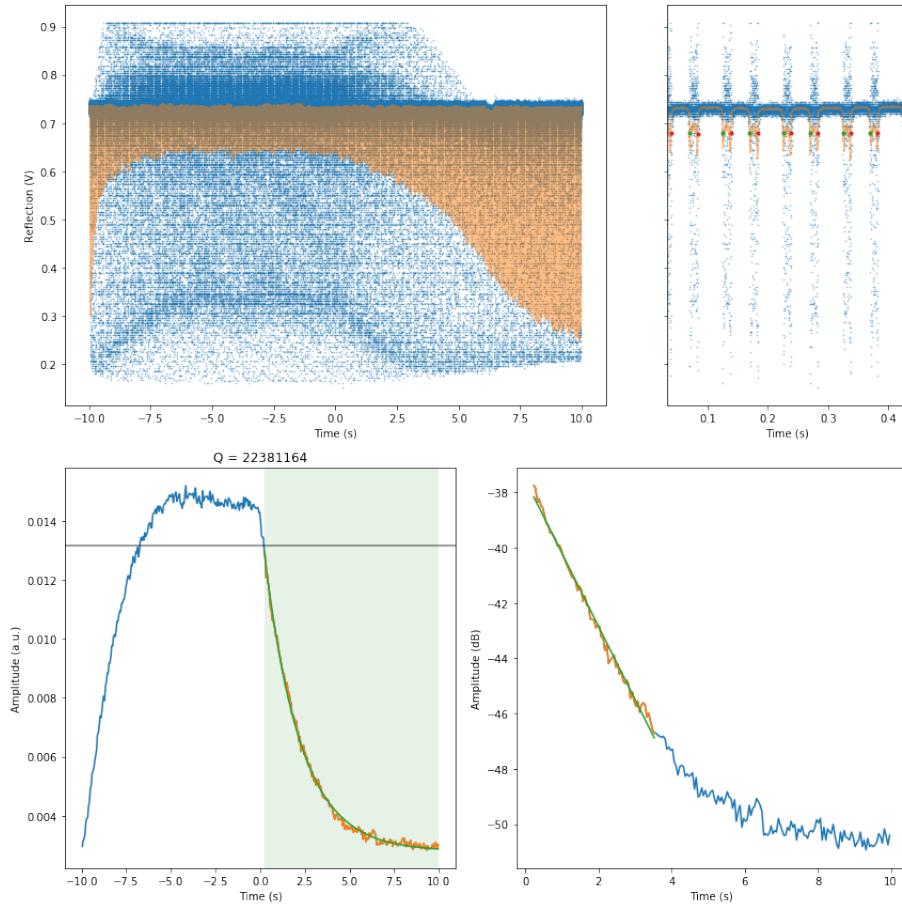


FIGURE 3.36 – Mesure en cavité hors résonance du facteur de qualité de l'échantillon 20121009C5 à basse température par ringdown. La mesure permet d'extraire  $Q = 22 \times 10^6$ . En haut à gauche, on observe la trace temporelle mesurée (en bleue), puis filtrée (en orange) pour faciliter l'analyse. La longueur de la cavité est modulée (5 Hz) autour d'une résonance optique tandis que le mode mécanique (3,6 MHz) est excité par les piézos. Les oscillations rapides du pilier provoquent un élargissement de la résonance optique en même temps qu'un phénomène de rebond qui explique les mesures supérieures à la réflexion hors résonance de la cavité. En haut à droite, on voit le détail de quelques résonances. Les points verts et rouges indiquent le début et la fin d'une résonance et permettent donc de mesurer l'amplitude des oscillations du pilier. L'évolution de cette amplitude est tracée en bas à gauche, avec l'ajustement du ringdown en orange. La courbe en bas à droite représente la partie ringdown de la courbe en puissance, qui est utilisée pour extraire les paramètres initiaux donnés pour l'ajustement de la courbe en amplitude.

modulateur de phase permet de connaître la profondeur de modulation équivalente en radian et la connaissance de la longueur de la cavité permet de traduire cette modulation de phase en modulation de déplacement effectif d'un miroir de la cavité en utilisant l'équation (2.1.65). Avec une fréquence de modulation proche de la fréquence propre du mode, on peut ainsi obtenir le spectre de déplacement du résonateur lié au mouvement brownien. Comme précédemment, l'ajustement de la courbe par une lorentzienne donne l'aire sous le pic, dont on peut extraire la masse effective.

**Conclusion** On dispose donc de deux types de résonateurs : le micro-pilier en quartz avec son mode de compression ( $\Omega_m = 2\pi \times 3,6 \text{ MHz}$ ,  $m_{\text{eff}} = 33,5 \mu\text{g}$ ) et le micro-disque en silicium avec son mode balancé ( $\Omega_m = 2\pi \times 280 \text{ kHz}$ ,  $m_{\text{eff}} = 112 \mu\text{g}$ ). Ces résonateurs possèdent des facteurs de qualité satisfaisant à basse température pour les expériences de refroidissement que l'on souhaite réaliser. Les µRoC permettent d'obtenir des cavités de haute finesse, avec des pertes par aller-retour de l'ordre de 20 ppm. On a présenté leur protocole de fabrication par photoablation qui permet d'obtenir des structures concaves avec des rayons de courbure de l'ordre de 1 mm dans des substrat de silice. Les différents protocoles de caractérisation permettent d'évaluer systématiquement les propriétés optiques et mécaniques de nos systèmes pour faciliter l'analyse et la modélisation des expériences, tout en restant robuste face aux diverses sources d'erreurs systématiques.

# Chapitre 4

## Montage optique

Le but de ce dispositif expérimental est de mesurer les petits déplacements d'un résonateur mécanique et de le refroidir optiquement. Une des subtilité des expériences réalisées ici est qu'elles font intervenir deux échantillons avec des fréquences différentes d'un ordre de grandeur (280 kHz pour le micro-disque et 3,6 MHz pour le micro-pilier), ce qui impose certaines modifications, même si la plupart du montage est commune aux deux. La technique utilisée ici est celle du refroidissement par rétroaction qui consiste d'une part à mesurer les déplacements du résonateur, et d'autre part à appliquer une force proportionnelle à la vitesse du miroir mais de signe opposé. Même si un seul faisceau laser est nécessaire pour cette mesure, nous en utiliserons deux, indépendants ce qui permettra d'obtenir une mesure indépendante de la rétroaction, en dehors de la boucle. Les deux faisceaux, qu'on appellera faisceau PDH et faisceau homodyne en référence à la détection qui leur est associée, doivent être mis en forme et injectés dans la cavité avant d'être détectés. Une représentation simplifiée du montage optique utilisé ici est présentée sur la figure 4.1. L'ensemble peut être divisé en plusieurs sous-modules :

- la source laser comprenant le laser proprement dit ainsi que la cavité de filtrage ;
- l'injection, permettant de mettre en forme les faisceaux afin de les adapter au mode de la cavité de mesure ;
- la cavité de mesure placée dans le cryostat à dilution ;
- les détections (directe, PDH, homodyne, hétérodyne).

Plusieurs modulateurs sont également nécessaires pour contrôler, stabiliser ou calibrer les faisceaux.

### 4.1 Laser

On souhaite obtenir un faisceau laser stable et limité par le bruit quantique aux fréquences de résonance de nos échantillons, avec une intensité de quelques centaines de  $\mu\text{W}$ . Le laser utilisé pour les expériences est un Mephisto de Innolight/Coherent basé sur un cristal YAG dopé au néodyme (Nd:YAG). Il a été choisi pour ses très bonnes performances en termes de stabilité et de bruit. Un isolateur de Faraday placé directement à la sortie du laser fournit une isolation de 40 dB et sa transmission est de l'ordre de 90 %. Il permet d'atténuer fortement d'éventuelles réflexions vers le laser

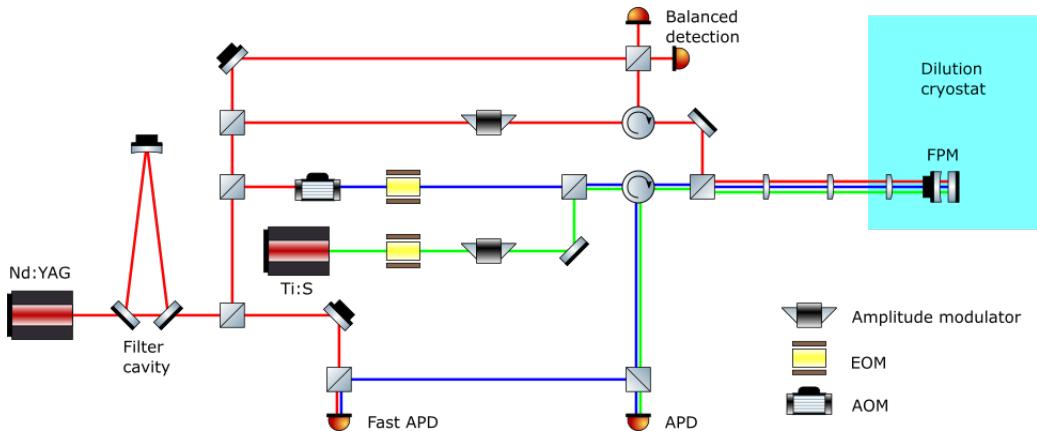


FIGURE 4.1 – Représentation simplifiée du montage expérimental utilisé pour les expériences de refroidissement. Le faisceau indiqué en rouge est directement issu du laser Nd:YAG à 1064 nm. Le faisceau injecté dans la cavité issu de ce laser forme le faisceau homodyne. Le faisceau bleu (faisceau PDH) résulte du déplacement en fréquence de ce faisceau à l'aide d'AOM. Le faisceau vert, issu du Ti:S et accordable entre 980 nm et 1050 nm, a très peu été utilisé.

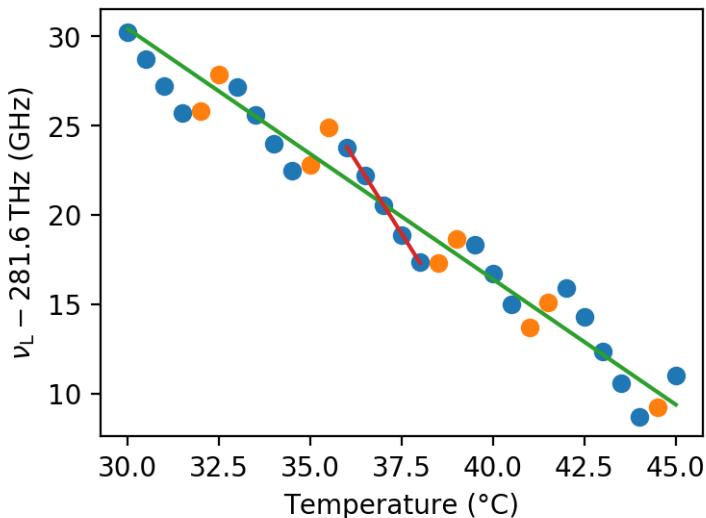


FIGURE 4.2 – Évolution de la fréquence du laser  $\nu_L$  en fonction de la température du cristal. Seule une partie de la plage de fonctionnement de l'asservissement en température est représentée ici. Les points bleus correspondent à un fonctionnement du laser dans un régime monomode, alors que les points oranges indiquent un laser bi-mode. La droite verte correspond à un ajustement linéaire des données sur l'ensemble de la plage de mesure donnant une pente de  $-1,4 \text{ GHz/K}$ . Sur un plage monomode, une pente de  $3,2 \text{ GHz/K}$  est donnée par l'ajustement en rouge.

pouvant le déstabiliser. Le faisceau est ensuite divisé sur un PBS précédé d'une lame demi-onde, puis injecté dans deux fibres dont la principale amène la lumière vers la cavité de filtrage.

De la mesure de la fréquence d'émission du laser pour différentes températures du cristal présentée sur la figure 4.2, on déduit une dépendance de l'ordre de  $-1,4 \text{ GHz/K}$  sur une plage de 30 GHz. A l'aide d'une cavité d'analyse, on observe toutefois la présence de nombreux sauts de modes, avec des plages de température présentant un laser bi-mode. Au sein d'une portion où le laser est monomode, la dépendance de la fréquence avec la température est plutôt de  $-3,2 \text{ GHz/K}$ . La faible longueur des cavités utilisées et la faible accordabilité du laser rendent alors indispensable l'utilisation de cales piézoélectriques pour approcher la résonance optique des cavités : une cavité de 100  $\mu\text{m}$  possède en effet un ISL de 1,5 THz, bien au dessus de la gamme accessible avec le laser.

La cavité du laser est aussi équipée d'une cale piézo permettant de balayer la fréquence du laser d'environ 500 MHz autour de son point de fonctionnement. La bande passante de cet actuateur est de l'ordre de 100 kHz.

Le laser présente un bruit classique important à basse fréquence comme le montre la figure 4.3, notamment dû au pic de relaxation à 1 MHz. Pour réduire l'effet de ce pic, le noise eater du laser est systématiquement utilisé. Afin d'atteindre la limite quantique du laser aux fréquences de nos échantillons, l'utilisation d'une cavité de filtrage est indispensable.

### 4.1.1 Cavité de filtrage

La cavité utilisée est une cavité triangulaire possédant une bande passante de l'ordre de 60 kHz, ce qui permet d'atténuer les bruits classiques au dessus de cette fréquence. L'utilisation de cette cavité a permis de réduire le bruit classique à 10 % de la valeur du shot noise à 3,5 MHz pour une puissance de 1 mW. Elle est assemblée dans un tube en aluminium d'une longueur d'environ 45 cm permettant d'obtenir une longueur de cavité de 84 cm. Les deux miroirs plans ( $T = 475 \text{ ppm}$ ) à la base du triangle orientés avec un angle proche de 45° forment les miroirs d'entrée et sortie de la cavité. Il sont maintenus directement contre le tube qui a été coupé avec un angle proche de 45° pour respecter la géométrie de la cavité, par l'intermédiaire de pièces en teflon et ne sont donc pas orientables. Le miroir de fond concave avec une très haute réflectivité est collé sur une pile de piezo permettant l'asservissement de la cavité sur le laser. Les cales piézo elles-mêmes sont collées sur un disque en inox vissé dans le tube en aluminium avec une rondelle de teflon qui permet en se déformant légèrement l'alignement fin de la cavité. Elle est asservie à résonance en utilisant le signal réfléchi par la cavité à l'aide d'un signal PDH obtenu grâce à la modulation de phase à 50 MHz d'un EOM résonant placé devant la cavité. En raison de la longueur importante de la cavité et des variations de température observées sur la table optique, un asservissement en température est indispensable pour maintenir l'asservissement de la cavité sur plusieurs heures. Un module Peltier est placé sous la cavité à cet effet et on utilise la valeur moyenne de la tension des cales piézo pour former le signal d'erreur de l'asservissement lent de la température. La transmission de la cavité est de l'ordre de 50 % est alors divisée en deux faisceaux de polarisations s et p, injectés dans deux fibres pour être utilisés pour

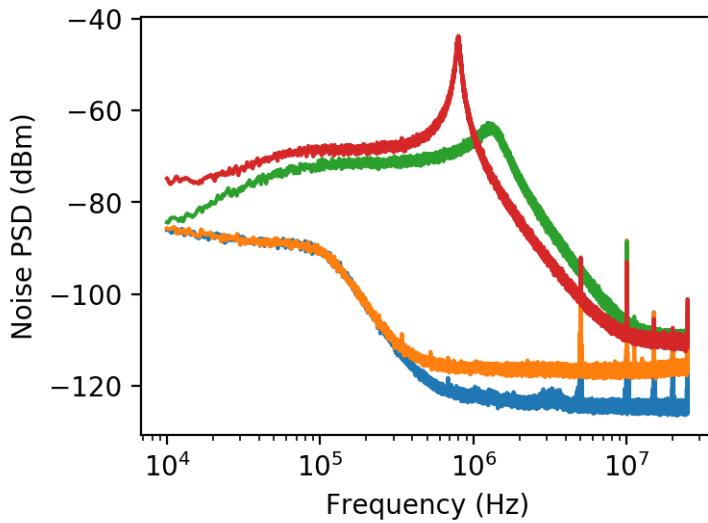


FIGURE 4.3 – Bruit d'amplitude du laser mesuré à l'aide du photodétecteur de la détection homodyne. Seule une des deux photodiodes est utilisée pour la mesure. La courbe bleue représente le bruit de l'analyseur de spectre (muni d'un bouchon  $50\Omega$ ) et l'orange indique le darknoise du photodétecteur. Les courbes rouge et verte sont associées au bruit d'amplitude d'un faisceau à la sortie du laser, d'une puissance de 5 mW, avec et sans noise eater respectivement. L'utilisation du noise eater du laser permet de réduire d'environ 20 dB le bruit dû au pic de relaxation. A plus basse fréquence, le gain est beaucoup plus faible tandis qu'à plus haute fréquence, le noise eater ajoute quelques dB de bruit.

Grandeur	Valeur s-pol	Valeur p-pol	Unité
Round trip length	87		cm
ISL	345		MHz
Transmission miroir de fond	< 1		ppm
Transission miroir entrée/sortie	475		ppm
$T + P$	1 000	18 000	ppm
linewidth	56	$10^3$	kHz
Transmission	50		%

Table 4.1 – Caractéristiques de la cavité de filtrage utilisée. On note en particulier la présence d'une polarisation privilégiée en raison des revêtements diélectriques des miroirs d'entrée/sortie optimisés pour un angle d'incidence de 45°.

le reste du montage.

### Alignement

Pour aligner la cavité, on dispose de deux miroirs avant la cavité pour optimiser l'injection du faisceau incident dans la cavité et des vis sur la monture du miroir de fond permettant de modifier finement son orientation.

- La cavité est d'abord assemblée en installant les différents miroirs dans les montures prévues à cet effet. Cet assemblage doit être réalisé dans une salle blanche pour éviter toute contamination des surfaces optiques avant que la cavité ne soit fermée.
- Un module Peltier est ensuite fixé sous la cavité en utilisant de la pâte thermique pour assurer un bon contact entre le module et le corps de la cavité. Un radiateur est aussi fixé sur l'autre face du module pour faciliter la thermalisation.
- La cavité est ensuite installée en orientant le tube perpendiculairement au faisceau, de telle sorte qu'il soit injecté au centre du miroir d'entrée. On place ensuite une caméra CCD pour imager le miroir de sortie, dans l'axe du faisceau. Un point doit alors être visible, qui correspond au faisceau incident.
- On oriente alors le faisceau incident de manière à obtenir deux points lumineux, qu'on superpose. On doit être en mesure d'observer des modes transverses

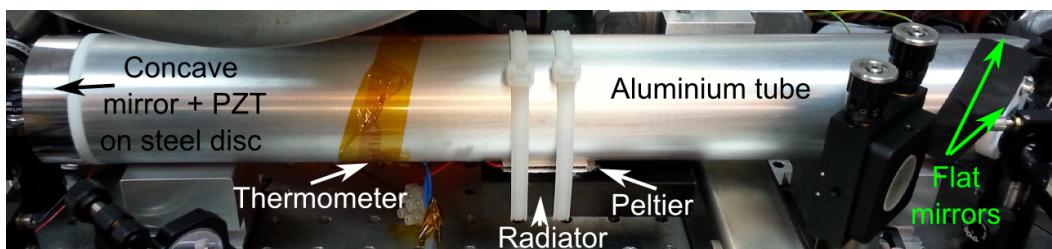


FIGURE 4.4 – La cavité de filtrage. On voit les deux miroirs permettant d'aligner le faisceau incident pour maximiser le recouvrement avec le mode de la cavité. La polarisation du faisceau incident est contrôlée grâce à la lame demi-onde.

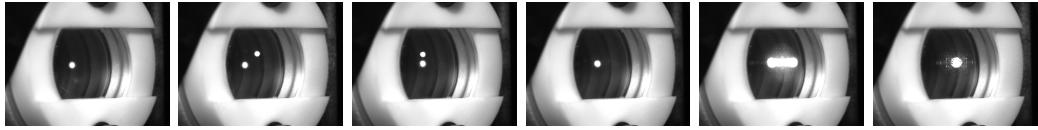


FIGURE 4.5 – Images obtenues en transmission de la cavité de filtrage à l'aide d'une caméra CCD lors de différentes étapes de l'alignement.

d'ordre élevé en balayant la longueur de la cavité à l'aide des piezo du miroir de fond. En réduisant l'ordre des modes visibles, on parvient à un couplage suffisant avec la cavité pour que l'alignement fin puisse être réalisé à l'aide d'une photodiode placée en réflexion de la cavité.

- On procède ensuite par itération en maximisant la finesse du mode  $\text{TEM}_{00}$  de la cavité en modifiant l'alignement du miroir de fond et en optimisant le recouvrement spatial du mode injecté avec celui de la cavité en maximisant la profondeur du pic d'Airy observé dans la réflexion.

Si l'alignement est difficile, il peut être plus aisé d'utiliser le mode basse finesse dans un premier temps pour se rapprocher d'une configuration acceptable.

## Performances

L'effet de filtrage du bruit du laser par la cavité est montré sur la figure 4.6. Si le bruit est bien limité par le bruit shot à la fréquence du micro-pilier, ce n'est pas le cas à la fréquence du micro-disque. En effet à 300 kHz, la cavité permet une atténuation du bruit du laser d'environ 40 dB ce qui devrait être suffisant d'après les courbes de bruit du laser en présence du noise eater mais l'asservissement imparfait de la cavité de filtrage provoque un excès de bruit de l'ordre de 25 dB au dessus du bruit classique. Au final à cette fréquence, le bruit classique est toujours 10 dB au dessus du bruit shot pour une puissance de 1,25 mW. Pour des puissances de l'ordre de 10  $\mu\text{W}$ , le bruit classique doit baisser de 40 dB alors que le bruit quantique baisse de seulement 20 dB. La mesure se retrouve alors limitée par le bruit shot, avec un bruit classique n'excédant pas les 10 % du bruit quantique.

## 4.2 Modulateurs

### 4.2.1 Modulateur de phase

Ces modulateurs électro-optique permettent de convertir une tension RF en modulation de la phase d'un faisceau optique après interaction avec un milieu non linéaire. Ils sont utilisés pour trois raisons :

- obtenir un signal d'erreur PDH après démodulation du signal réfléchi par la cavité ;
- obtenir une calibration en fréquence des courbes de réponses de la cavité à l'aide des bandes latérales associées à la modulation ;
- calibrer les spectres de bruits mesurés en déplacement.

Pour les deux premiers points, une connaissance précise des caractéristiques du modulateur n'est pas requise. Pour le dernier en revanche, on souhaite connaître précisément

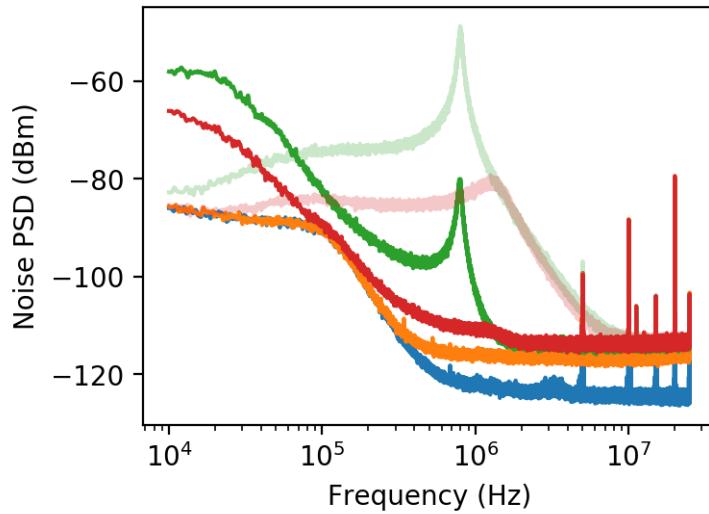


FIGURE 4.6 – Mesure du bruit d’amplitude du laser avant et après la cavité de filtrage. La courbe bleue représente le bruit de l’analyseur de spectre (muni d’un bouchon  $50\Omega$ ) et l’orange indique le darknoise du photodétecteur. Les courbes rouge et verte sont associées au bruit d’amplitude d’un faisceau à la sortie du laser, d’une puissance de 1,25 mW, avec et sans noise eater respectivement (les courbes en transparences rappellent le bruit d’amplitude sans la cavité de filtrage). On remarque que le bruit au delà de 2 MHz est limité par le bruit shot du laser avec une puissance incidente de l’ordre de 1 mW, conformément au cahier des charges prévu pour cette cavité. La cavité ajoute néanmoins beaucoup de bruit à basse fréquence, filtré par l’effet passe-bas de la cavité avec une fréquence de coupure proche de 30 kHz en accord avec la mesure de sa bande passante.

la modulation de phase associée à une amplitude de modulation donnée, ce qui impose une calibration du modulateur utilisé.

Le principal type de modulateur utilisé ici est le NIR-MPX-LN-10-P-P-FA-FA produit par Photline Technologies (Besançon). C'est un modulateur fibré muni de fibres à maintien de polarisation avec des connecteurs FC/APC. Il est aussi équipé d'un polariseur qui permet de sélectionner la polarisation subissant le plus grand changement de phase. Afin de connaître le déphasage associé à une tension donnée, on souhaite connaître l'amplitude relative des bandes latérales créées par le modulateur associées à une porteuse. Ainsi on peut déduire la tension  $V_\pi$  qui permet un déphasage de  $\pi$  telle que

$$\phi(t) = \frac{\pi}{V_\pi} V(t). \quad (4.2.1)$$

Un modulateur de phase idéal présente une tension  $V_\pi$  constante quelle que soit la fréquence de modulation mais les mesures montrent en fait que cette valeur dépend de cette fréquence.

Pour calibrer nos modulateurs, on réalise une détection hétérodyne en mesurant avec l'analyseur de spectre le battement entre deux lasers, dont l'un est simplement issu de l'autre et décalé en fréquence de 30 MHz à l'aide d'AOM. On réalise les mesures sur deux plages de fréquence :

- 100 kHz – 1 MHz pour le micro-disque ;
- 1 MHz – 10 MHz pour le micro-pilier.

La tension  $V_\pi(f)$  est ensuite approximée par une droite sur ces intervalles. Les mesures ont aussi été prises avec une profondeur de modulation entre -25 et 10 dBm pour s'assurer de la linéarité de nos mesures tant au niveau de la réponse du modulateur qu'au niveau de la détection. Un spectre typique obtenu pour la calibration d'un des modulateurs est visible sur la figure 4.7. Les spectres ainsi obtenus peuvent ensuite être analysés soit en utilisant directement la fonction de démodulation présente dans le logiciel VSA de Keysight qui interface nos analyseurs de spectre et qui permet d'extraire directement la fréquence et l'amplitude d'une modulation, ou bien en utilisant les fonctions de Bessel et l'amplitude relative de chaque paire de bandes latérales. Les deux méthodes ont été utilisées sans qu'aucune différence notable n'ait pu être observée. Pour la deuxième méthode, les bandes latérales d'ordre 1, 2 et 3 ont pu être analysées mais l'analyse du dernier ordre présente des fluctuations très importantes dues à la faible amplitude du pic, notamment lors des mesures avec une amplitude de modulation faible. On peut ainsi déduire la variation de  $V_\pi$  en fonction de la fréquence sous la forme

$$V_\pi(f) = a \times f + b. \quad (4.2.2)$$

Les résultats des différentes mesures réalisées sur deux modulateurs de phase couramment utilisés dans cette thèse sont résumées dans le tableau 4.2.

### 4.2.2 Modulateur d'amplitude

Le principe de fonctionnement du modulateur d'amplitude utilisé repose également sur l'utilisation de cristaux électro-optiques. Un interféromètre Mach-Zender est implanté dans le modulateur avec un cristal électro-optique de niobate de lithium dans

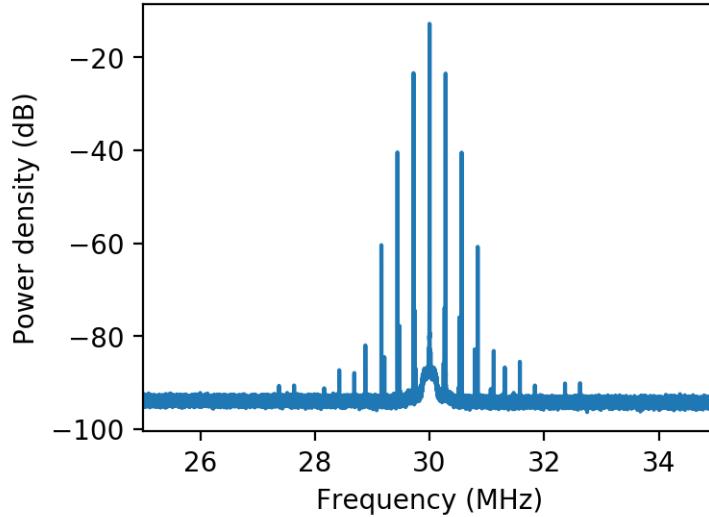


FIGURE 4.7 – Spectre hétérodyne obtenu en mesurant le battement de deux lasers désaccordés de 30 MHz, l'un des deux étant modulé en phase avec une fréquence de 280 kHz. La mesure de l'amplitude relative entre la porteuse et les bandes latérales permet de mesurer la tension  $V_\pi$  caractéristique du modulateur employé.

Modulateur	Fréquences	a	b
		mV/MHz	V
FPM	100 kHz – 1 MHz	85,6	5,59
	1 MHz – 10 MHz	39,0	5,67
$\mathcal{F}(L_{\text{cav}})$	100 kHz – 1 MHz	99,6	5,18
	1 MHz – 10 MHz	37,8	5,34

Table 4.2 – Coefficients utilisés pour calculer la tension  $V_\pi(f) = a \times f + b$  en fonction de la fréquence de modulation. Les noms FPM et  $\mathcal{F}(L_{\text{cav}})$  renvoient à l'utilisation du modulateur, l'un dédié aux mesures de refroidissement et l'autre aux diverses caractérisations optiques.

chaque bras. La phase acquise dans chaque bras est alors contrôlée par la tension appliquée. La sortie du modulateur dépend donc de l'interférence obtenue entre les deux faisceaux.

Le modulateur utilisé est le NIR-MX-LN-10-P-P-FAFA-30dB de Photline Technologies (Besançon), équipé de fibre à maintien de polarisation avec des connecteurs FC/APC. Il possède deux entrées pour des modulations lente ou rapide (jusqu'à 10 GHz). La voie lente peut être utilisée pour asservir la puissance moyenne d'un faisceau tandis que la voie rapide autorise des modulations de l'intensité lumineuse à plus haute fréquence dans le but de faire de la rétroaction par pression de radiation sur nos échantillons.

#### 4.2.3 Modulateur acousto-optique

Ce type de modulateur est basé sur l'utilisation d'un cristal transparent, dans lequel une onde acoustique RF créée par un piézo se propage pour former un réseau d'indice. Une partie de la lumière traversant le cristal est ainsi diffractée avec un angle qui dépend de la fréquence de l'onde acoustique. La lumière diffractée subit alors un déplacement en fréquence égal à  $\pm$  la fréquence de modulation. La puissance diffractée dépend de la profondeur de modulation. Ces propriétés font du modulateur acousto-optique un outil incontournable pour créer un désaccord entre deux faisceaux lasers et pour moduler la puissance d'un faisceau.

Les modulateurs utilisés ici sont des MT200-A0,4-1064 produits par AA OPTO-ELECTRONIC (Orsay) optimisés pour des fréquences entre 150 MHz et 250 MHz. L'écart en fréquence des modes propres de polarisation dû à la biréfringence de nos cavités pouvant être inférieure à leur limite basse, il est nécessaire d'utiliser deux modulateurs en série, en utilisant l'ordre +1 d'un modulateur et l'ordre -1 de l'autre. Les AOM étant utilisés en double passage, on a ainsi accès à tous les désaccords données par  $2(\Omega_{AOM_1} - \Omega_{AOM_2})$ . Dans ce cas, la fréquence de modulation est fixée pour l'un des deux AOM et l'autre peut être modifiée. Dans le cas où la biréfringence est forte, un seul acousto-optique peut être utilisé. Pour s'affranchir de la déviation du faisceau diffracté, les AOM sont utilisés en double passage. Un miroir placé dans le plan focal d'une lentille permet alors de réfléchir le faisceau dans la même direction.

Pour produire le signal de modulation, plusieurs générateurs de signaux ont été utilisés, amplifié par des amplificateurs AMPA-B-34 produits par AA OPTOELECTRONIC :

- IFR 2030 pour une modulation d'amplitude et de fréquence fixe (permettant d'alimenter le premier AOM dans le cas où deux sont nécessaires) ;
- un module de direct digital synthesis (DDS) interfacé pour une modulation de fréquence variable ;
- SMC100A pour un signal de fréquence et d'amplitude variable.

Il est apparu que le module DDS produisait un excès de bruit en dessous de 100 MHz, qui se traduisait en bruit d'amplitude gênant pour certaines mesures, comme le montrent les figures 4.8 et 4.9.

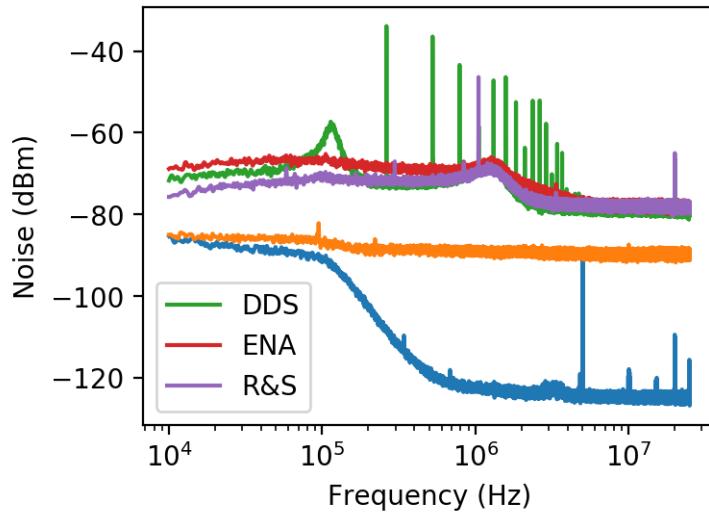


FIGURE 4.8 – Mesure du bruit d’amplitude après les deux AOM, l’un alimenté par l’IFR 2030, et l’autre par plusieurs sources (DDS, analyseur de réseau (ENA), et Rhode et Schwartz). La courbe bleue représente le bruit de l’analyseur de spectre (muni d’un bouchon  $50\ \Omega$ ) et l’orange indique le darknoise du photodétecteur. On note clairement la présence d’un excès de bruit dans le cas du DDS, avec un pic large à  $100\text{ kHz}$  et plusieurs pics fins correspondants à des harmoniques de  $262,5\text{ kHz}$  présents autour du pic principal utilisé pour alimenter l’AOM. A la suite de cette mesure, le DDS a été avantageusement remplacé par le générateur de signaux Rohde et Schwarz (on observe quelques pics étroit mais suffisamment éloignés de la fréquence de nos échantillons pour qu’ils ne soient pas un problème). Pour ces mesures la cavité de filtrage n’est pas utilisée, d'où un bruit classique au dessus du shotnoise en dessous de  $1\text{ MHz}$ .

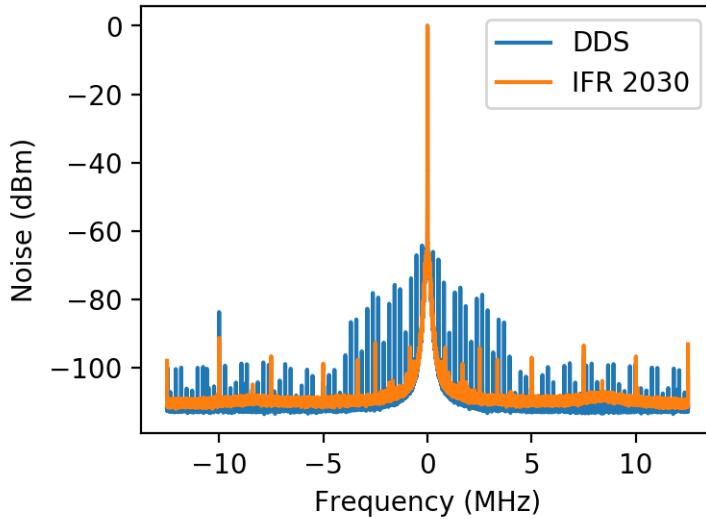


FIGURE 4.9 – Allure du signal utilisé pour moduler les AOM à la sortie de différents appareils. On observe clairement que le signal issu du DDS est beaucoup moins propre que l'autre.

### 4.3 Injection

Les deux polarisations  $s$  et  $p$  à la sortie de la cavité de filtrage passent à travers différentes fibres afin de les amener en différents points du montage tout en leur appliquant si nécessaire des modulations :

- la polarisation  $s$  est divisée en deux dans un splitter 50/50. L'une des sorties servira pour l'oscillateur local de la détection homodyne tandis que l'autre est envoyée dans le modulateur d'amplitude qui formera le faisceau homodyne.
- la polarisation  $p$  est elle-aussi divisée dans un splitter 50/50. Une sortie est utilisée comme oscillateur local de la détection hétérodyne. L'autre est envoyée dans un circulateur optique vers les AOM pour former le faisceau PDH.

On obtient ainsi quatre faisceaux qui sont nécessaires pour la suite.

Le but ici est de préparer les faisceaux PDH et homodyne de manière à maximiser leur couplage avec un mode fondamental de la cavité. Un schéma du montage optique est représenté sur la figure 4.10. Les faisceaux PDH et homodyne de polarisations orthogonales sont combinés sur un prisme de Glan Taylor de manière à optimiser la séparation des deux polarisations. Avant ce prisme, les collimateurs à la sortie des fibres et les trajets optiques qu'ils suivent sont réalisés de telle sorte qu'il y ait un bon recouvrement spatial entre les deux faisceaux. De cette manière, si l'un des deux faisceaux est couplé à la cavité, l'autre l'est aussi. Le col du faisceau peut être ajusté en taille aussi bien qu'en position grâce à deux lentilles pouvant coulisser le long de l'axe du faisceau dans un cage system, ce qui permet d'obtenir un diamètre de faisceau adapté à la cavité après être passé par la lentille de couplage de courte focale. Deux lames  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$  permettent d'optimiser les polarisations des deux faisceaux incidents de manière à les aligner selon les axes propres de la cavité. Le faisceau est ensuite

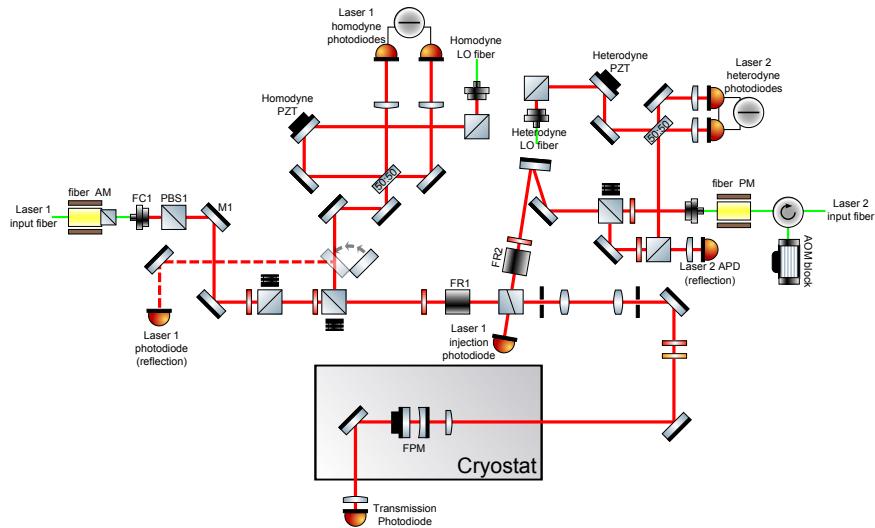


FIGURE 4.10 – Schéma optique détaillé.

injecté dans le cryostat au moyen d'un télescope.

## 4.4 PhotodéTECTEURS

### 4.4.1 Photodiode à avalanche

Pour la détection de faisceaux très peu intenses (typiquement quelques microwatts), l'utilisation de photodiode à avalanche se révèle indispensable. En effet, par l'application aux bornes d'une photodiode d'un biais élevé (de l'ordre de 100 V), il est possible d'obtenir des gains photon-électron très élevés, qui permettent de passer rapidement au-dessus du bruit électronique du schéma d'amplification utilisé. Ainsi, les photodiodes Thorlabs APD110C permettent d'observer le bruit shot d'un faisceau dès  $1,1 \mu\text{W}$ . En raison de la grande dépendance du gain de la photodiode avec la température et le biais, il est toutefois nécessaire de calibrer les données en même temps que l'acquisition.

### 4.4.2 PhotodéTECTEUR différentiel

La détection homodyne repose sur la mesure de la différence des signaux mesurés sur deux photodiodes balancées. Cette différence peut être réalisée après avoir amplifié les signaux de deux photodétecteurs indépendants ou bien comme c'est le cas ici, on peut réaliser directement la différence des photocourants issus de deux photodiodes montées en série. La deuxième solution présente l'avantage d'éviter d'avoir deux gains différents sur les deux photodiodes (à la différence d'efficacité quantique près). Un schéma électronique simplifié du photodétecteur différentiel utilisé est présenté sur la figure 4.11.

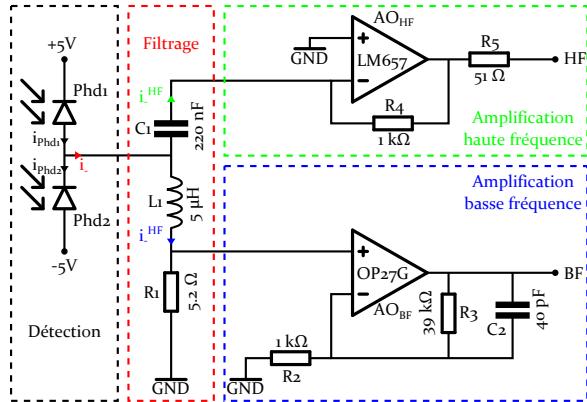
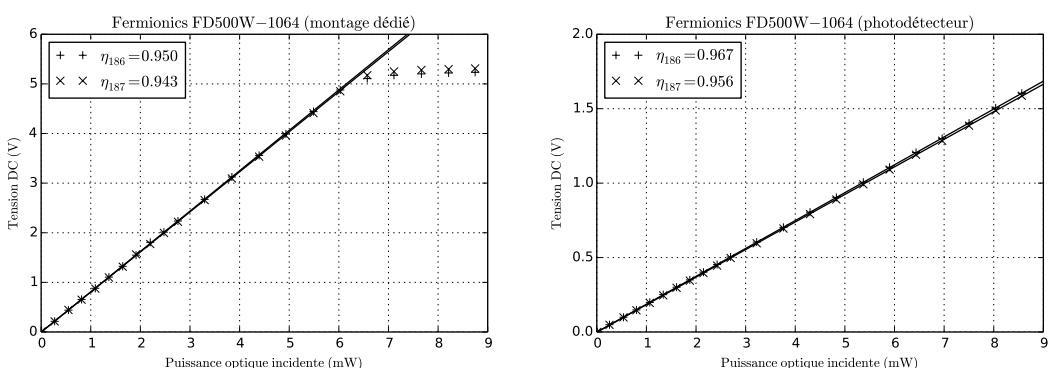


FIGURE 4.11 – Schéma simplifié du photodétecteur de la détection homodyne. Les alimentations des deux amplificateurs opérationnels (AO) ne sont pas représentées.



(a) Photodiodes montées sur un montage dédié (b) Photodiodes montées sur le photodétecteur à la mesure de l'efficacité quantique.

FIGURE 4.12 – Détermination de l'efficacité quantique des photodiodes FD500W-1064 de FERMIONICS à l'aide de deux montages électroniques différents.

### Efficacité quantique des photodiodes

L'efficacité quantique  $\eta$  d'une photodiode est définie comme le rapport entre le nombre d'électrons produits par la photodiode  $N_e$  et le nombre de photons incidents  $N_p$

$$\eta = \frac{N_e}{N_p}. \quad (4.4.1)$$

On peut exprimer le photocourant  $i_{\text{phd}}$  produit par une photodiode illuminée par un faisceau de puissance  $P$  et de longueur d'onde  $\lambda$  selon la relation

$$i_{\text{phd}} = \eta e \frac{\lambda}{hc} P. \quad (4.4.2)$$

Les photodiodes utilisées sont les modèles FD500W-1064 commercialisés par FERMIONICS. Ces photodiodes possèdent une surface active de diamètre 500 µm et sont faites en InGaAs. Dans un premier temps et pour avoir une bonne idée de l'efficacité quantique des photodiodes, on mesure la tension aux bornes d'une résistance  $R$  en série avec la photodiode à tester. Dans ce cas, l'efficacité quantique s'exprime par :

$$\eta = \frac{V_{DC}}{P} \times \frac{hc}{\lambda e} \frac{1}{R}. \quad (4.4.3)$$

Ce montage présente l'avantage de pouvoir changer aisément le bias aux bornes de la photodiode. On peut aussi mesurer  $\eta$  directement dans le photodéTECTeur en connaissant précisément la valeur des composants utilisés. Avec les équations (4.4.2) et (4.4.3), on peut ainsi remonter à l'efficacité quantique des photodiodes utilisées sur le montage :

$$\eta = \frac{V_{DC}}{P} \times \frac{hc}{\lambda e} \frac{R_2}{R_1(R_2 + R_3)}. \quad (4.4.4)$$

Pour ces deux montages, la connaissance des valeurs des résistances ne doit pas induire d'erreur importante sur la détermination de l'efficacité quantique. On effectue donc une mesure avec la méthode à 4 points à l'aide du multimètre KEITHLEY 2000 6½-Digit Multimeter (voir Tableau 4.3). Les incertitudes indiquées dans ce tableau correspondent aux valeurs données par le fabricant. En pratique, la mesure de l'efficacité quantique des photodiodes est limitée par la précision du puissance-mètre utilisé, qui introduit une incertitude beaucoup plus importante, de l'ordre de quelques %.

La différence des photocourants  $i_-$  est ensuite divisée en deux composantes basse et haute fréquence (DC et RF) avant d'être amplifiée.

### Composante basse fréquence

La composante basse fréquence du photocourant  $i_-$  passe au travers de la bobine  $L_1$  et de la résistance  $R_1$ . La bobine permet d'obtenir un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est donnée par la relation :

$$f_{BF} = \frac{1}{2\pi} \frac{R_1}{L_1}. \quad (4.4.5)$$

Résistance	Valeur
$R$	$995,908 \pm 0,010 \Omega$
$R_1$	$5,6499 \pm 0,0001 \Omega$
$R_2$	$997,970 \pm 0,010 \Omega$
$R_3$	$38,7830 \pm 0,0001 \text{ k}\Omega$

Table 4.3 – Valeurs des résistances d’intérêt pour la mesure de l’efficacité quantique des photodiodes. Ces mesures sont effectuées avec la méthode à 4 points à l’aide du multimètre KEITHLEY 2000  $6\frac{1}{2}$ -Digit Multimeter.

Compte tenu de la valeur des composants utilisés, ceci conduit à une fréquence de coupure proche de 180 kHz. La résistance permet également de convertir le courant BF en tension. Le potentiel  $V_+$  à la borne non-inverseuse de l’AO<sub>BF</sub> est donné par :

$$V_+ = R_1 \times i_-^{\text{BF}}. \quad (4.4.6)$$

La valeur de cette résistance doit être faible pour minimiser le changement de la différence de potentiel aux bornes des photodiodes lorsqu’elles reçoivent de la lumière. Les valeurs des résistances d’importance sont résumées dans le tableau 4.3.

La tension aux bornes de  $R_1$  est ensuite amplifiée au moyen de l’AO<sub>BF</sub>. La fonction de transfert liée à ce circuit d’amplification est :

$$H_{BF}(j\omega) = \frac{K + j\frac{\omega}{\omega_c}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_c}}, \quad (4.4.7)$$

où  $K = 1 + \frac{R_3}{R_2}$ ,  $\omega_c = \frac{1}{R_3 C_1}$  et  $j$  est tel que  $j^2 = -1$ . Ce montage se comporte comme un filtre passe-bas dont le gain DC est donné par  $K = 40$  avec les résistances choisies et dont la fréquence de coupure est  $f_c^{\text{BF}} \approx 100$  kHz. Toujours pour accéder à l’efficacité quantique des photodiodes, il est nécessaire de connaître précisément les valeurs des résistances  $R_2$  et  $R_3$  (*cf.* tableau 4.3).

L’AO<sub>BF</sub> peut être équipé d’un potentiomètre  $R_8$  qui permet d’ajuster l’offset de la sortie DC.

Au final, on obtient pour la partie BF un signal DC lié à la différence des photocourants des deux photodiodes :

$$V_{DC} = R_1 \left( 1 + \frac{R_3}{R_2} \right) i_-.. \quad (4.4.8)$$

### Composante haute fréquence

La composante HF du photocourant passe elle à travers le condensateur  $C_1$  avant d’être amplifiée grâce à l’AO<sub>HF</sub> en configuration d’amplificateur transimpédance. La composante basse fréquence est éliminée du signal grâce au condensateur  $C_1$  qui, en parallèle avec  $R_2$ , fonctionne comme un filtre passe-haut de gain AC égal à 1 et de fréquence de coupure [GSHB98]

$$f_c^{HF} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{R_2 C_1} \approx 130 \text{ kHz}. \quad (4.4.9)$$

La composante HF du photocourant  $i_-$  est ensuite convertie en tension grâce au montage transimpédance avec la relation suivante :

$$V_{AC} = R_4 \times i_-^{HF}. \quad (4.4.10)$$

### Fonction de transfert

Pour obtenir la fonction de transfert du photodétecteur obtenu, plusieurs solutions s'offrent à nous :

- utiliser le battement de deux laser désaccordés ;
- utiliser une modulateur d'amplitude (un AOM ou un EOM).

Pour des raisons pratiques, seul le montage électronique d'amplification a été mesuré. Pour cela, la sortie d'un analyseur de réseau est branchée directement au point milieu des deux photodiodes (celles-ci ont été retirées au préalable) par l'intermédiaire d'une résistance afin de simuler le courant  $i_-$  à l'entrée du filtre. La fonction de transfert a ainsi été mesurée entre 10 Hz et 10 MHz en utilisant des résistances entre  $100\Omega$  et  $100\text{k}\Omega$  entre l'analyseur et le montage. On obtient ainsi les courbes visibles sur la figure 4.13. De cette mesure on peut en particulier déduire le rapport entre les gains haute et basse fréquence, utile pour la calibration de certaines mesures. On trouve ainsi :

$$\frac{R_{RF}}{R_{DC}} = 4,52 \pm 0,01. \quad (4.4.11)$$

### Bruit électronique

La mesure du darknoise de la voie HF de notre photodétecteur a révélé un excès de bruit à basse fréquence (en dessous de 3 MHz). À la fréquence de résonance du pilier, ce bruit n'est pas limitant alors qu'il l'est pour les disques en silicium. Il est apparu que l'excès de bruit provenait de la résistance  $R_1$  dont la faible valeur provoquait un bruit blanc d'intensité, filtré par le passe-bas RC formé par les composants  $R_1$  et  $C_1$  puis amplifié par l'amplificateur transimpédance de la voie HF. La densité spectrale de puissance du bruit de courant  $S_{ii}$  associé à une résistance de valeur  $R$  s'exprime en effet

$$S_{ii} = 4 \frac{k_B T}{R} \quad (4.4.12)$$

et est donc d'autant plus importante que la résistance est faible.

Pour diminuer le bruit Johnson-Nyquist [Nyg28] associé à cette résistance, elle a été modifiée pour une valeur de  $1\text{k}\Omega$ . Ceci rend la mesure à l'aide d'une seule des deux photodiodes beaucoup plus sensible à la puissance reçue car le biais de la photodiode change rapidement si la différence entre les photocourants  $i_-$  n'est pas nulle. Dans une utilisation normale du photodétecteur, les puissances optiques reçues par les deux photodiodes sont égales, si bien que le biais reste constant. Le gain de la voie DC est aussi grandement augmenté. Pour éviter de saturer l'amplificateur, la résistance  $R_3$  est remplacée par un fil.

Pour finir d'adapter le photodétecteur à la fréquence mécanique des micro-disques, la fréquence de coupure entre les voies DC et HF a aussi été légèrement abaissée pour

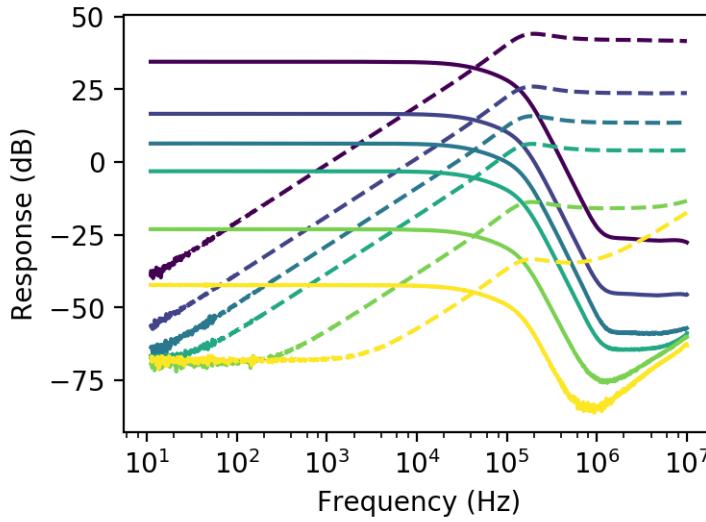


FIGURE 4.13 – Réponse des voies DC et RF du montage amplificateur du photodéTECTeur réalisé, pour plusieurs valeurs de résistance placée à la sortie de l’analyseur de réseau (du violet au jaune :  $100\Omega$ ,  $1k\Omega$ ,  $3,3k\Omega$ ,  $10k\Omega$ ,  $100k\Omega$  et  $1M\Omega$ ). Pour chaque résistance, la voie DC est tracée en trait plein tandis que la voie HF est en pointillés. Pour des valeurs de résistance inférieures à  $1k\Omega$ , la résistance est trop petite devant les autres valeurs ( $50\Omega$ ) tandis que pour des valeurs trop élevées, le courant est trop faible, conduisant à un couplage RF gênant pour la voie haute fréquence.

obtenir une réponse la plus plate possible de la voie HF autour de  $300\text{kHz}$ . Les valeurs des composants modifiés sont résumées dans le tableau 4.4. La nouvelle fonction de transfert a été mesurée comme auparavant avec une résistance de  $10k\Omega$  à la sortie de l’analyseur de réseau et est représenté sur la figure 4.15.

## 4.5 DéteCTIONS

Différentes déteCTIONS ont été implémentées et utilisées pour réaliser différentes mesures sur nos échantillons.

Composant	Valeur (micro-pilier)	Valeur (micro-disque)
$R_1$	$5,6\Omega$	$1k\Omega$
$R_2$	$1k\Omega$	$1k\Omega$
$R_3$	$39k\Omega$	$0\Omega$
$C_1$	$220\text{nF}$	$4,7\text{nF}$
$L_1$	$5\mu\text{H}$	$1\text{mH}$

Table 4.4 – Adaptation des composants du photodéTECTeur de la détection homodyne à la fréquence mécanique du micro disque.

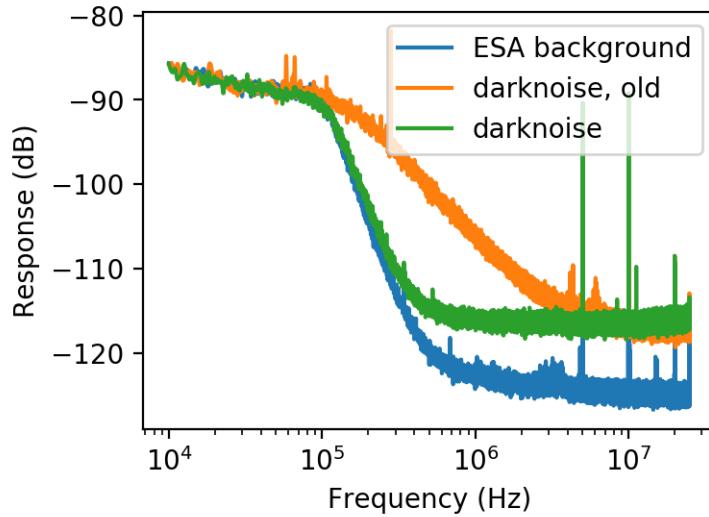


FIGURE 4.14 – Mise en évidence du darknoise excessif du photodétecteur à basse fréquence, du au bruit Johnson-Nyquist de la résistance de  $5,2\Omega$ . La courbe bleue représente le bruit de l’analyseur de spectre (muni d’un bouchon  $50\Omega$ ). La courbe orange est associé au photodétecteur utilisé auparavant, avec sa résistance de  $5,2\Omega$  tandis que la verte représente le darknoise du détecteur modifié, avec une résistance de  $1\text{ k}\Omega$ . On observe un bruit qui décroît à partir de  $100\text{ kHz}$  dans l’ancienne version. Une fois modifié, le bruit est diminué et limité dans cette mesure par la sensibilité à basse fréquence de l’analyseur de spectre. L’ajout d’un amplificateur large bande pour un gain d’environ  $15\text{ dB}$  sur la voie HF permet de passer au dessus du bruit de l’analyseur à toutes les fréquences mécaniques de nos échantillons.

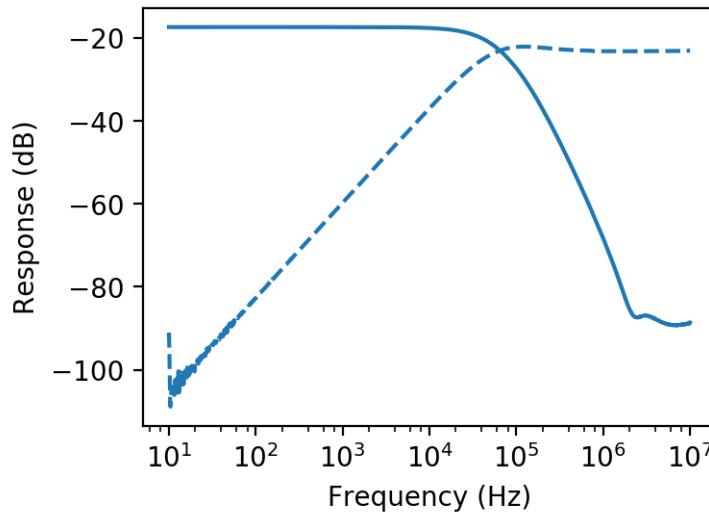


FIGURE 4.15 – Fonction de transfert des voies DC (en trait plein) et HF (en pointillés) du photodétecteur modifié.

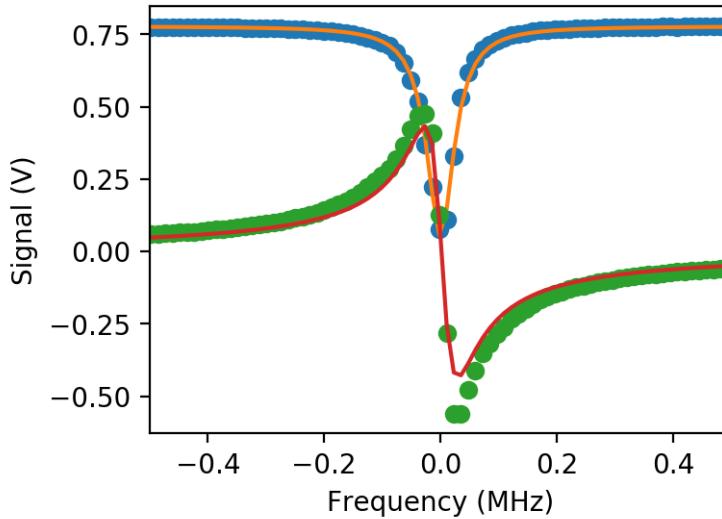


FIGURE 4.16 – Signal PDH (en vert) de la cavité de filtrage au voisinage d’une résonance, obtenu en balayant la longueur de la cavité sur un ISL complet. L’ajustement est tracé en rouge. Les autres courbes représentent la réflexion de la cavité, mesurée (en bleu) et ajustée (en orange). La modulation de phase à 50 MHz n’est pas visible sur le graphique car très grande devant la largeur de la résonance.

#### 4.5.1 Side of fringe

La plus simple est la détection directe des variations d’intensité de la lumière réfléchie par la cavité. La sensibilité de cette détection dépend du désaccord entre la cavité et le laser. En particulier, elle est maximale si le désaccord est égal à la bande passante de la cavité et nulle à résonance. Elle impose donc un point de fonctionnement qui n’est pas neutre d’un point de vue optomécanique, pouvant résulter en un chauffage ou un refroidissement de notre échantillon. Cette situation peut être recherchée dans le cas d’un refroidissement par bande latérale mais peut présenter un inconvénient si l’on recherche une mesure la moins perturbative possible.

#### 4.5.2 Détection Pound-Drever-Hall

Ici, une modulation à haute fréquence (plus grande que la bande passante de la cavité) est imprimée sur la phase du faisceau incident et la démodulation de la réflexion de la cavité permet d’obtenir un signal d’erreur proche de la dérivée d’une lorentzienne.

##### PDH analogique

Une modulation de phase entre 20 MHz et 80 MHz est imprimée au faisceau PDH par l’intermédiaire d’un modulateur de phase fibré. La réflexion de ce faisceau sur la cavité est détectée sur une photodiode à avalanche. Le signal obtenu est démodulé à la même fréquence grâce à un multiplicateur avant d’être filtré par filtres des passe-bas. Le signal obtenu est ensuite amplifié avant d’être mesuré sur un analyseur de spectre.

### Détection synchrone

Pour asservir la cavité de mesure, une modulation de faible amplitude de la longueur de la cavité est effectuée à l'aide des piezo en exploitant une résonance de l'échantillon ayant un facteur de qualité faible autour de 1 MHz. La démodulation est réalisée numériquement sur un RedPitaya en utilisant la bibliothèque PyRp1. Ce signal présente l'avantage d'être insensible aux offsets traditionnellement associés à l'utilisation de composants analogiques. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'apporter de correction sur le point de consigne de l'asservissement pour être à résonance par exemple.

### PDH multiples

Au cours de l'évolution de l'expérience, l'utilisation d'un troisième faisceau a été envisagée. Ce faisceau produit par un laser Ti:Sa proche en longueur d'onde des autres devait être asservi sur un autre mode longitudinal de la cavité à l'aide d'un signal PDH. La polarisation de ce faisceau est forcément alignée sur l'une des deux autres (celle du faisceau PDH dans notre cas) et il était donc détecté par la même photodiode à avalanche APD2 que le faisceau PDH. Pour séparer l'information contenue dans ces deux faisceaux, chacun est modulé en phase à une fréquence différente. Le signal obtenu est ensuite divisé puis chaque partie est démodulée en utilisant chacune des deux fréquences de modulation. L'utilisation de plusieurs filtres passe-bandes centrés sur chaque fréquence de modulation et possédant une bande passante de l'ordre de 10 MHz a permis d'améliorer la séparation entre les deux signaux. On a ainsi pu obtenir deux signaux PDH indépendants issus de deux lasers simultanément détectés sur une même photodiode, l'un pour asservir le laser Ti:Sa sur la cavité et l'autre pour détecter les mouvements de notre résonateur.

De cette façon il a été possible d'asservir la cavité de mesure sur le laser Nd:YAG habituel, et ensuite d'asservir la fréquence du Ti :S sur la cavité en utilisant la cale piézoélectrique du laser.

#### 4.5.3 Détection homodyne

La détection interférométrique à l'aide d'un Michelson est particulièrement utile lorsque la puissance du signal à mesurer est limitée, comme c'est le cas dans les mesures en cavité de nos échantillons. On peut en effet amplifier arbitrairement le signal en augmentant la puissance de l'oscillateur local, permettant ainsi de passer au dessus des bruits électroniques de nos détecteurs. De plus, la détection balancée permet de soustraire directement à la mesure les bruits classiques, ce qui autorise des mesures limitées par le bruit quantique de la lumière.

Un des paramètres importants de cette détection est la réjection du bruit classique. Les résultats d'une mesure du bruit d'amplitude classique avec la détection homodyne sont présentés sur la figure 4.17. Le bruit d'amplitude est soustrait à la mesure dans le cas d'une détection équilibrée c'est-à-dire si le photocourant  $i_-$  est nul. Dans le cas idéal, cela est équivalent à égaler les puissances incidentes sur les deux photodiodes du photodétecteur. Toutefois, le gain électronique associé aux deux photodiodes n'est pas nécessairement rigoureusement identique, à commencer par leur efficacité quantique. Dans le cas d'une détection plus classique avec deux photodiodes

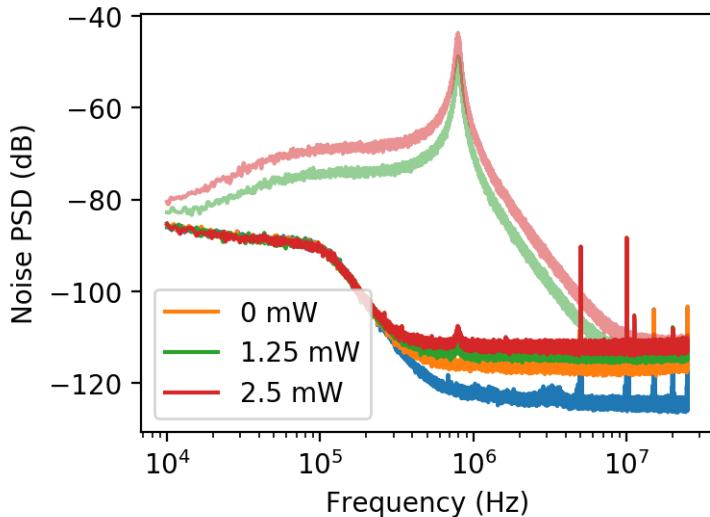


FIGURE 4.17 – Mesure du bruit d'amplitude du laser avec la détection balancée. La courbe bleue représente le bruit de l'analyseur de spectre (muni d'un bouchon  $50\Omega$ ) et la courbe orange est associée au darknoise de la détection balancée. La courbe verte (resp. rouge) est donnée pour une puissance optique de 1,25 mW (resp. 2,5 mW), répartie symétriquement sur les deux photodiodes. Les courbes en transparence rappellent le bruit obtenu dans le cas où toute la puissance est envoyée sur une seule des deux photodiodes. Avec le noise eater éteint pour la mesure, le pic de relaxation également visible dans le cas d'une détection équilibrée permet de mesurer une réjection du bruit classique d'environ 60 dB. Pour obtenir cela, le signal DC de la détection est fixé au même niveau que l'offset du détecteur en équilibrant les puissances incidentes sur les deux photodiodes. Pour corriger la différence entre l'efficacité quantique des deux photodiodes, le niveau DC est finement ajusté en désalignant très légèrement le faisceau sur l'une des photodiodes. À basse fréquence on vérifie la dépendance quadratique du bruit classique avec la puissance optique, alors qu'à haute fréquence, le bruit quantique varie linéairement. Cette mesure permet de montrer que notre détection est limitée par le bruit shot du laser dès 300 kHz, même pour des puissances d'oscillateur local faible.

séparées munies chacune de leur propre circuit d'amplification, il est nécessaire d'ajuster le gain des deux circuits pour satisfaire cette condition. Ici, le réglage se fait soit en augmentant légèrement la puissance sur la photodiode possédant l'efficacité quantique la plus faible, ou en désalignant légèrement le faisceau de l'autre photodiode.

#### 4.5.4 Détection hétérodyne

Toutes les détections présentées jusqu'ici présentent l'inconvénient de replier le spectre vers les fréquences positives. En effet, les mesures de bruit mécanique effectuées peuvent être assimilées à la mesure des bandes latérales d'une porteuse de fréquence nulle associées à une modulation de phase provoquée par le résonateur mécanique. Les mesures de fréquences négatives n'étant pas possible, le spectre est traditionnellement replié et les bandes latérales positives et négatives sommées.

Le principe de la détection hétérodyne est proche de celui d'un Michelson classique mais l'oscillateur local est remplacé par un faisceau d'une fréquence différente de celle du faisceau PDH. On observe alors un battement entre les deux faisceaux à une fréquence correspondant à la différence entre la fréquence du faisceau PDH et celle de l'oscillateur local. De chaque côté de cette porteuse, il est alors possible de mesurer indépendamment les deux bandes latérales mécaniques et ainsi l'asymétrie des bandes latérales prévue. Le fait de déplier le spectre présente toutefois l'inconvénient de réduire la sensibilité de cette détection d'un facteur deux.

**Conclusion** Le dispositif optique utilisé permet finalement d'injecter deux faisceaux indépendants dans la cavité. Différentes détections permettent d'obtenir des mesures limitées par le bruit quantique de la lumière autour des fréquences de résonance mécaniques de nos échantillons, y compris pour des puissances optiques très faibles. L'utilisation de RedPitaya avec la bibliothèque PyRPL permet d'automatiser en grande partie l'expérience et d'acquérir systématiquement un grand nombre de paramètres.



# Chapitre 5

## Cavité de mesure (FPM)

La cavité de mesure, ou FPM pour Fabry-Perot de Mesure, est au cœur de toutes les expériences de refroidissement présentées dans cette thèse. Elle est formée d'un miroir d'entrée  $\mu$ RoC et d'un micro-résonateur mécanique, qu'il soit micro-pilier ou bien micro-disque. Ces caractéristiques sont particulièrement importantes à connaître et maîtriser puisqu'elles vont déterminer la qualité des interactions entre la lumière et le résonateur, que ce soit pour les mesures ou bien pour le refroidissement.

### 5.1 Design de la cavité

#### 5.1.1 Cahier des charges et implémentation

La cavité de mesure ou FPM pour Fabry-Perot de Mesure doit remplir un certain nombre de critères.

1. Permettre un changement rapide des échantillons. Pour cela, l'échantillon peut être pressé ou bien collé sur une pièce minimaliste qui s'adapte dans le reste de l'assemblage. La première méthode est satisfaisante dans les premières phases de développement pour garder les échantillons aussi versatiles que possible. Toutefois, elle impose d'autres contraintes sur la longueur de la cavité par exemple. La deuxième solution a été privilégiée pour les mesures car elle est plus stable. L'échantillon est alors indissociable de son support.
2. Permettre un alignement rapide. Après les différentes méthodes développées lors des précédentes thèses, il est apparu que l'utilisation d'une translation XY montée dans un cage system de Thorlabs permettait les ajustements fins nécessaires à l'alignement d'une cavité haute finesse de taille micrométrique.
3. Adapter la longueur de la cavité. Pour limiter les pertes géométriques, la cavité doit avoir une longueur inférieure à  $200\text{ }\mu\text{m}$ . Pour éviter les dégénérescences de modes, il est utile de pouvoir modifier la longueur de la cavité de quelques dizaines de microns si nécessaire. Pour cela, plusieurs solutions sont utilisées en utilisant des pièces d'épaisseurs différentes ou des rondelles fines.
4. Être compatible avec les deux cryostats utilisés. Cela impose des limites sur les dimensions maximales de l'assemblage et nécessite la création de certaines pièces d'adaptation.

5. Être compatible avec une utilisation sous vide. Pour cela, on s'assure que tous les trous sont bien traversants et on prévoit des rainures si nécessaire pour éviter la présence de poches d'air.
6. Être compatible avec une utilisation à basse température. Les pièces de la cavité sont réalisées en cuivre OFHC puis dorées pour prévenir la formation d'une couche d'oxyde de cuivre, moins bon conducteur thermique. Les vis sont par ailleurs en laiton et les rondelles en inox, de sorte à maintenir un serrage suffisant lors des descentes à froid comme le montre le tableau 5.1.
7. Autoriser un accès optique suffisant pour coupler un laser à la cavité. Toutes les pièces sont percées en leur centre d'un trou de 4,5 mm de diamètre, qui correspond au diamètre intérieur des cales piézo en anneau utilisées.
8. Conserver un bon alignement malgré les forts écarts de température (300 K à 30 mK). Pour cela, on choisit un design avec une symétrie cylindrique pour limiter le désalignement des échantillons lors des descentes à froid.
9. Observer les résonances de la cavité. Pour cela, il est nécessaire de déplacer l'un des miroirs de la cavité d'au moins un ISL qui correspond à  $\lambda_L/2$  soit 532 nm. On utilise un empilement de trois cales piézoélectriques PD080.31 de PI<sup>1</sup> et le déplacement statique du miroir est simulé avec COMSOL. L'épaisseur de la pièce sur laquelle s'appuient les piezos doit être suffisante pour ne pas se déformer tout en restant suffisamment fine pour garder un design compact compatible avec les deux cryostats.
10. Pouvoir asservir la cavité sur le laser de mesure. On souhaite pouvoir obtenir un asservissement avec une bande passante de l'ordre de la dizaine de kHz. Pour cela, la fonction de transfert mécanique est simulée en mesurant le déplacement du miroir à l'aide de COMSOL et on vérifie que la structure ne présente pas de résonance mécanique en dessous de quelques dizaines de kHz, comme le montre la figure 5.1.
11. Limitation des parasites électriques. Dans une version antérieure de la cavité, les piézos étaient situés derrière le micro-pilier. Le pilier est en quartz, qui est un matériau piézoélectrique, ce qui le rend particulièrement sensibles aux gradients de champ électromagnétique. Pour limiter ces perturbations nous avons choisi de déplacer les cales derrière le  $\mu$ RoC. Pour augmenter la bande passante de l'asservissement, plusieurs piézos avaient été rajoutés sur différents éléments de la cavité, notamment pour les composantes à plus haute fréquence. Il est apparu que ces piézos ainsi que l'antenne pouvaient être source de bruits supplémentaires et nous avons choisi de conserver uniquement les 3 piézos mentionnés précédemment.

---

1. Ces piézos sont spécifiés pour un déplacement de 2  $\mu$ m avec une tension allant de -20 à 100 V. Toutefois cet intervalle peut être élargi à -100 – 100 V à basse température. Le déplacement pour un piézo est réduit d'un facteur sept entre 300 K et 4 K, en partie compensé par le doublage de la tension possible à basse température. Il en résulte une perte de l'amplitude de déplacement autorisée avec ces piézos d'un facteur 3,5.

Matériaux	Cuivre	Laiton	Acier Inox
$\alpha \times 10^6 \text{ K}^{-1}$	17	18,5	14

Table 5.1 – Coefficients de dilatation thermiques à 300 K pour quelques matériaux. Les vis en laiton se contractent d'avantage que le cuivre, et vont donc resserrer la cavité lors d'une diminution de la température. Des rondelles en inox se contractent moins que le cuivre et auront donc le même effet.

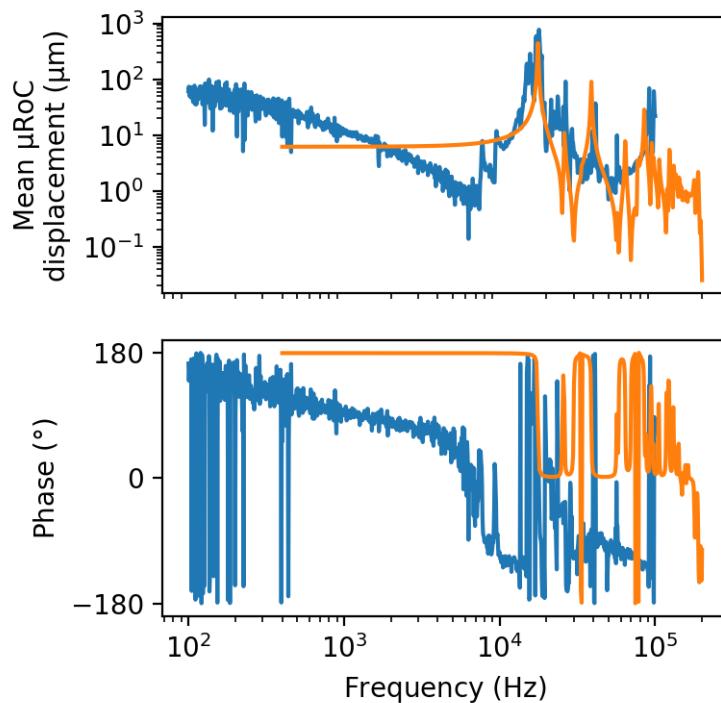


FIGURE 5.1 – Réponse à une excitation forcée du miroir dans l'assemblage mécanique de la cavité mécanique. Les données expérimentales sont tracées en bleu et les résultats obtenus grâce aux simulations par élément fini sont en orange. La courbe expérimentale est obtenue en boucle fermée et on voit l'effet du filtre passe-bas analogique de la boucle d'asservissement entre 100 Hz et 1 kHz. La première résonance mécanique se situe aux alentours de 20 kHz et va limiter la bande passante de l'asservissement de la cavité.

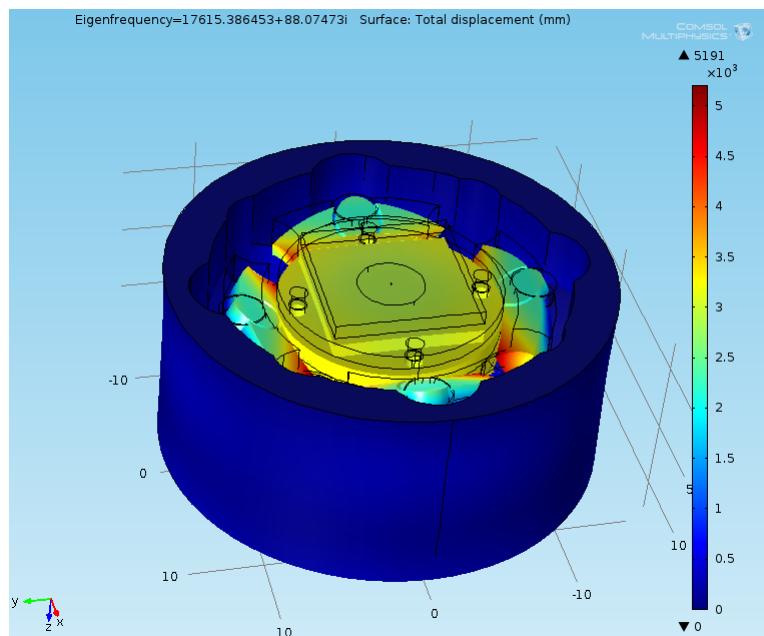


FIGURE 5.2 – Mode tambour résonnant à 17 kHz simulé avec COMSOL, qui limite la bande passante de l’asservissement de la longueur de la cavité sur le laser. Il est possible d’augmenter cette fréquence en réduisant la masse déplacée par les piézos (les pièces mécaniques ont été dessinées aussi petites que possible pour cela) et en appliquant une pré-contrainte au piézos (c’est le cas ici, où les piézos sont écrasés entre les pièces mécaniques).



FIGURE 5.3 – Les différentes pièces mécaniques constituant la cavité de mesure et nécessaires à son alignement. De gauche à droite : support de la cavité, porte-échantillon, support du μRoC, porte-μRoC et adaptation pour la translation XY. Les différentes pièces ne sont pas à l'échelle les unes par rapport aux autres.

### 5.1.2 Description des différentes pièces mécaniques

Plusieurs itérations ont conduit à la réalisation des éléments présentés sur la figure 5.3. La cavité est constituée de deux parties principales : une base qui accueille l'échantillon et se fixe dans le cryostat et une partie pour le μRoC. L'échantillon est collé sur une embase qui se visse dans la base. Le μRoC est collé sur une pièce souple, à la manière d'une membrane de haut parleur, qui est vissée sur la pile de piézos placés dans l'autre moitié de la cavité. Un adaptateur permet de solidariser la moitié μRoC avec une translation XY pendant la phase d'alignement de la cavité.

## 5.2 Alignement de la cavité de mesure

Cette partie décrit l'alignement d'une nouvelle cavité de mesure (FPM : Fabry Perot de Mesure) comportant le résonateur mécanique et un coupleur d'entrée (μRoC : micro Radius of Curvature).

### 5.2.1 Collage des échantillons

Les échantillons sont tous collés en utilisant de la Styccast 2850 FT et le catalyseur 9, fournis par Loctite. Il s'agit d'une résine epoxy bi-composant ayant une bonne conductivité thermique. Elle est donc bien adaptée à un usage en cryogénie.

Les μRoC sont collés directement sur leur support en cuivre. Pour cela, on dépose quatre gouttelettes de Styccast sur la pièce en cuivre là où seront les coins de l'échantillon. On pose ensuite l'échantillon sur la pièce et on exerce une légère pression de manière à étaler légèrement la colle. Le centrage du μRoC peut se faire à l'œil nu par rapport à l'ouverture de 4,5 mm dans le support, dans la mesure où une précision de l'ordre de 500 µm est suffisante compte tenu du déplacement possible lors de l'alignement de la cavité.

Les résonateurs mécaniques sont collés sur un échantillon martyre qui est lui-même collé sur le support en cuivre. De cette manière, l'échantillon est collé sur un matériau identique, donc possédant le même coefficient de dilatation thermique, ce qui permet de limiter les contraintes dans le résonateur lors des changements de température. Pour les micro-piliers, on utilise un autre micro-pilier dont on casse la partie centrale. Pour les micro-disques, on utilise un cadre gravé dans un wafer de silicium de 500 µm. Le martyre est collé en premier sur le support en cuivre puis une fois la colle solidifiée, on colle l'échantillon de la même manière que les µRoC.

### 5.2.2 Assemblage

Si la cavité est alignée pour la première fois avec de nouveaux échantillons et/ou pièces mécaniques, il convient de choisir les pièces qui permettent la cavité la plus longue possible afin de ne pas risquer un contact entre les échantillons. La longueur de la cavité pourra être ajustée ensuite. Le résonateur mécanique sur son support est vissé directement dans le socle de la cavité à l'aide de deux vis M1,6 à tête fraisée en laiton. Le serrage doit être suffisant pour assurer un bon contact thermique entre les différentes pièces en cuivre sans toutefois risquer de casser les vis en laiton, plus fragiles que des vis en inox.

Le µRoC est situé sur une pile de trois cales piézoélectriques permettant de balayer la longueur de la cavité. Un cylindre en dural permet de s'assurer que les cales, le support µRoC et le chapeau sont alignés. Le support du µRoC est vissé à l'aide de quatre vis M1,6 en laiton. Le serrage doit une fois encore être suffisant sans risquer de casser les vis.

Les deux demi-cavités peuvent finalement être assemblées à l'aide de quatre vis M2 en laiton munies de rondelles en inox. Les deux pièces doivent pouvoir bouger l'une par rapport à l'autre pour réaliser le pré-alignement. On peut alors vérifier qu'il est possible de superposer grossièrement les miroirs. Si ce n'est pas le cas, il est possible de répéter l'opération en tournant le chapeau de 90°.

Des barreaux de cage system (50 mm de longueur) peuvent être vissés afin d'accueillir la translation XY permettant un alignement plus précis. L'adaptateur permettant de fixer le chapeau à la translation est enfin vissé.

### 5.2.3 Préalignement

Pour le préalignement, on utilise une caméra DCU223M (Thorlabs) munie d'un objectif Navitar située à la verticale de la cavité et une lampe placée à côté de la caméra. Le résonateur est visible à travers le miroir et le µRoC se distingue facilement, comme on peut le voir sur la figure 5.4. Après cette étape, la cavité peut être montée dans le montage de caractérisation qui permettra d'optimiser l'alignement pour maximiser la finesse de la cavité.

### 5.2.4 Alignement

- Monter la cavité dans le cryostat Janis et connecter les piezos aux connecteurs prévus à cet effet.

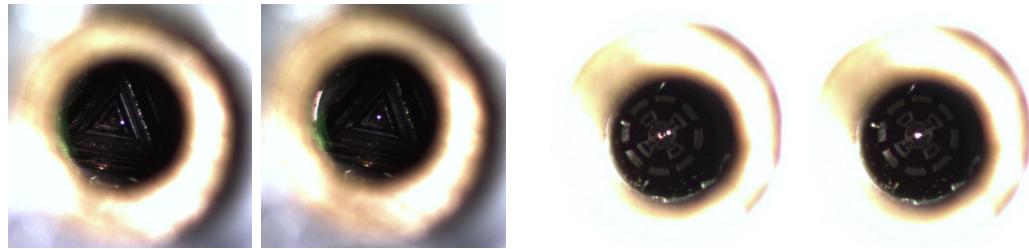


FIGURE 5.4 – Pré-alignement de la cavité FPM dans le cas du micro-pilier et dans celui du micro-disque. A chaque fois, on distingue assez clairement le miroir du résonateur et le  $\mu$ RoC, ce qui permet de les superposer à quelques dizaines de microns près.

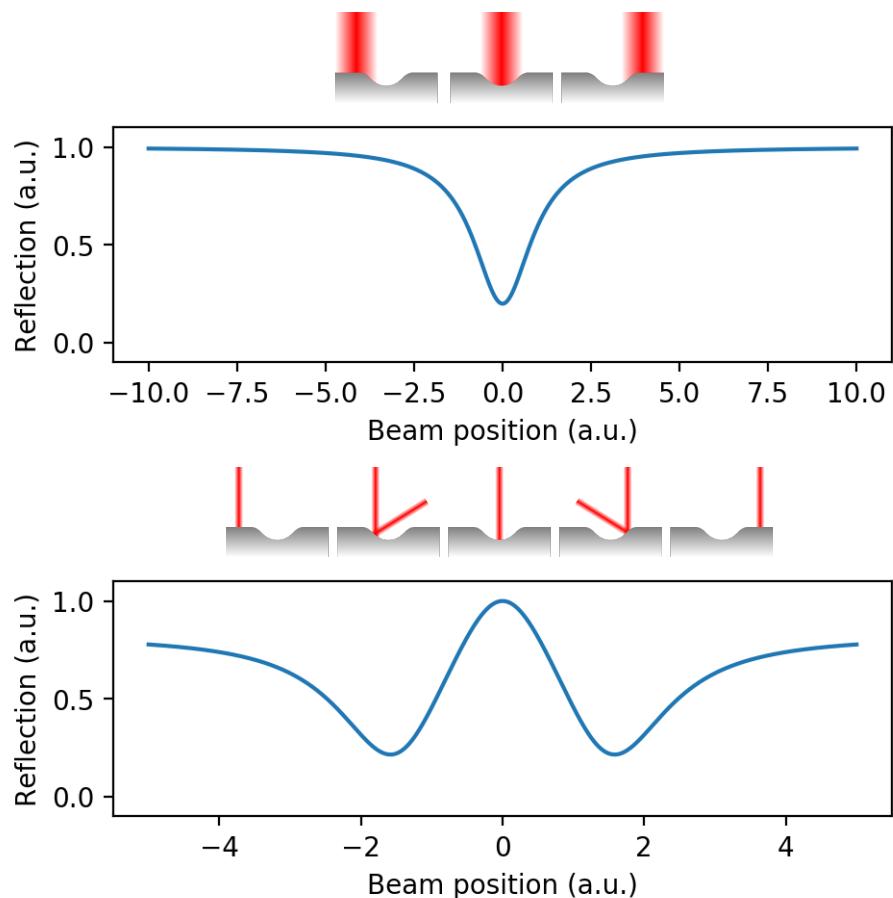


FIGURE 5.5 – Allure de la réflexion observée lors du balayage du faisceau incident sur le  $\mu$ RoC. En haut, le faisceau est trop large (le résultat serait le même pour un faisceau trop petit) par rapport au rayon de courbure du miroir. En dehors du miroir, le faisceau est simplement réfléchi alors qu'il est diffracté sur la structure, ce qui explique le V observé dans la réflexion. Dans le cas où le faisceau est adapté au miroir (en bas), la réflexion est maximale au centre de la structure car le front d'onde à la même rayon de courbure que le miroir, ce qui explique le W observé.

2. Commencer par centrer grossièrement le faisceau incident sur le résonateur. Pour cela, on pourra utiliser une caméra placée à l'arrière de la cavité de manière à observer la position du faisceau transmis par rapport au centre du résonateur.
3. Aligner le faisceau réfléchi par la surface plane du  $\mu$ RoC sur une photodiode et placer le waist du faisceau incident à la surface du  $\mu$ RoC en maximisant le signal reçu par la photodiode.
4. Scanner alors localement la surface du  $\mu$ RoC jusqu'à observer un **V** dans le signal réfléchi (voir figure 5.5). Approcher finement la lentille de couplage du miroir d'entrée jusqu'à observer un **W**. La réflexion doit être maximale au centre du **W**.
5. Balayer lentement la longueur de la cavité à l'aide d'un signal sinusoïdal de fréquence 0,2 Hz. Un clignotement devrait être visible par la caméra en transmission de la cavité.
6. Si les résonances de la cavité ne sont pas visibles en réflexion sur la photodiode, déplacer le faisceau incident à l'aide de la lentille pour maximiser le clignotement visible en transmission.
7. Recentrer le  $\mu$ RoC sur le faisceau en utilisant la translation XY en cherchant à obtenir le **W** de l'étape 4.
8. Répéter les étapes 6 et 7 jusqu'à observer les résonances de la cavité dans le signal réfléchi. Augmenter la fréquence de balayage à quelques Hz pour plus de confort. Optimiser le couplage du faisceau incident à la cavité en maximisant la profondeur du  $\text{TEM}_{00}$  en jouant sur la position de la lentille et le miroir.
9. Mesurer la finesse et la longueur de la cavité en utilisant le programme dédié `finesse.py`.
10. Optimiser la position du  $\mu$ RoC de façon à minimiser la bande passante de la cavité. Pour cela, il peut être pratique d'avoir une lecture en direct de la bande passante de la cavité, ce qui est réalisable simplement à l'aide d'un RedPitaya par exemple.<sup>2</sup>
11. Resserrer légèrement les 4 vis M2 de la cavité.
12. Répéter les étapes 9, 10 et 11 jusqu'au serrage satisfaisant des vis de la cavité.
13. Démonter le cage system et l'adaptateur. La cavité peut être montée dans le cryostat à dilution pour la suite des mesures.

### 5.2.5 Ajustement de la longueur de la cavité

#### Cavité sans espaceur

Lors du développement de l'assemblage mécanique de la cavité, des tests sont réalisés dans le cryostat Janis de façon à observer le comportement de la cavité lors de

---

2. Dans le cas où  $T = P$  (impedance matching), la cavité est optimalement alignée lorsque la réflexion à résonance s'annule. Dans notre cas, la cavité est dans un régime de sur couplage ( $T > P$ ) et la réflexion à résonance est non nulle. Maximiser la profondeur du pic dû au mode fondamental de la cavité reviendrait à augmenter les pertes géométriques pour se rapprocher du cas d'impedance matching, ce qui rend impérative la mesure de la bande passante.

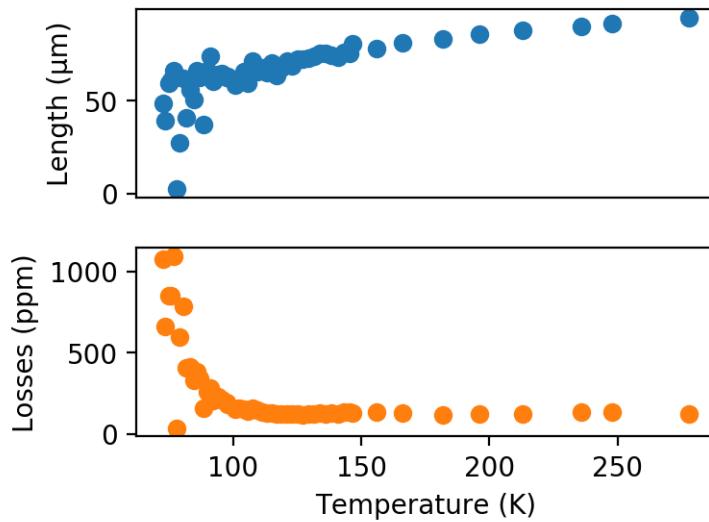


FIGURE 5.6 – Évolution des pertes optiques de la cavité 20121002C3/S15-10 en fonction de la température. Le refroidissement de la cavité entraîne une diminution de sa longueur en raison de la contraction thermique. À 300 K, la longueur de la cavité est de 80 μm et ses pertes s’élèvent à 180 ppm. On observe une dégradation progressive puis brutale de la finesse, jusqu’à une disparition des modes optiques.

la descente en température. Un résultat typiquement obtenu lors de ces mesures est visible sur la figure 5.6 et montre une dégradation importante de la finesse quand la cavité se contracte avec la diminution de la température. Des cavités possédant une longueur à chaud entre 80 et 230 μm et une finesse supérieure à 50 000, assemblées avec des échantillons différents ont donné des résultats similaires avec des finesse à froid n’excédant pas  $\mathcal{F} = 3\,000$ .

Plusieurs phénomènes peuvent provoquer cette dégradation lors du refroidissement :

- **dégradation des surfaces optiques lié à la condensation de gaz sur les miroirs de la cavité.** Pour conserver ce risque aussi faible que possible, le vide doit être maintenu pour une pression dans l’OVC inférieure à  $10^{-4}$  mbar. Cette hypothèse est toutefois peu vraisemblable car les parties les plus froides du cryostat sont les capillaires du circuit d’hélium et c’est sur eux que devrait se produire le cryopompage.
- **croisement de modes optiques.** Ce phénomène décrit dans le chapitre 7 explique difficilement les comportements observés. En effet, à courte longueur ( $L_{\text{cav}} < \text{RoC}/10$ ), les modes croisant le  $\text{TEM}_{00}$  sont d’ordre élevés et les pics de perte qui leur sont attribués sont associés à des domaines de longueurs très étroits, si bien qu’un mode longitudinal de la cavité peut être impacté sans que le suivant le soit. Ici, la dégradation de la finesse est visible pour tous les modes longitudinaux en dessous d’une certaine longueur. De plus, dans le cas des croisements, on retrouve très souvent dans la trace temporelle de la réflexion de la cavité plusieurs pics d’Airy associés aux différents modes, ce qui n’a pas

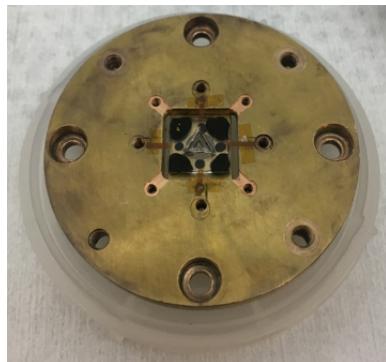


FIGURE 5.7 – Un micro-pilier collé sur son support et monté dans le support de la cavité. Les bandelettes de Kapton permettant de solidariser les deux échantillons sont visibles sur les quatre bords de l'échantillon. Elles sont maintenues par du Kapton adhésif.

été observé lors de ces mesures.

- **désalignement des miroirs de la cavité.** Lors de la contraction de la cavité, la présence d'un angle même faible entre les deux miroirs peut engendrer un contact et un déplacement d'un miroir par rapport à l'autre. Un angle de  $1^\circ$  correspond à un déplacement de  $10 \mu\text{m}$  sur une longueur de  $0,5 \text{ mm}$ . Cette piste est privilégiée car la dégradation de la finesse est réversible. Lors du retour à température ambiante, la finesse recouvre sa valeur initiale.

Une solution envisagée pour pallier à ce problème est de solidariser les échantillons à chaud par l'intermédiaire d'un espaceur comprimé entre les deux miroirs.

### Cavité avec espaces en Kapton

On choisit comme espaceur un film plastique (Kapton) disponible en plusieurs épaisseurs. Les trois piézos situés derrière le  $\mu\text{RoC}$  doivent permettre de balayer au moins un ISL, de sorte à pouvoir observer au minimum une résonance à température ambiante comme à froid. Pour cela, il convient de limiter la section de Kapton à comprimer de façon à diminuer la constante de raideur de l'ensemble. Des bandes d'environ  $500 \mu\text{m}$  de large sont découpées dans du Kapton de  $127 \mu\text{m}$  d'épaisseur et sont placées de telle sorte à recouvrir l'échantillon sur  $1 \text{ mm}$  environ, comme le montre la figure 5.7.

Pour obtenir un déplacement suffisant grâce aux piézos, il est nécessaire de ne pas trop pré-constrainer le Kapton en le serrant de façon excessive entre les deux miroirs. Pour cela, il faut ajuster la longueur de la cavité à vide de manière à obtenir une longueur à vide de la cavité légèrement inférieure à l'épaisseur du Kapton. On dispose de différents supports pour les  $\mu\text{RoC}$  de différentes épaisseurs (par palier d'environ  $100 \mu\text{m}$ ), qui permettent d'ajuster grossièrement la longueur de la cavité, puis on ajoute des rondelles découpées dans une feuille d'aluminium ( $15 \mu\text{m}$  d'épaisseur) au dessus des piézos pour un ajustement plus fin.

Pour résumer :

1. Aligner la cavité selon les protocoles décrits dans les sections 5.2.3 et 5.2.4.

2. Mesurer la longueur de la cavité. En fonction du résultat, adapter la longueur en changeant si nécessaire le support  $\mu$ RoC et ajouter des rondelles en aluminium.
3. Répéter ces deux premières étapes jusqu'à obtenir une cavité de longueur proche et inférieure à l'épaisseur du Kapton (une longueur comprise entre 115 et 130  $\mu$ m a donné de bons résultats). Plus la longueur à chaud est proche de l'épaisseur du kapton, plus le déplacement des piezos sera conservé.
4. Ouvrir la cavité et ajouter les bandes de Kapton comme le montre la figure 5.7.
5. Remonter la cavité et procéder à son alignement final. Contrôler le déplacement obtenu avec les piezos qui doit être au minimum de trois ISL pour obtenir au moins un ISL à froid.

## 5.3 Montage dans le cryostat à dilution

### 5.3.1 Alignement du faisceau incident

Une fois la cavité alignée, elle peut être montée dans le cryostat à dilution en prévision des expériences de refroidissement. On utilise le faisceau PDH pour cette étape. Le diamètre de l'accès optique au travers des différents écrans du cryostat étant relativement faible ( $\sim 10$  mm), le faisceau incident doit être bien centré pour limiter les pertes optiques. On s'aide pour cela d'un diaphragme (dont la position a été optimisée pour obtenir les pertes les plus faibles une fois le cryostat fermé) pour matérialiser l'accès optique des écrans.

1. Compte tenu des propriétés de la cavité utilisée (longueur et rayon de courbure du coupleur), le diamètre du col du faisceau à obtenir peut être calculé. La lentille de couplage utilisée possède une focale de 35 mm. La taille du faisceau incident sur la lentille est optimisée à l'aide du télescope d'après les résultat d'une simulation du montage avec GaussianBeam.
2. La base de la cavité est vissée dans la pièce d'adaptation préalablement installée sur l'écran BM du cryostat à dilution par l'intermédiaire de quatre vis M4 en laiton et les connecteurs des piezo sont branchés. Les quatre barreaux du cage system permettant d'accueillir la lentille de couplage dans sa translation XY sont fermement vissés dans la base de la cavité.
3. Le faisceau incident est centré grossièrement sur l'ouverture du diaphragme et sur le coupleur de la cavité en utilisant les deux miroirs inclinables situés avant le cryostat.
4. La lentille est placée dans le cage system et sa distance par rapport au coupleur optimisée de façon à maximiser la puissance détectée sur la photodiode à avalanche. Le col du faisceau se trouve alors sur la surface du miroir d'entrée de la cavité mais n'est pas forcément centré sur la structure concave. La lentille est avancée d'une centaine de microns pour adapter grossièrement le rayon de courbure du faisceau à celui de la structure.
5. La position latérale du faisceau est balayée à l'aide de la lentille sur la surface du coupleur jusqu'à observer le W caractéristique de la présence de la structure concave du  $\mu$ RoC. Une fois la structure repérée et le faisceau incident centré,

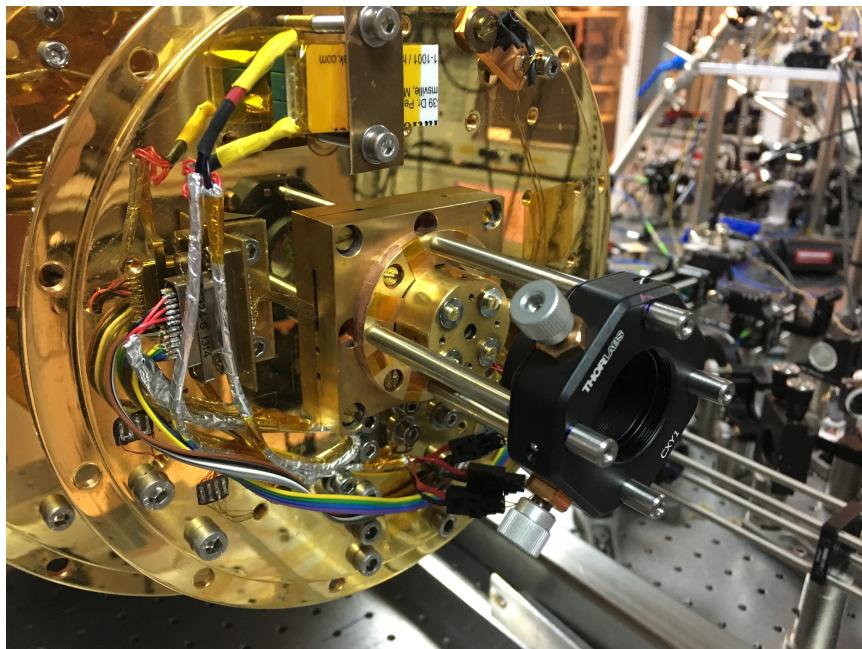


FIGURE 5.8 – Cavité assemblée et montée dans le cryostat à dilution. L’assemblage mécanique de la cavité optique est vissé sur la dernière platine du cryostat associée à l’étage de dilution par l’intermédiaire d’une pièce d’adaptation (pièce dorée rectangulaire). Les barreaux du cage system sont vissés directement dans le support de la cavité, et permettent le positionnement de la lentille de couplage montée dans une translation XY. Tout cet assemblage est ensuite enfermé sous les différents écrans thermiques du cryostat.

Écran		aucun	BM	1K	4K	100K	200K	300K
$P_{\text{in}}$	( $\mu\text{W}$ )	9,5	9,1	9,1	9,1	9,1	9,1	8,3
$P_{\text{det}}$	( $\mu\text{W}$ )	7,8	7,6	7,6	7,5	7,1	7,1	6,2
$P_{\text{det}}/P_{\text{in}}$	(%)	82	84	84	82	78	78	75

Table 5.2 – Évolution de la puissance détectée par rapport à la puissance incidente, traduisant les pertes associées à la coupure du faisceau incident par les accès optiques des écrans du cryostat.

on applique une tension sinusoïdale aux bornes des piézos avec une fréquence de quelques hertz de manière à balayer la longueur de la cavité sur plusieurs ISL. Les résonances de la cavité doivent alors être visibles dans le signal réfléchi, mesuré sur la photodiode à avalanche. On optimise ensuite le couplage entre le faisceau incident et la cavité à l'aide des deux miroirs inclinables et de la position en  $z$  de la lentille.

6. On place ensuite le diaphragme dans sa butée et son diamètre est réduit à une ouverture de quelques millimètres de façon à couper une partie du faisceau incident. La position latérale de la lentille de couplage est alors optimisée de façon à maximiser la réflexion hors résonance de la cavité. En retirant le diaphragme, on optimise le couplage à l'aide des miroirs. Ces deux étapes sont répétées autant de fois que nécessaire.
7. La position de la lentille est verrouillée dans le cage system au moyen des vis sans tête présentes dans la monture. On obtient ainsi le montage visible sur la figure 5.8.

### 5.3.2 Fermeture du cryostat

Lors de la fermeture du cryostat, l'ajout successif des écrans entraîne un léger mouvement de la cavité en raison de la masse importante qu'ils ajoutent à l'ensemble. Il est donc important de veiller à conserver un bon couplage entre le faisceau incident et la cavité. Pour cela et après chaque ajout d'un nouvel écran, les deux miroirs inclinables permettent de maximiser la profondeur du pic observé dans la réflexion de la cavité.

On vérifie aussi que l'ajout des écrans n'entraîne pas de pertes excessives par coupure du faisceau incident. Pour cela, on mesure la puissance incidente juste avant le cryostat et la puissance réfléchie par la cavité hors résonance et détectée sur la photodiode à avalanche. Un exemple de résultat obtenu lors de la fermeture du cryostat est visible dans le tableau 5.2. Si la puissance détectée est trop faible après fermeture du cryostat, il conviendra de renouveler l'alignement du faisceau incident en modifiant la position du diaphragme.

### 5.3.3 Optimisation de la polarisation

Les deux faisceaux (PDH et homodyne) envoyés dans la cavité doivent être bien isolés en polarisation pour éviter les couplages (crosstalks) entre les différentes détections. La séparation se fait sur un prisme de Glan Taylor et l'orientation des polarisations se fait grâce aux lames  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$  situées avant le cryostat. La  $\lambda/2$  permet de changer

l'orientation de la polarisation tandis que la  $\lambda/4$  permet de corriger l'ellipticité de la polarisation.

### Réglage grossier

Un premier réglage peut se faire en observant simplement sur un oscilloscope le signal réfléchi par la cavité lorsque sa longueur est balayée autour d'une résonance. Si la polarisation n'est pas convenablement orientée, on voit les deux résonances associées aux deux modes propres de polarisation, dont l'écart dépend de la biréfringence de la cavité. On oriente alors les deux lames de façon à maximiser la réflexion hors résonance et à n'obtenir plus qu'un seul pic d'absorption.

### Réglage fin

Pour optimiser l'orientation de ces deux lames à retard de phase, on mesure le battement entre les faisceaux PDH et homodyne obtenu sur la photodiode à avalanche du faisceau homodyne :

- on choisit un désaccord entre les deux faisceaux de l'ordre de 50 MHz à l'aide des AOM ;
- le battement obtenu est mesuré sur la photodiode à avalanche du faisceau homodyne à l'aide d'un analyseur de spectres en zero span avec une bande passante de l'ordre de 10 kHz ;
- on applique un balayage lent de la longueur de la cavité de manière à observer au moins une résonance de la cavité.

Les résultats de cette optimisation sont résumés dans la figure 5.9. On déduit de cette mesure une isolation entre les deux détections de l'ordre de 50 dB.

#### 5.3.4 Dégradation des surfaces optiques sous vide

Lors des tests réalisés pour optimiser l'assemblage mécanique de la cavité, plusieurs cavités ont été installées dans le cryostat à dilution. Lors du pompage de l'OVC, la finesse des cavités est surveillée systématiquement en prenant une trace temporelle comportant plusieurs résonances optiques, de manière à mesurer leur finesse. Si aucune variation notable n'est observée lors du pompage (1 bar –  $10^{-4}$  mbar), une dégradation de la finesse a été observée une fois la pression de l'OVC inférieure à  $10^{-4}$  mbar. Cette dégradation progressive commence généralement quelques jours après le début du pompage et se poursuit tant que le cryostat est sous vide et à température ambiante.

L'inspection des μRoC au microscope optique (figure 5.10) met en évidence une dégradation de la surface optique avec la présence de taches d'origine inconnue (poussière, condensation, etc.). Les surfaces optiques ont été nettoyées avec succès en utilisant principalement le First Contact, qui sera abordé dans la section 5.5.3. Si le pompage est maintenu pendant plusieurs semaines, une dégradation importante autour de la structure a été observée, comme le montre la figure 5.11. La répartition de ces saletés, qui reproduit la forme du résonateur utilisé comme miroir de fond, semble indiquer qu'une substance est pulvérisée sur le miroir.

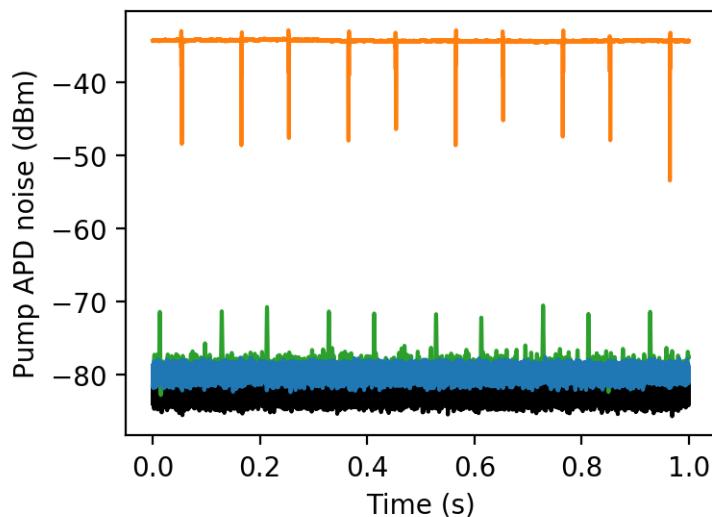


FIGURE 5.9 – Mesure du battement entre les deux faisceaux PDH et homodyne pour l’optimisation de l’orientation des lames à retard de phase. La longueur de la cavité est modulée au voisinage d’une résonance optique à un fréquence de 5 Hz. La courbe noire correspond au darknoise de la photodiode utilisée pour la mesure Quand les deux lames sont mal orientées (courbe orange), la polarisation est quelconque, ce qui conduit à un mélange des deux faisceaux aussi bien hors résonance qu’à résonance. Dans le cas où seule la  $\lambda/2$  est mal orientée (courbe verte), la polarisation est bien linéaire mais n’est pas orientée selon les axes propres de la cavité de mesure. Il y a donc un mélange entre les deux faisceaux uniquement si ceux-ci entrent interagissent avec la cavité biréfringente, ce qui explique les pics de bruit que l’on observe lors du passage d’une résonance. Si les deux lames sont bien orientées (courbe bleue), les deux polarisations sont linéaires, orthogonales et orientées selon les axes propres de la cavité. Il n’y a donc aucun pics lors du passage d’une résonance, puisque l’état de polarisation de chaque faisceau n’est pas modifié par l’interaction avec la cavité.

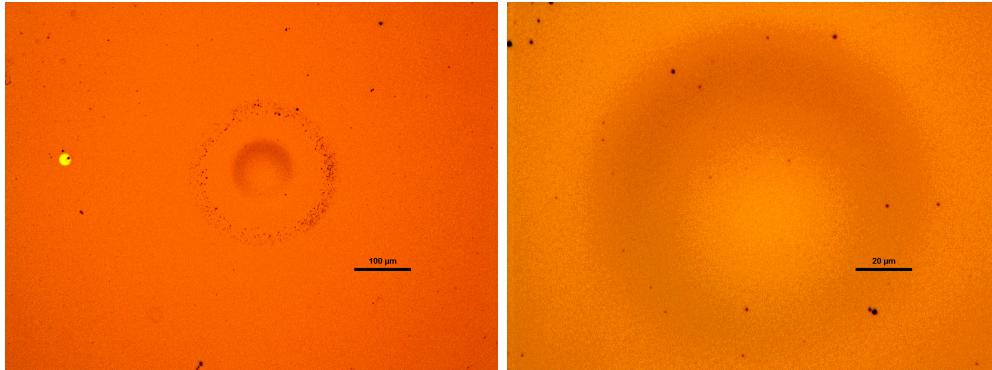


FIGURE 5.10 – Images de la surface optique du  $\mu$ RoC S15-10 obtenues à l'aide d'un microscope optique (grossissement  $\times 10$  et  $\times 50$ ), après démontage de la cavité 20121009C5/S15-10 dont la finesse avait baissé (de  $\mathcal{F} = 55\,000$  à  $\mathcal{F} = 40\,000$ ) après pompage dans le cryostat à dilution. Le contraste des images a été augmenté sensiblement pour rendre la structure plus visible.

## 5.4 Contrôles

Les mesures de petits déplacements et le refroidissement du résonateur nécessitent une grande stabilité de la cavité de mesure. Par ailleurs tout chauffage de l'échantillon par l'intermédiaire de parasites électriques est à proscrire pour obtenir les températures les plus basses possible. Il est donc nécessaire de prêter une attention toute particulière aux connections qui permettent d'accéder aux cales piézoélectriques de la cavité. L'utilisation de micro-contrôleurs FPGA (Field Programmable Gate Array) sous la forme des RedPitaya a permis, en association avec la bibliothèque PyRPL [Neu16b], d'automatiser en grande partie les multiples asservissements nécessaires au bon fonctionnement de l'expérience. Cette solution offre également beaucoup de souplesse d'utilisation en proposant des réponses relativement simples à implémenter, et représente une alternative précieuse aux solutions analogiques.

### 5.4.1 Connections

De nombreux schémas ont été testés de façon à réduire les parasites électriques au niveau des piézos de la cavité pour :

- améliorer la performance de l'asservissement ;
- limiter le chauffage de l'échantillon ;
- améliorer l'allure des spectres de déplacement.

Cette optimisation, lente et empirique basée sur le trial and error, a conduit à plusieurs modifications :

- les piézos sont connectés en masse flottante pour limiter les effets de boucles de masse ;
- ajout de différents condensateurs en parallèle de chaque piézo pour diminuer la fréquence de coupure du filtre passe-bas obtenu avec les twisted pairs afin d'améliorer la rejetion des bruits hautes fréquences ;
- câblage ;

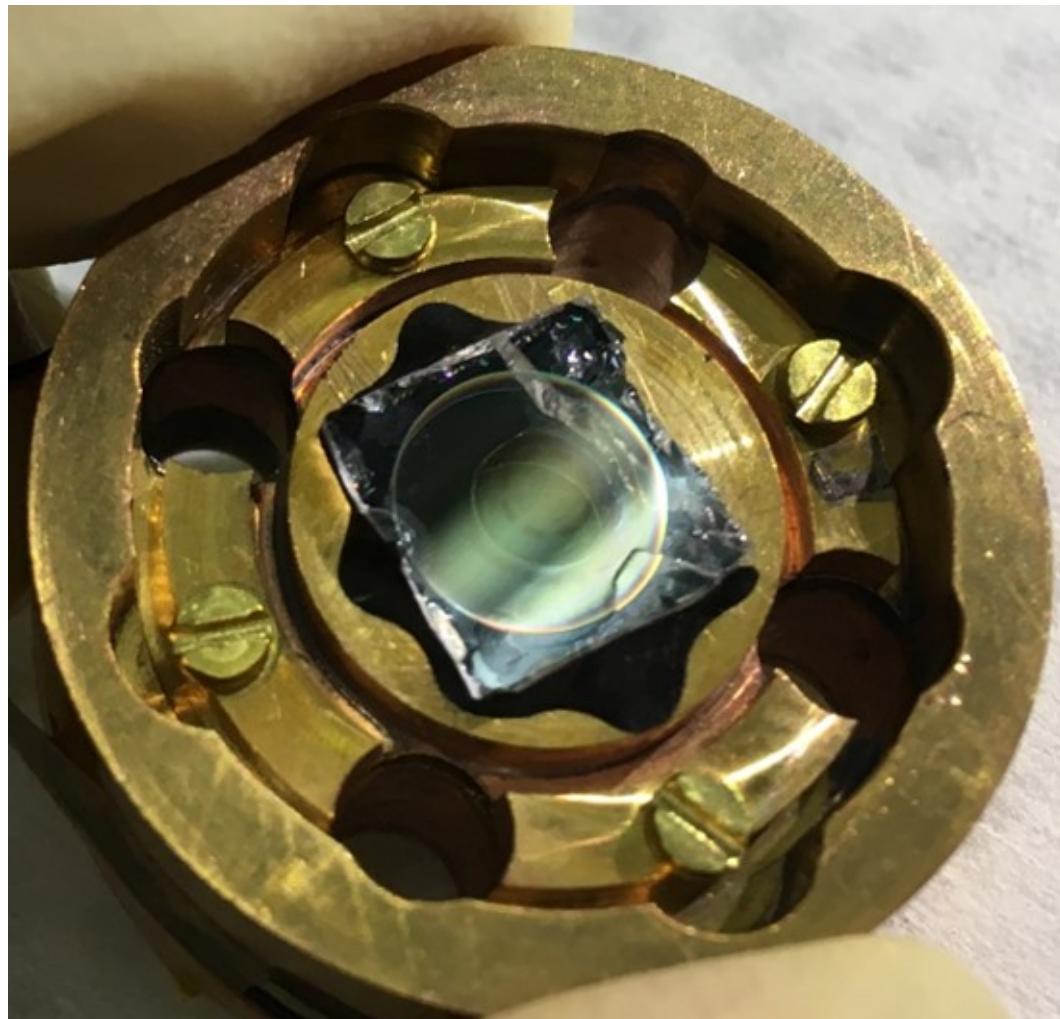


FIGURE 5.11 – Surface optique de l'échantillon S15-10 après être restée sous vide ( $P \approx 10^{-5}$  mbar) pendant 6 semaines. Bien que le  $\mu$ RoC soit relativement propre avec une diminution plutôt faible de la finesse (de  $\mathcal{F} = 70\,000$  à  $\mathcal{F} = 45\,000$ ), on voit clairement des zones plus sales en face des trous présents dans la structure du micro-disque utilisé avec le  $\mu$ RoC.

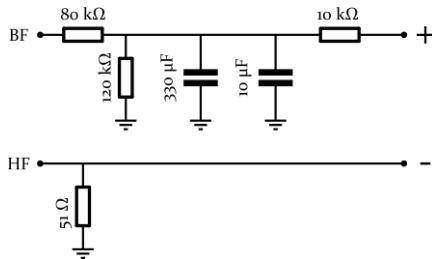


FIGURE 5.12 – Montage électronique utilisé pour alimenter les piézos de la cavité de mesure. La voie basse fréquence haute tension est largement filtrée grâce à un filtre RC avec une fréquence de coupure de l’ordre de 10 mHz, et permet d’approcher grossièrement la résonance optique. La voie haute fréquence basse tension est connectée à la sortie du RedPitaya et permet l’asservissement de la longueur de la cavité sur le laser. Lors des phases d’alignement de la cavité, ce montage est remplacé par un simple pont diviseur de tension permettant de protéger les piézos tout en autorisant un balayage de la longueur de la cavité avec une fréquence de quelques hertz.

— branchement des appareils.

Dans chaque cas, on concerne la situation qui permet le niveau de bruit le plus bas.

#### 5.4.2 Asservissement

Comme tous les asservissements utilisés dans l’expérience, la longueur de la cavité est maintenue à résonance avec le laser à l’aide d’un RedPitaya en utilisant PyRPL (Python RedPitaya Lockbox). Ces asservissements sont donc digitaux. Pour profiter du déplacement entier des piézos, il est nécessaire d’amplifier la sortie des RedPitaya grâce à un amplificateur haute tension (amplificateur Tegam par exemple). Cependant, le plus petit déplacement correspondant à un bit du RedPitaya doit rester très inférieur à la bande passante (en longueur d’onde) de la cavité, et ce malgré la grande finesse des cavités utilisées. Ainsi pour une cavité de finesse  $10^5$  résonante à 1064 nm, la bande passante de la cavité correspond à un déplacement du miroir de l’ordre de 2 pm. La résolution du convertisseur digital-analogique des RedPitaya utilisé est de 14 bits et le déplacement autorisé par les piézos est de l’ordre de 2  $\mu\text{m}$  en utilisant la plage de tension maximale. Ainsi, on peut obtenir des déplacements à l’aide du RedPitaya amplifié par un Tegam (gain  $\times 50$ ) avec une résolution de l’ordre de 100 pm, ce qui est bien trop grand comparé à la bande passante de la cavité.

Pour pallier à ce problème, on utilise deux entrées pour alimenter les piézos :

- une voie lente haute tension qui permet d’approcher la résonance ;
- une voie rapide basse tension pour l’asservissement.

La voie lente est alimentée par un générateur basse fréquence fournissant une tension fixée amplifiée par un Tegam, tandis que la voie rapide est alimentée directement par un RedPitaya. Les deux voies sont combinées à l’extérieur du cryostat via le montage présenté sur la figure 5.12.

Les trois piézos de la cavité sont donc alimentés par la même tension. En parallèle de chaque piézo sont montés deux condensateurs haute tension de 0,1 et 1  $\mu\text{F}$ . L’ensemble est connecté vers l’extérieur du cryostat par l’intermédiaire de twisted pairs dont la

résistance de chaque fil est  $25\Omega$  pour assurer une adaptation d'impédance à  $50\Omega$ .

La présence de ces deux voies pour le contrôle de la longueur de la cavité impose une séquence d'asservissement en plusieurs étapes comme on le voit sur la figure 5.13 :

1. approche de la résonance en utilisant la voie haute tension. La présence d'un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure très basse impose une recherche de la résonance en plusieurs itérations pour estimer la bonne valeur de la valeur grossière. On bascule la tension entre les valeurs extrémale d'un intervalle en utilisant le trigger de l'oscilloscope pour détecter le passage d'une résonance. Après deux aller-retours entre les valeurs d'un intervalle, on estime la tension moyenne en évaluant le rapport de cycle. L'intervalle est alors réduit et centré autour de cette valeur, puis le processus est répété jusqu'à obtenir un encadrement suffisamment réduit autour de la valeur grossière. La valeur grossière ainsi déterminée est appliquée en continu sur la voie haute tension.
2. la voie basse tension est balayée pour vérifier que la résonance est accessible avec cette voie seulement. Les signaux d'erreurs sont calibrés pour l'asservissement fin : on mesure la lorentzienne associée à la résonance optique ainsi que le signal PDH obtenu par la détection synchrone digitale.
3. asservissement en side of fringe en utilisant le signal de réflexion avec un point de fonctionnement de plus en plus proche de la résonance, avec typiquement un désaccord diminuant du double à la moitié de la bande passante ( $\kappa$  à  $\kappa/4$ ). Lors de cette étape, il est crucial d'approcher la résonance par le côté rouge pour éviter d'amplifier les oscillations du mode mécanique du résonateur.
4. asservissement à résonance (désaccord nul) en utilisant la détection synchrone digitale associée à une modulation faible de la longueur de la cavité.
5. augmentation de la réflexion à résonance associée à la modulation de phase pour le signal PDH analogique utilisé dans les mesures.

Dans cette séquence, la première étape n'est pas réalisée systématiquement, en particulier en dilution où la longueur moyenne de la cavité est particulièrement stable. Ainsi, la cavité peut être complètement asservie en un temps de l'ordre de la seconde.

La tension grossière peut être maintenue manuellement de telle sorte que la tension sur la voie haute fréquence soit en moyenne nulle. Les variations de cette valeur sont en effet lentes à température ambiante et nulles à froid. Elle peut aussi être asservie mais ceci n'est pas nécessaire à froid compte tenu de l'excellente stabilité de la longueur moyenne de la cavité. En particulier l'asservissement de la valeur grossière s'avère problématique si l'asservissement fin saute sans que cela soit détecté, car il aura tendance à faire dériver la longueur de la cavité.

## 5.5 Nettoyage des échantillons

Pour obtenir des cavités de grande finesse, il est impératif de conserver les échantillons à l'abri de toutes sources de contaminations par des poussières, entre autres. Pour cela, les échantillons sont systématiquement conservés :

- dans des boîtes à échantillon individuelles, face optique vers le bas de telle sorte à ce que toute poussière résiduelle se dépose plutôt sur la face arrière, moins sensible aux dégradations légères ;

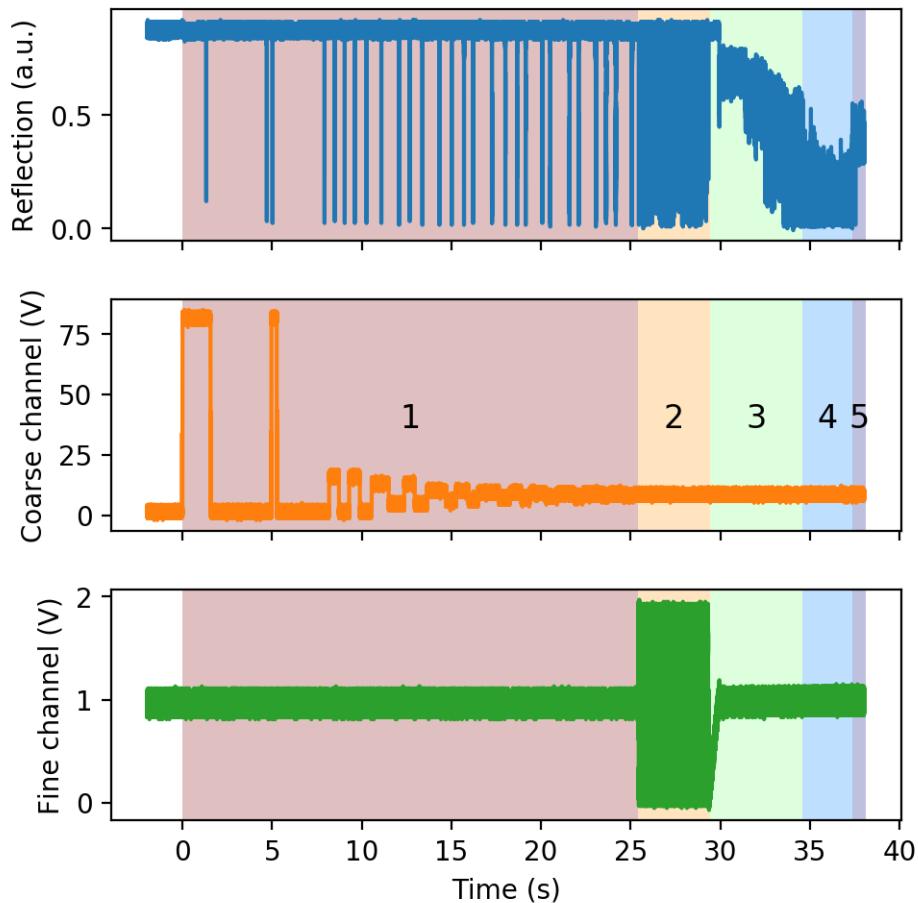


FIGURE 5.13 – Asservissement de la cavité de mesure en plusieurs étapes. La courbe bleue correspond à la réflexion de la cavité, la orange à la tension utilisée pour la voie grossière de l'asservissement (haute tension basse fréquence) et la courbe verte correspond à la voie fine (basse tension haute fréquence). La première correspond à l'ajustement grossier de la voie haute tension pour approcher la résonance. Les étapes 2,3 et 4 correspondent à l'asservissement proprement dit de la longueur de la cavité. La dernière étape est la modulation de phase nécessaire à l'obtention du PDH analogique utilisé pour les mesures. Dans cette séquence, les étapes 2,3 et 4 ont été volontairement rallongées pour plus de lisibilité.

- sous le flux laminaire de notre salle blanche.

Dans le cas où les échantillons doivent être transportés (pour les faire traiter au LMA par exemple), ils sont placés dans une boîte scellée avec du ruban adhésif elle même dans une boîte etc. et manipulé avec soin.

Il est toutefois arrivé que certaines opérations conduisent à la dégradation des surfaces optiques de certains échantillons, nécessitant un nettoyage minutieux des revêtements optiques. Pour cela plusieurs méthodes peuvent être utilisées.

### 5.5.1 Immersion

La première méthode, la plus douce consiste à tremper les échantillons en les agitant doucement dans une série de bain d'eau distillée, d'acétone et d'isopropanol. Entre chaque bain, l'échantillon est aspergé avec le solvant correspondant pour ne pas polluer le bain suivant. Après l'avoir sorti du dernier bain, l'échantillon est séché avec un flux modéré d'air comprimé ou mieux, d'azote. Cette méthode est particulièrement adaptée pour des échantillons fragiles mécaniquement tels que les micro-piliers et micro-disques.

### 5.5.2 Nettoyage classique

La plupart des optiques peuvent être nettoyées avec un tissu imbibé d'eau distillée, d'acétone ou d'isopropanol, suivant la nature de la contamination. On soufflera systématiquement la surface optique pour éviter la formation de dépôt lors du séchage des solvants. Cette méthode a déjà été utilisée sur les micro-disques avec succès dans le cas de salissures n'étant pas parties avec la méthode précédente. Cette méthode n'a toutefois jamais été employée sur des micro-pilier en raison de leur grande fragilité, de peur de les casser.

### 5.5.3 First contact

Le First contact est un polymère en solution, qui une fois déposé sur la surface à nettoyer, forme un film qui peut ensuite être décollé facilement et qui enlève toute salissure [PZD10]. L'utilisation de ce produit a permis de nettoyer parfaitement des  $\mu$ RoC, dont certains ayant été fortement salis. Dans la très grande majorité des cas, les dégradations de finesse de cavité liées à des contaminations sont dues à une dégradation de la surface optique des  $\mu$ RoC. L'application de First contact a systématiquement permis de retrouver les propriétés initiales de la cavité. Il a été observé que pour maximiser l'efficacité du nettoyage, une application à la seringue en commençant par déposer une goutte au centre du  $\mu$ RoC donnait les meilleurs résultats. Cette méthode, bien que particulièrement efficace présente deux inconvénients :

- elle est impossible à utiliser sur les échantillons mécaniques, le polymère une fois son solvant évaporé arracherait la structure ;
- le temps de séchage du produit (quelques heures) rend le nettoyage long.

On notera que le film obtenu peut servir à protéger des optiques sensibles lors de manipulations en dehors d'une zone propre (il est en effet utilisé pour protéger les optiques de plusieurs dizaines de centimètres des interféromètres gravitationnels).

#### **5.5.4 Autres méthodes**

Le nettoyage à l'aide d'un plasma O<sub>2</sub> permet de nettoyer toute trace de matière organique de la surface d'échantillon tout en conservant les propriétés des surfaces optiques. Cette méthode est employée pour nettoyer les substrats de μRoC avant qu'il ne reçoivent leur revêtement diélectrique.

Finalement, des méthodes à l'aide de solutions corrosives piranha ou HF peuvent être employées dans les cas les plus désespérés mais ces solvants sont plus agressifs envers les revêtements optiques que les solutions précédentes. Ils nécessitent par ailleurs des conditions de sécurité particulières (notamment avec l'acide fluorhydrique), ce qui les rend peut pratique à manipuler.

# Chapitre 6

## Refroidissement

Les dernières expériences de refroidissement du micro-pilier menées dans [Neu16a] avaient été réalisées en utilisant un seul faisceau laser, désaccordé vers le rouge pour profiter de l'amortissement optomécanique. Cette méthode d'auto refroidissement a permis d'atteindre un taux d'occupation de 20 phonons ( $T_{\text{eff}} = 3,4 \text{ mK}$ ) avec une puissance optique incidente de  $25 \mu\text{W}$ . Un taux de refroidissement  $\Gamma_{\text{eff}}/\Gamma_0 \approx 10^3$  a ainsi pu être observé, avec une température du bain thermique de  $T_{\text{env}} = 200 \text{ mK}$ . Bien que le refroidissement jusqu'à l'état fondamental du pilier aurait du être accessible compte tenu des paramètres de l'expérience à ce moment, plusieurs facteurs expliquent les températures mesurées :

- **thermalisation de l'échantillon** : la température du bain thermique  $T_{\text{env}}$  déduites des mesures donne des valeurs plus élevées d'un ordre de grandeur par rapport à la température de base du cryostat, même à faible puissance optique ;
- **chauffage de l'échantillon par absorption** : il apparaît que la température du bain thermique augmente avec la puissance optique incidente sur la cavité. Pour la puissance incidente maximale accessible à ce moment ( $25 \mu\text{W}$ ), on observe que la température du bain thermique est montée à  $1 \text{ K}$  ;
- **puissance optique injectée dans la cavité** : les modes basse fréquence du pilier deviennent instables en raison d'effets photothermiques et empêchent l'asservissement de la cavité à puissance optique incidente élevée.

Compte tenu de ces limitations expérimentales (associées dans une large mesure aux propriétés réelles de l'échantillon), il n'a donc pas été possible d'atteindre l'état fondamental avec cette méthode.

Pour tenter d'y remédier, une autre méthode a été utilisé ici permettant d'obtenir une plus grande efficacité de refroidissement pour des puissances optiques plus faibles que précédemment. Ce chapitre présente les expériences de refroidissement par rétroaction réalisées sur les deux types d'échantillons dont nous disposons. Après une présentation du protocole expérimental utilisé pour ces expériences, les différents résultats obtenus sont présentés. Dans un premier temps, le refroidissement du micro-pilier a permis d'observer un état comportant moins de **6 phonons** avec une température de base de  $T_{\text{env}} = 1,2 \text{ K}$  et un taux de refroidissement de  $\Gamma_{\text{eff}}/\Gamma_0 \approx 1200$ , pour son mode mécanique à  $3,6 \text{ MHz}$  d'une masse effective de  $33,5 \mu\text{g}$  et avec une puissance incidente de seulement  $2,5 \mu\text{W}$ . Pour tenter de dépasser les limitations rencontrées, l'utilisation du micro-disque a finalement permis d'atteindre **55 phonons** avec une température

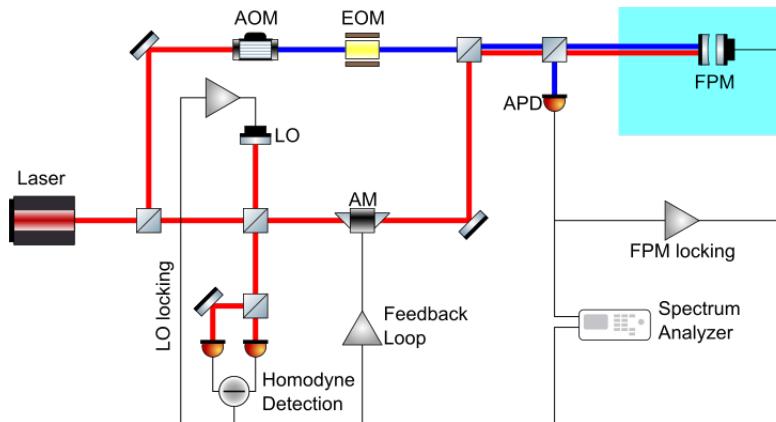


FIGURE 6.1 – Représentation simplifiée du dispositif expérimental utilisé pour le refroidissement du micro-pilier et du micro-disque. Le faisceau PDH (en bleu) permet la mesure hors boucle de rétroaction de la température effective du résonateur et le faisceau homodyne (en rouge) permet son refroidissement. Le signal d'erreur est obtenu grâce à la détection homodyne et le faisceau homodyne est modulé grâce au modulateur d'amplitude pour obtenir la rétroaction sur le résonateur. Les deux signaux issus des détections PDH et homodyne sont mesurés simultanément sur un analyseur de spectre.

de base de 1,6 K et un taux de refroidissement proche de  $2,5 \times 10^3$ , pour son mode mécanique à 280 kHz d'une masse effective de 112  $\mu\text{g}$ . On utilise ainsi deux faisceaux, le faisceau homodyne qui fournit la rétroaction et le faisceau PDH, qui permet d'obtenir une mesure de la température effective du mode mécanique indépendante de la boucle de rétroaction. Un schéma simplifié du dispositif expérimental utilisé est rappelé sur la figure 6.1.

## 6.1 Micro-pilier

Dans toutes les expériences menées sur le micro-pilier en quartz, c'est l'échantillon 20121009C5 qui a été utilisé, le même que pour les précédentes expériences d'auto-refroidissement. La masse effective de cet échantillon a déjà été mesurée à 33,5  $\mu\text{g}$ . Des mesures ont toutefois été réalisées, d'une part pour valider les méthodes de calibration et d'autre part vérifier que les paramètres mécaniques et optiques de l'échantillon n'ont pas évolué.

### 6.1.1 Refroidissement jusqu'à 5 phonons

Les premières expériences de refroidissement menées en Juin 2017 ont été menées sur le micro pilier 20121009C5, avec le  $\mu\text{RoC}$  S6-9 et en utilisant l'ancien assemblage mécanique, le même que celui utilisé dans [Neu16a]. Les paramètres importants de l'expérience sont résumés dans la figure 6.2.

### Dispositif expérimental

Cette section décrit le dispositif expérimental et les méthodes qui ont permis le refroidissement du micro-pilier. Plus de détails expérimentaux sont décrits dans l'annexe ??.

Dans cette expérience, le refroidissement est actif et obtenu en utilisant le faisceau de la détection homodyne à la fois pour mesurer la position du micro-pilier et également pour contre-réagir par pression de radiation. Le signal d'erreur est obtenu à l'aide de la voie RF de la détection balancée et la rétroaction sur le pilier se fait par pression de radiation en modulant la puissance du faisceau signal de la détection homodyne à l'aide du modulateur d'amplitude fibré. Une partie du signal est prélevée pour être mesurée sur un analyseur de spectre, tandis que l'autre partie est amplifiée et filtrée avant d'être envoyée sur le modulateur d'amplitude, fermant ainsi la boucle de contre réaction. On obtient ainsi un signal qui peut être atténué analogiquement pour faire varier le gain, et déphasé en ajoutant des câbles BNC de différentes longueurs. A 3,6 MHz, le déphasage introduit par 1 m de câble est de 6,5°, ce qui permet un ajustement très précis de la phase. Un schéma de cette boucle de rétroaction est représenté sur la figure 6.3 et sa fonction de transfert est visible sur la figure 6.4.

En plus du faisceau homodyne, on utilise le faisceau PDH pour effectuer une mesure hors de la boucle de rétroaction. De cette façon, on obtient une mesure réelle des déplacements du pilier, indépendante de la rétroaction, qu'il n'est pas nécessaire de corriger lorsque le bruit de position du résonateur devient comparable au bruit de la mesure. La cavité de mesure est asservie à résonance au moyen de ses piézos sur ce faisceau en utilisant la détection synchrone digitale obtenue à l'aide d'une modulation de faible amplitude de la longueur de la cavité à environ 1 MHz. On obtient le spectre de bruit du résonateur avec la détection PDH analogique obtenue grâce à une modulation de phase de faisceau. Dans le cas optimal, on souhaite que les deux faisceaux soient à résonance pour maximiser la sensibilité de la détection mais aussi l'efficacité du refroidissement. Toutefois, cette configuration n'est pas assez stable et entraîne une perte de l'asservissement de la cavité, probablement en raison des vibrations mécaniques induites par le cryostat. On choisit donc de décaler le faisceau homodyne de quelque MHz vers le côté rouge ( $\Delta \approx -2$  MHz). Les puissances optiques utilisées sont de 2,5  $\mu$ W pour le faisceau PDH et 3  $\mu$ W pour le faisceau homodyne.

Les spectres de bruit obtenus à l'aide des deux détections sont mesurés simultanément sur le même analyseur de spectre, en utilisant le logiciel VSA de Keysight pour interfaçer l'appareil. Pour leurs calibrations, deux marqueurs sont nécessaires et permettent de former des pics dont l'amplitude en déplacement est connue :

- une modulation de phase pour la détection PDH, créée par l'EOM fibré, alimenté par un analyseur de réseau ;
- une modulation de longueur de la cavité pour la détection homodyne, créée à l'aide des piézos alimentés directement par le RedPitaya.

L'amplitude du premier pic est connue grâce à la calibration du modulateur de phase précédemment réalisée et l'amplitude du deuxième est déduite de l'amplitude du premier. En effet, si la modulation de phase est seulement visible sur le signal PDH, la modulation de longueur de la cavité est bien entendue visible dans les deux spectres. La fréquence de ces marqueurs est choisie suffisamment proche de la résonance mé-

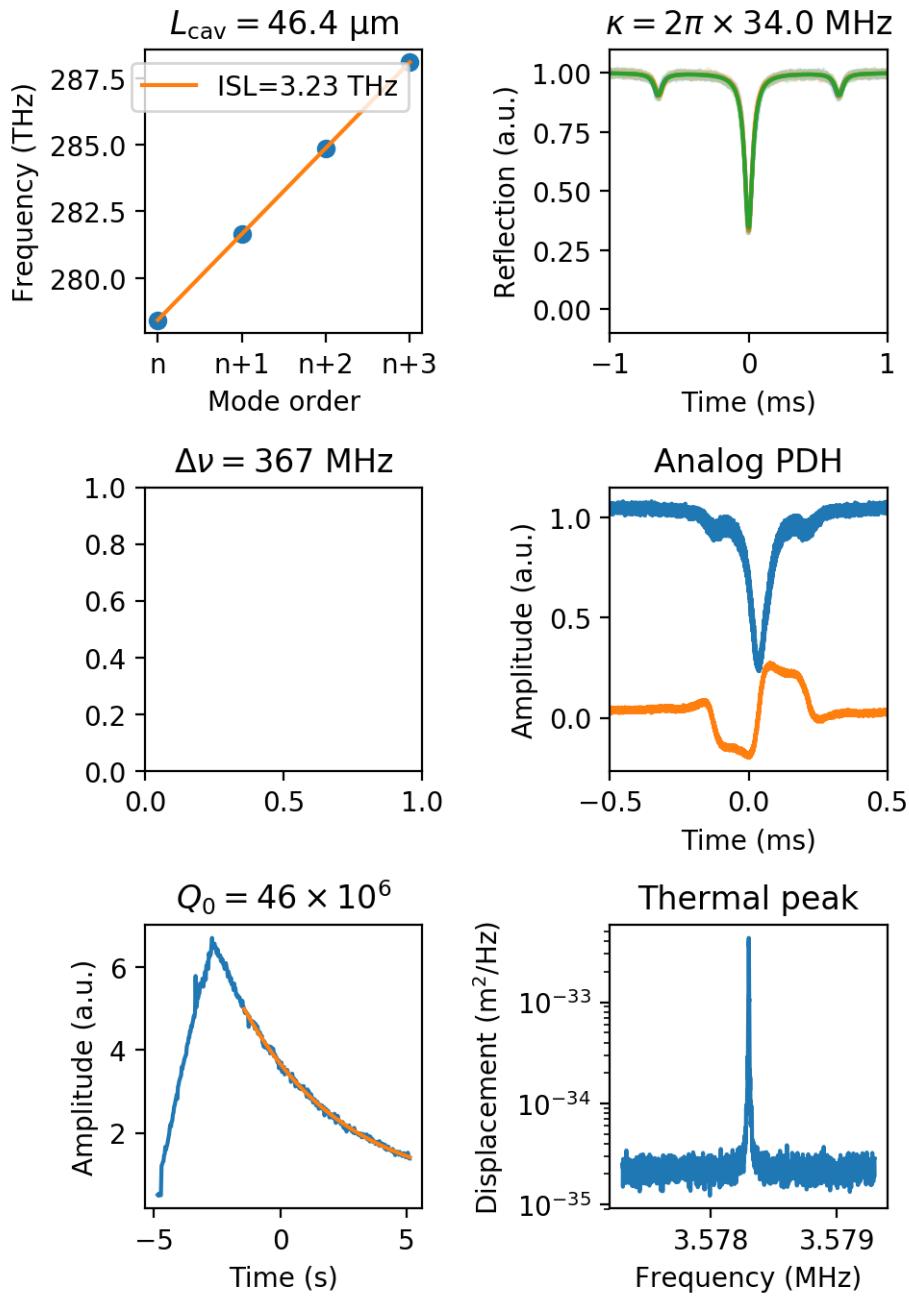


FIGURE 6.2 – Bilan des différentes caractérisations effectuées lors de l’expérience. Toutes les mesures ont été réalisées à la température de base accessible à ce moment avec notre cryostat à dilution, soit 85 mK. La mesure de l’ISL avec un laser accordable permet de déduire une longueur de cavité de 46,4 μm. Avec la mesure de la largeur de la résonance, on en déduit une finesse de 95000. Les mesures par ringdown permettent de conclure à un facteur de qualité mécanique de  $46 \times 10^6$ .

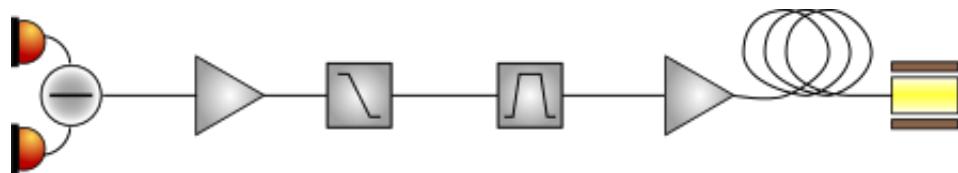


FIGURE 6.3 – Schéma simplifié de la boucle de rétroaction utilisée pour refroidir le micro-pilier. La sortie RF de la détection homodyne est amplifiée et filtrée avant d'être injectée dans le modulateur d'amplitude. L'ajout d'atténuateurs avant le modulateur d'amplitude permet de faire varier le gain de la rétroaction. Le filtre passe-bande permettant de limiter le gain loin de la résonance du micro-pilier est formé par une inductance et un condensateur ajustable, ce qui permet d'accorder la fréquence centrale du filtre à celle du résonateur. Les composants suivants ont été utilisés, dans l'ordre depuis la sortie RF de la détection homodyne jusqu'au modulateur de phase : HAT-30+ (MiniCircuit), AU-1525 (Miteq), Z99SC-62-S+ (MiniCircuit), ZFSCJ-2-2-S (MiniCircuit), HAT-1+ (MiniCircuit), LC série, HAT-1+ (MiniCircuit), BLP-5+ (MiniCircuit), ZFHP-1R2-S+ (MiniCircuit), AU-1525 (Miteq), BLP-5+ (MiniCircuit), ZFHP-0R055-S+ (MiniCircuit), divers HAT-X+ pour modifier le gain, ZSC-2-1-75+ (MiniCircuit), HAT-3+ (MiniCircuit).

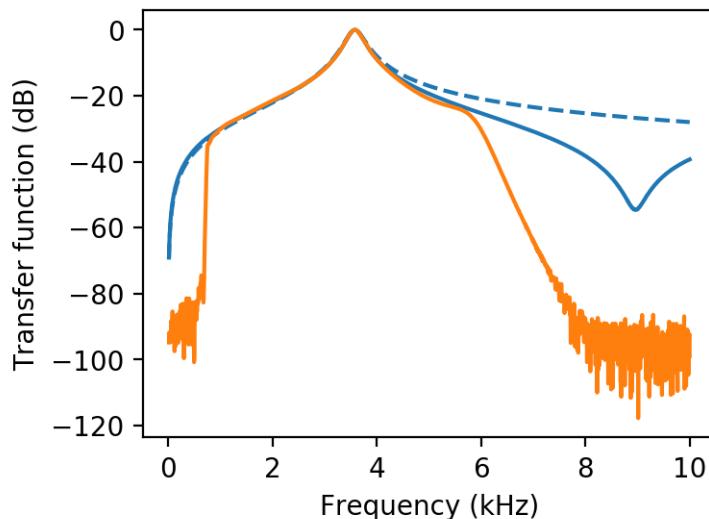


FIGURE 6.4 – Fonction de transfert associée au filtre passe-bande de la boucle de contre réaction du montage utilisé pour le refroidissement du micro-pilier. La courbe bleue correspond au filtre passe-bande seul (en pointillé, la courbe représente la fonction de transfert attendue théoriquement compte tenu des valeurs des composants utilisés), et la courbe orange correspond à la boucle de rétroaction complète.

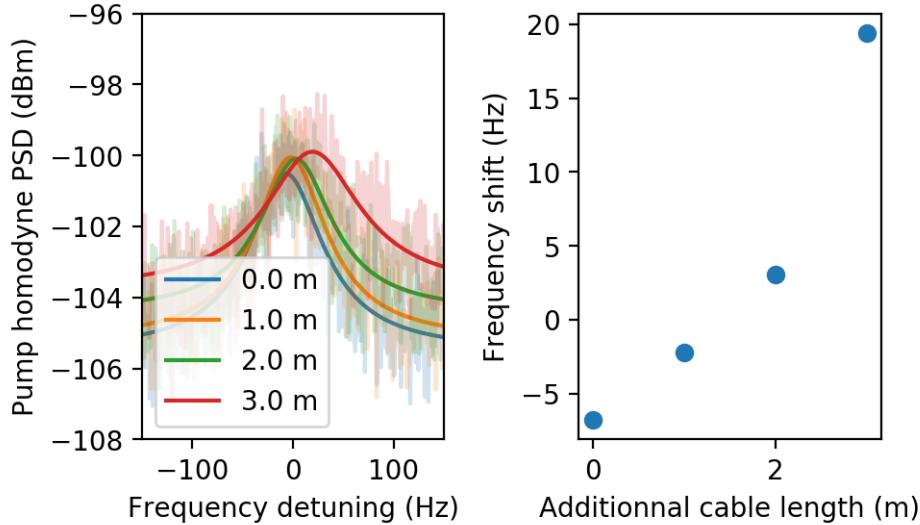


FIGURE 6.5 – Optimisation de la phase de la rétroaction par ajout de longueur de câble BNC pour former une ligne de délai. La fréquence centrale du pic est obtenue par un ajustement lorentzien du pic thermique refroidi observé dans le spectre homodyne et est comparée à celle du pic en l'absence de refroidissement (ici 3578298,9 Hz). Dans cet exemple, la longueur de câble optimale est proche de 1 m.

canique pour que la réponse des photodéTECTeurs puisse être considérée comme plate sur l'ensemble de la plage de mesure, mais suffisamment éloignée pour éviter que le marqueur ne perturbe la résonance. On s'assure de ce dernier point en mesurant les spectres dans les mêmes conditions (c'est-à-dire immédiatement après) avec et sans les marqueurs de calibration et en vérifiant qu'aucune variation significative de l'amplitude du pic thermique n'est observée. L'amplitude des modulations appliquées est choisie de telle sorte à ce que la hauteur des pics dans les spectres soit comparable au pic thermique sans refroidissement.

Le refroidissement par rétroaction est un asservissement dont le signal d'erreur contient l'information sur les déplacements du pilier et dont la rétroaction est réalisée en vue de stabiliser la position du pilier. Ceci revient à atténuer le mouvement brownien du résonateur pour contrer la force thermique qui excite le mode mécanique. Comme tout asservissement, la phase de la contre-réaction doit être choisie judicieusement pour aboutir à une stabilisation (un refroidissement) et non à un régime oscillant (chauffage). Pour optimiser la phase de notre boucle, on utilise le fait que le déplacement en fréquence du mode mécanique dépend de la phase de la rétroaction. En particulier, il est nul lorsque le déphasage introduit par toute la boucle de rétroaction vaut  $\pi$  par rapport au mouvement du pilier. On procède comme suit :

- on mesure la fréquence centrale du mode mécanique  $\Omega_m$  en l'absence de contre-réaction (boucle ouverte) ;
- on ferme la boucle de rétroaction en choisissant un gain suffisamment important pour voir un effet sur le pic thermique, sans toutefois risquer de rendre le système instable. Le gain pourra ensuite être augmenté quand la phase se rapprochera

- de sa valeur optimale ;
- on mesure la fréquence centrale du mode mécanique en ajustant le pic lorentzien observé dans le spectre homodyne pour différentes longueurs de câble rajoutées à la boucle de rétroaction et on choisit la longueur pour laquelle le déplacement en fréquence est le plus faible.

Un exemple de cette optimisation est visible sur la figure 6.5. Étant donné que le décalage de la fréquence de résonance dépend aussi du gain de la rétroaction, les mesures présentées sur la figure ont été obtenues pour le même gain pour pouvoir être comparées.

### Refroidissement

Une fois la phase de la boucle correctement choisie on peut procéder au refroidissement proprement dit. On souhaite mesurer la température du mode mécanique de notre échantillon pour différents gains de la boucle de contre-réaction. Le gain peut être modifié de façon matérielle en ajoutant des atténuateurs (HAT-X+ de Mini-Circuits où X correspond à leur atténuation en dB), typiquement entre  $-150$  dB et  $0$  dB, et avec un pas minimal de  $1$  dB. Pour chaque valeur du gain, les spectres de bruit thermique PDH et Homodyne sont acquis simultanément, avec une bande passante de  $1$  Hz et moyennés 50 fois (pour les gains élevés on moyenne davantage, de l'ordre de 100 fois car le SNR est faible quand le mode mécanique est très refroidi). Les résultats de cette mesure sont résumés sur la figure 6.6.

Les spectres obtenus par la détection PDH sont ajustés par une lorentzienne à laquelle on ajoute une constante pour tenir compte du fond de bruit de la détection. Ce bruit correspond à un plancher de bruit blanc qui limite la sensibilité de la détection à un bruit de position d'environ  $2 \times 10^{-35} \text{ m}^2/\text{Hz}$ . A résonance, la réflexion de la cavité est d'environ 25 % et le rapport entre la lumière injectée dans le cryostat et celle détectée sur la photodiode à avalanche est de 76 % en raison des pertes géométriques sur le trajet optique. La puissance détectée sur la photodiode est alors seulement de  $0,25 \times 0,76 \times 2,5 \mu\text{W} \approx 2,5 \mu\text{W}/5 = 500 \text{ nW}$ . La détection PDH est donc limitée par le bruit électronique de la photodiode à avalanche, compte tenu de la très faible puissance optique utilisée. Ceci conduit à un SNR de 0,2 pour la courbe correspondant à la température la plus basse, ce qui impose un moyennage sur une durée de l'ordre de 15 min des spectres mesurés. Tous les spectres mesurés ici sont cependant très bien ajustés par leur modèle lorentzien, et cela sans contraindre aucun paramètre. L'aire du pic déduite de l'ajustement permet d'extraire la température effective du mode  $T_{\text{eff}}^{\text{PDH}}$  ainsi que la température  $T_{\text{env}}^{\text{PDH}} = T_{\text{eff}}^{\text{PDH}} Q_0 / Q_{\text{eff}}$  du bain thermique auquel est couplé l'échantillon, où  $Q_0$  est le facteur de qualité intrinsèque de l'échantillon mesuré par ringdown (figure 6.2) et  $Q_{\text{eff}}$  le facteur de qualité effectif du mode refroidi donné par l'ajustement lorentzien.

Les spectres obtenus par la détection homodyne doivent être ajustés en utilisant le modèle de l'équation (2.3.20) car, à la différence des spectres PDH, ils correspondent directement au spectre du signal d'erreur de la rétroaction. A gain faible, les spectres mesurés correspondent effectivement au déplacement réel de l'échantillon mais ce n'est plus le cas à gain élevé. La température effective  $T_{\text{eff}}^{\text{hom}}$  du mode est alors donnée par l'équation (2.3.22) en prenant  $T_{\text{env}} = 30 \text{ mK}$  et  $\Gamma_m = \Gamma_0 + \Gamma_{\text{opt}}$  donnant  $Q_m = 10^6$ ,

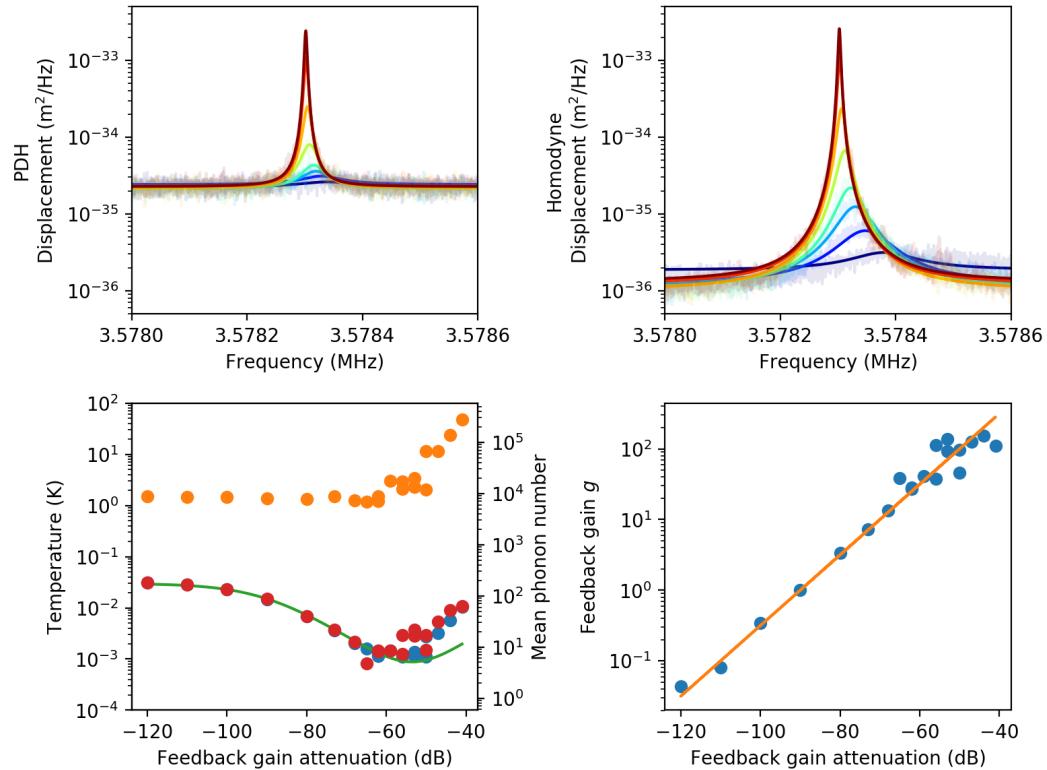


FIGURE 6.6 – Résultats du refroidissement du mode de compression du micro-pilier par rétroaction en utilisant la pression de radiation. En haut à gauche sont tracés avec la même échelle pour le déplacement les spectres obtenus grâce à la détection PDH pour plusieurs gains (atténuation entre  $-120$  dB en rouge et  $-56$  dB en violet). Le pic thermique est ajusté par une lorentzienne. La courbe violette correspond à la plus petite température obtenue et présente un SNR de  $0,2$ . En haut à droite sont tracés les spectres obtenus grâce à la détection homodyne pour les mêmes gains, avec le pic thermique ajusté par le modèle de l'équation (2.3.20). On note la sensibilité bien supérieure de la détection homodyne, qui vient de sa capacité à être limitée par le bruit quantique même à très faible puissance grâce à l'utilisation d'un oscillateur local intense. En bas à droite, on retrouve les températures extraites des différentes mesures réalisées, avec  $T_{\text{eff}}^{\text{PDH}}$  en bleu,  $T_{\text{eff}}^{\text{hom}}$  en rouge et  $T_{\text{env}}^{\text{PDH}}$  en jaune. La courbe verte correspond au modèle de l'équation (2.3.22). Enfin, la courbe en bas à droite représente le gain en amplitude  $g$  de la boucle de rétroaction en fonction de l'atténuation analogique (en puissance), avec en bleu les valeurs données par l'ajustement des spectres homodynes et en jaune leur ajustement.

valeurs qui prennent en compte l'auto-refroidissement comme cela sera justifié ensuite. L'ajustement permet également de déduire le gain en amplitude  $g$  de la boucle de rétroaction et de le comparer à l'atténuation utilisée dans la rétroaction lors de l'acquisition. Le plancher de bruit de cette détection correspond à un bruit effectif de position d'environ  $10^{-36} \text{ m}^2/\text{Hz}$ . Ici, malgré la très faible intensité du signal associée à une réflexion à résonance de la cavité de l'ordre de 5 % qui aboutit à une puissance du faisceau signal de la détection homodyne de l'ordre de 100 nW, l'utilisation d'une oscillateur local intense (quelques mW) permet de passer au dessus du bruit électronique du photodétecteur. La sensibilité de cette détection est donc supérieure à celle du PDH car elle est ainsi limitée par le bruit quantique.

On observe que même pour des gains faibles, le mode mécanique est déjà refroidi par rapport à  $T_{\text{env}}^{\text{PDH}}$  d'un facteur 35 environ, en raison de l'auto-refroidissement dû au faisceau homodyne désaccordé par rapport à la résonance optique. En effet, compte tenu des paramètres de l'expérience ( $P = 3 \mu\text{W}$ ,  $\mathcal{F} = 95\,000$  et  $\Delta = 2 \text{ MHz}$ ), on obtient un taux d'amortissement optomécanique  $\Gamma_{\text{opt}} \approx 2\pi \times 3 \text{ Hz}$  qui explique le facteur de qualité effectif observé d'environ  $10^6$  en l'absence de rétroaction. En diminuant l'atténuation avant le modulateur d'amplitude du faisceau homodyne, on augmente le gain  $g$  de la rétroaction jusqu'à obtenir une température minimale pour le mode de compression du micro-pilier de 1 mK correspondant à un taux d'occupation moyen de **5,3 phonons**. Pour ce gain et compte tenu des paramètres de l'expérience, on trouve que le bruit de position du résonateur est dû à hauteur de environ 65 % au mouvement brownien et à hauteur de environ 35 % à la rétroaction. Le bruit quantique de pression de radiation est lui négligeable (quelques %). Pour des gains supérieurs, le bruit de la détection homodyne est réinjecté dans le mode mécanique par l'intermédiaire de la rétroaction, ce qui se traduit par un chauffage du mode. On observe toutefois que la température augmente plus rapidement que ce qui est attendu avec le modèle. Ceci peut être expliqué par une augmentation anormale du plancher de bruit de la détection homodyne observée pour les gains forts et qui sera discutée plus bas.

Le gain  $g$  de la boucle de rétroaction est difficilement mesurable en valeur absolue. On vérifie cependant qu'il suit la loi

$$g = 10^{(90+A)/20}, \quad (6.1.1)$$

où  $A$  est l'atténuation qui résulte des atténuateurs placés avant le modulateur d'amplitude. L'atténuation  $A$  est donnée en puissance (dB) alors que le gain  $g$  est donné en amplitude tel qu'il apparaît dans la force de rétroaction donnée dans l'équation (2.3.18), ce qui justifie la forme de la relation (6.1.1). L'offset sur l'atténuation est ajusté d'après les valeurs du gain déduit des courbes. Il vient de la présence dans la boucle de rétroaction d'amplificateurs et d'autres atténuateurs, et prend aussi en compte la réponse du résonateur à la force de pression de radiation.

### Limitations

Les résultats obtenus montrent plusieurs limitations qui empêchent une fois de plus de refroidir davantage le mode du pilier. La première vient directement de la très faible puissance envoyée dans la cavité, à la fois pour la mesure et le refroidissement. On rappelle que la puissance utilisée pour le faisceau PDH est de seulement  $2,5 \mu\text{W}$ . Il en

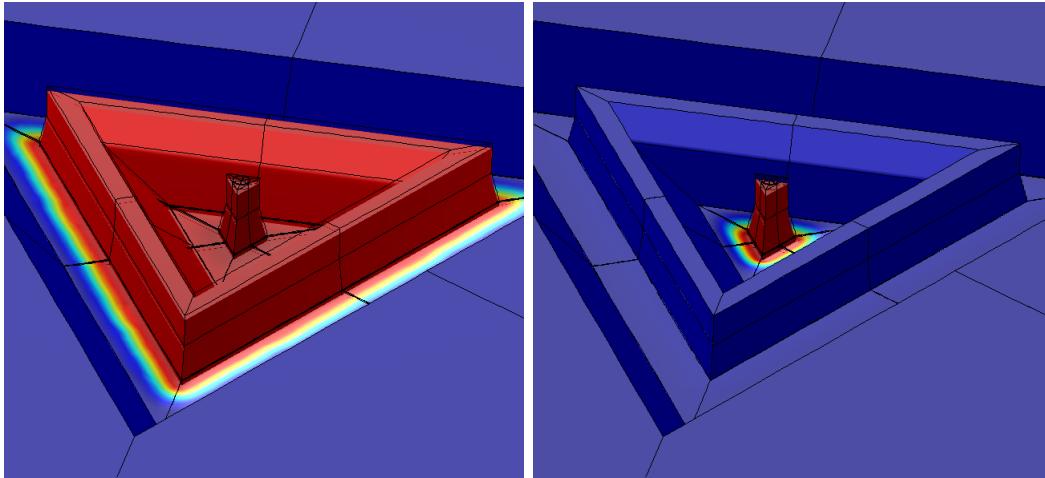


FIGURE 6.7 – Représentation des deux modes tambours associés aux deux membranes de la structure du micro-pilier, obtenus à l'aide de simulation COMSOL. Les simulations donnent des fréquences de résonance mécanique de 11 kHz et 58 kHz. La fréquence de ces modes est évidemment liée aux propriétés des membranes qui est une source importante d'incertitude dans la fabrication et le vieillissement des échantillons.

résulte que le plancher de bruit de cette détection est limité par le bruit électronique de la photodiode à avalanche. Des températures inférieures à celles mesurées ici seraient donc encore plus difficiles à détecter. Pour le refroidissement, limité par le plancher de bruit de la détection homodyne, la puissance est de seulement  $3 \mu\text{W}$ , ce qui aboutit à un plancher de bruit shot relativement haut. La solution la plus immédiate pour augmenter la sensibilité de la détection est d'augmenter la puissance optique incidente sur la cavité, mais les modes basse fréquence du pilier, notamment les deux modes de membranes représentés sur la figure 6.7 entrent alors en oscillation en raison d'effets photothermiques. Ces modes empêchent alors l'asservissement de la cavité à résonance, ce qui rend impossible les mesures. Le problème est encore plus gênant lors des mesures avec la détection hétérodyne que l'on verra ensuite, où la puissance du faisceau PDH doit être répartie dans deux détections sans que la puissance incidente sur la cavité ne puisse être modifiée. Ces limitations, déjà sources de problèmes lors de l'autorefroidissement de l'échantillon présenté dans [Neu16a], sont encore plus problématiques lors de nos expériences réalisées plus d'un an après. Cette observation sera discutée à nouveau plus tard mais est attribuée à une dégradation progressive de l'échantillon (notamment de la membrane), qui subit les effets de cycles thermiques répétés. Une autre solution est d'augmenter la transmission du coupleur de la cavité, ce qui permet à la fois d'augmenter l'efficacité quantique mais aussi la réflexion à résonance. Cette piste sera exploitée par la suite.

La valeur de la température de l'environnement  $T_{\text{env}}^{\text{PDH}}$  déduite des mesures réalisées, proche de 1 K, montre que la température de l'échantillon est bien supérieure à la température de base du cryostat (85 mK). Cette observation donne un argument de plus en faveur d'une détérioration de la membrane entourant le pilier, qui modifie :

- sa conduction thermique ;

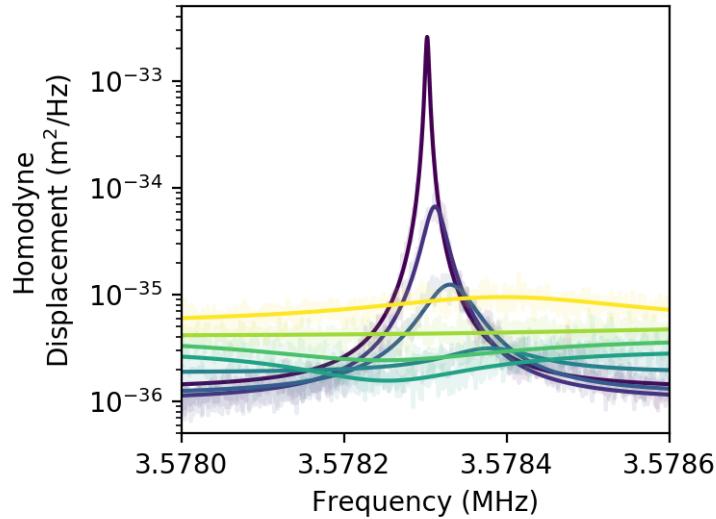


FIGURE 6.8 – Réinjection de bruit dans le signal de la détection homodyne pour les gains forts. L’atténuation avant le modulateur d’amplitude est modifiée entre  $-100$  dB (en violet) et  $-41$  dB (en jaune). On observe un écrasement du pic thermique en raison du refroidissement avant que l’ensemble du plancher de bruit de la détection augmente.

- le facteur de qualité du mode de compression ;
- les caractéristiques mécaniques des modes basse fréquence évoqués précédemment.

Des mesures effectuées pour des puissances optiques variant entre  $50$  nW et  $2$   $\mu$ W n’ont toutefois pas montré d’effet de chauffage significatif pour que la piste d’un chauffage par absorption de la lumière incidente sur le pilier soit confirmée. La température anormalement élevée observée pourrait aussi provenir d’une excitation par un bruit blanc du mode de compression pouvant avoir plusieurs origines :

- **électronique par effet piezo** : le quartz étant un matériau piézoélectrique, il est sensible aux gradients de champ ;
- **électronique à travers les actuateurs de la cavité** : plusieurs piezo ont été rajoutés au fur et à mesure dans le but initial d’améliorer la bande passante de l’asservissement de la cavité de mesure ;
- **vibrations mécaniques associés au fonctionnement du cryostat** : on observe bien un niveau de vibration sensiblement plus important quand le cryostat est froid, et que son réservoir d’He<sup>4</sup> est plein. Ces vibrations sont surtout gênantes pour l’asservissement de la cavité à basse fréquence.

Le plancher de bruit de la détection homodyne est lui limité par le shot ce qui, à puissance optique égale entre les deux faisceaux, augmente la sensibilité de cette détection. L’utilisation d’un oscillateur local intense permet en effet d’amplifier le signal au dessus du bruit électronique du détecteur, ce qui n’est pas le cas avec la détection PDH. Toutefois pour des gains élevés, on constate une élévation de ce plancher de bruit, qui n’est pas visible dans les spectres PDH, comme le montre la figure 6.8. On attribue cette augmentation du bruit loin de la résonance mécanique à la modulation d’ampli-

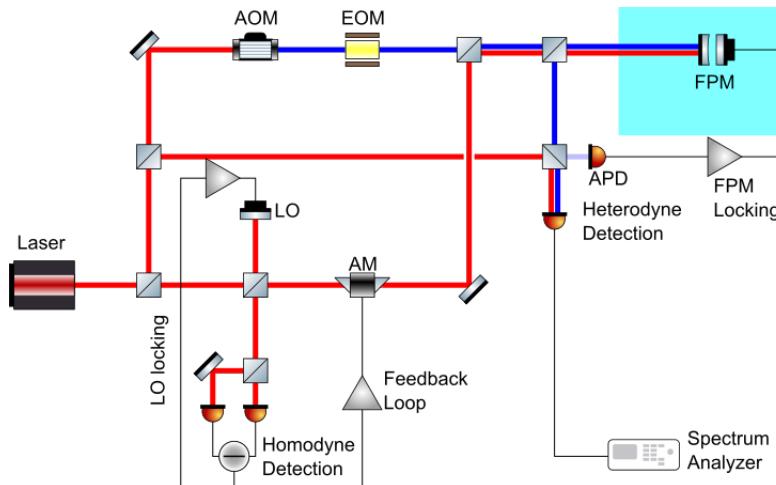


FIGURE 6.9 – Représentation simplifiée du dispositif expérimental utilisé pour l’observation de l’asymétrie des bandes latérales mécaniques dans le cas du micro-pilier. La majeure partie du faisceau PDH est mélangée avec un faisceau sortant du laser de manière à obtenir un battement qui est détecté sur une photodiode rapide (l’asservissement de l’oscillateur local de la détection hétérodyne n’est pas représenté pour plus de lisibilité). Le spectre au voisinage de cette porteuse est mesuré grâce à un analyseur de spectre. L’autre partie du faisceau PDH permet l’asservissement de la cavité sur le laser. Comme précédemment, le refroidissement se fait grâce au faisceau homodyne.

tude qui commence à apparaître dans la mesure de la quadrature de phase. Cet effet peut être limité en augmentant le taux de réjection de la quadrature d’amplitude dans la mesure de la quadrature de phase. Il est apparu plus tard que des variations du point de fonctionnement de l’asservissement de la détection homodyne de quelques degrés permettait de gagner plusieurs dB d’isolation, ce qui permet de retarder l’apparition du bruit d’amplitude dans les spectres homodyne. Une saturation d’un amplificateur de la boucle de rétroaction pourrait aussi provoquer un excès de bruit. Les spectres homodyne montrent aussi un décalage en fréquence du centre du pic associé au mode de compression, ce qui est attendu si la phase de la rétroaction n’est pas optimale.

### 6.1.2 Asymétrie des bandes latérales

Compte tenu du refroidissement observé précédemment, une asymétrie entre les bandes latérales mécaniques devrait être observable dans les spectres d’une détection hétérodyne [QSI<sup>+</sup>18]. En effet, avec 6 phonons, le rapport entre les deux bandes latérales Stokes et anti-Stokes doit être de

$$\frac{n_{\text{th}}}{n_{\text{th}} + 1} = \frac{6}{7} \approx 86 \%. \quad (6.1.2)$$

A la suite de la série de mesures précédente, le dispositif expérimental a été très légèrement modifié pour utiliser la détection hétérodyne, comme on le voit sur la figure 6.9. Les puissances optiques injectées dans la cavité sont laissées inchangées mais le faisceau PDH réfléchi par la cavité est divisé en deux parties. La moitié du faisceau

est toujours détectée sur la photodiode à avalanche pour l'asservissement de la cavité et l'autre est envoyée sur la photodiode rapide de la détection hétérodyne. En plus de l'asservissement de la cavité de mesure et de la détection homodyne, l'oscillateur local de la détection hétérodyne doit aussi être asservi. Le refroidissement de l'échantillon est réalisé de la même façon que précédemment, en enlevant des atténuateurs pour augmenter le gain de la boucle de rétroaction. Cette fois le spectre hétérodyne est mesuré sur trois gammes de fréquence :

- autour de la fréquence de battement entre les deux lasers pour acquérir la porteuse du signal  $\omega_{\text{het}} = \omega_{\text{hom}} - \omega_{\text{PDH}}$  ;
- autour de la bande latérale mécanique basse à la fréquence  $\omega_{\text{het}}^- = \omega_{\text{het}} - \Omega_m$  ;
- autour de la bande latérale mécanique haute à la fréquence  $\omega_{\text{het}}^+ = \omega_{\text{het}} + \Omega_m$ .

Comme pour les spectres PDH, les spectres hétérodynes sont calibrés en même temps que l'acquisition du spectre mécanique grâce à un marqueur associé à une modulation de phase d'amplitude connue. Les spectres sont acquis avec la plus petite bande passante autorisée compte tenu de la large de fréquence sur laquelle les mesures sont réalisées, ici 2,8 Hz, et moyennés 100 fois.

Après la mesure, les spectres sont analysés comme les spectres PDH en ajustant le pic thermique mesuré par une lorentzienne, en faisant la distinction entre chacune des bandes latérales mécaniques du spectre. En comparant l'aire sous les pics thermiques mesurés dans les bandes latérales, on peut déterminer l'asymétrie constatée comme le montre la figure 6.10.

Lors de ces mesures, on constate que le plancher de bruit de la détection correspond à un bruit de position de  $2 \times 10^{-34} \text{ m}^2/\text{Hz}$ , soit un ordre de grandeur de plus que dans les spectres PDH mesurés précédemment. Il en résulte un SNR de 0,02, qui induit inévitablement une grande incertitude sur ces mesures.

### 6.1.3 Autres tentatives

Suite aux limitations précédemment observées lors des expériences précédentes, plusieurs modifications ont été apportées, principalement sur la cavité de mesure :

- modification de l'assemblage mécanique de la cavité. Le système décrit dans le chapitre 5 est développé et mis en pratique pour améliorer l'écrantage de l'échantillon et simplifier le réseau d'actuateurs nécessaires à l'asservissement de la cavité.
- le coupleur est remplacé par un  $\mu\text{RoC}$  de la nouvelle génération d'échantillons avec le S15-10 possédant une transmission de 80 ppm, ce qui permet d'améliorer l'efficacité quantique de la cavité et sa réflexion à résonance tout en gardant une bonne finesse.
- optimisation du point de fonctionnement de l'asservissement de la détection homodyne pour maximiser la réjection du bruit d'amplitude ;
- optimisation plus fine de la phase de la rétroaction avec un ajustement plus minutieux de la longueur de câble.

Bien que certains problèmes aient été corrigés pour cette expérience, il reste impossible d'injecter beaucoup de lumière dans la cavité en raison des modes basse fréquence du pilier qui entrent en instabilité dès que l'on dépasse quelques microwatts incidents sur la cavité. Les variations du facteur de qualité observées à froid et les difficultés à

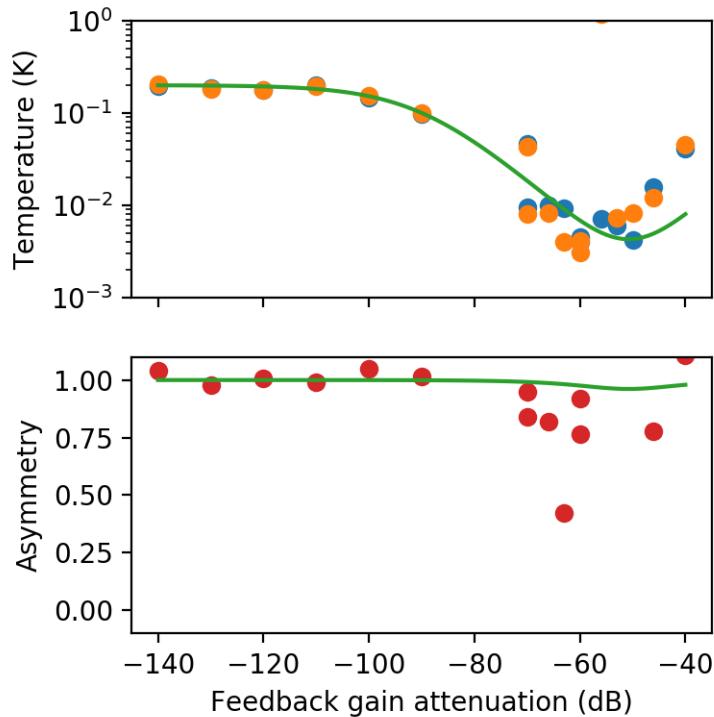


FIGURE 6.10 – Asymétrie des bandes latérales observée dans la détection hétérodyne. En haut, les températures effectives du mode de compression du pilier mesurées pour différents gains de la boucle de feedback sont tracées. Les points oranges correspondent à la bande latérale inférieure et donnent la température effective associée à un niveau d'occupation  $n_T$  du résonateur tandis que les points bleus sont associés à la bande latérale supérieure et correspondent à une occupation de  $n_T$ . Dans la zone où le refroidissement est le plus fort, le SNR est très faible ( $\sim 0,02$ ) et induit une grande incertitude sur les mesures. La courbe verte correspond au modèle du refroidissement par rétroaction comme précédemment. En bas, on observe l'asymétrie entre les deux bandes latérales mécaniques de part et d'autre de la porteuse formée par le battement à 367 MHz entre le signal et l'oscillateur local de la détection. Les valeurs attendues compte tenu du modèle du graphique au dessus sont indiquées en orange.

thermaliser correctement l'échantillon nous ont poussé à explorer d'autres options :

- **changement d'échantillon** : la liste des échantillons présentée dans le tableau C.1 montre quelques candidats avec des facteurs de qualité prometteurs. Ces échantillons ont été testés à basse température dans le cryostat à circulation d'hélium mais ont tous été écartés, soit en raison d'un facteur de qualité trop faible à froid, soit en raison de la faible qualité optique du miroir déposé. Les cavités formées avaient alors des pertes trop importantes.
- **changement de type de résonateur** : devant la difficulté d'obtenir des échantillons de micro-piliers satisfaisants d'un point de vue mécanique et optique, nous avons décidé de changer de type de résonateur pour utiliser ceux développés par l'équipe de Francesco Marin, les micro-disques en silicium.

## 6.2 Micro-disque

Ces échantillons, modifiés de telle sorte que leurs propriétés mécaniques et optiques se rapprochent de celles du micro-pilier, sont tout de même différents et imposent plusieurs changements sur l'expérience. D'un point de vue optique :

- dimension du miroir : compte tenu de la géométrie du résonateur, le dépôt diélectrique réalisé sur les échantillons a un diamètre de l'ordre de  $200\text{ }\mu\text{m}$ , ce qui en comparaison avec les  $100\text{ }\mu\text{m}$  du pilier rend l'alignement beaucoup plus facile.
- la transmission reste tout à fait comparable aux valeurs précédentes, avec une paire de doublets  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  en moins par rapport revêtement des micro-piliers. La taille plus importante du miroir semble compenser les quelques ppm de transmission en plus car les pertes de la cavité sont inférieures dans le cas du micro-disque (pertes de l'ordre de 20 ppm contre 35 ppm avec le pilier).

D'un point de vue mécanique :

- fréquence de résonance  $\Omega_m \approx 2\pi \times 280\text{ kHz}$ , soit un ordre de grandeur de moins qu'auparavant. Ceci donne l'avantage d'obtenir un déplacement plus important du résonateur pour une température fixée mais le rend plus sensible aux bruits acoustiques basse fréquence.
- masse effective  $m_{\text{eff}} = 112\text{ }\mu\text{g}$ , soit un facteur 3 en comparaison avec le pilier, ce qui est cette fois en défaveur des déplacements du disque. Cela renforce en revanche le caractère macroscopique de l'expérience.
- facteur de qualité de l'ordre de  $10^6$  à  $4\text{ K}$ . Les mesures en dilutions montreront des facteurs de qualité jusqu'à quelques  $10^6$ .
- présence de moins de modes basse fréquence, ce qui facilite l'asservissement de la cavité.

L'architecture de l'échantillon et la plus grande maîtrise des techniques de microfabrication sur le silicium plutôt que le quartz permettent une plus grande reproductibilité des propriétés des échantillons fabriqués.

Le changement de la fréquence mécanique a imposé plusieurs modifications sur le montage optique pour s'assurer d'obtenir des mesures limitées par le bruit shot à la fréquence de notre échantillon. Ces modifications, notamment au niveau de la détection balancée, sont résumées dans le chapitre 4. Le reste du montage restant sensiblement

le même, on pourra se référer au schéma simplifié visible sur la figure 6.1. Les mesures présentées dans cette section ont été réalisées avec l'échantillon 1556 associé au coupleur S15-10.

### 6.2.1 Mesure de la masse effective

Ce type d'échantillon n'ayant jamais été caractérisé dans l'équipe, la première chose a été de mesurer sa masse effective. Comme décrit précédemment, la cavité est assemblée puis placée dans le cryostat à dilution qui est ensuite fermé. Sous vide ( $P_{OVC} < 10^{-4}$  mbar), le facteur de qualité du résonateur est relativement bas à température ambiante, contrairement au micro-pilier où il était déjà de plusieurs millions. La géométrie de l'échantillon et du mode considéré le rend particulièrement sensible à la pression. Ainsi, on observe typiquement :

$$Q_{300\text{ K}, 1\text{ bar}} \approx 10^3 \quad ; \quad Q_{300\text{ K}, 10^{-4}\text{ mbar}} \approx 7 \times 10^4. \quad (6.2.1)$$

Ceci permet de conserver des acquisitions relativement rapides même sous vide. Toutefois, un facteur de qualité bas permet également de limiter encore davantage les éventuels effets de la pression de radiation. N'ayant aucun problème pour observer le pic thermique associé au mode du résonateur même avec un facteur de qualité seulement de 1 000, on choisit de réaliser les mesure de la masse effective à pression ambiante.

De la même manière qu'auparavant, on acquiert les spectres de bruits grâce au signal PDH formé par le faisceau réfléchi par la cavité asservie à résonance. Une modulation de phase proche du pic thermique permet la calibration de ces spectres. L'acquisition d'une centaine de spectres permet de déterminer la masse effective du mode du micro-disque et on trouve :

$$m_{\text{eff}} = 112 \pm 3 \mu\text{g}. \quad (6.2.2)$$

Un spectre mécanique calibré et typiquement obtenu lors de ces mesures est visible sur la figure 6.11.

### 6.2.2 Refroidissement par rétroaction

Les mesures présentées ici ont été réalisées en mai 2019 et sont le résultat des multiples expériences préliminaires réalisées auparavant. Plusieurs tentatives ont avorté pour des raisons diverses et variées dont voici une liste non exhaustive :

- **dégradation de la finesse** de la cavité lors du pompage de l'OVC. En effet quand la cavité est maintenue plusieurs jours à une pression de l'ordre de  $10^{-4}$  mbar, une dégradation lente de la cavité était observée (cf section 5.3.4).
- **perte de la résonance optique** en raison d'une rupture d'une brasure sur l'un des connecteurs. Il est alors nécessaire d'ouvrir le cryostat pour effectuer la réparation.
- **perte de la résonance optique** après la casse des piliers maintenant le dernier étage du cryostat à dilution. La réparation du cryostat est alors nécessaire ( $\times 2$ ).
- **perte de la résonance optique** en raison du décollage d'un des échantillons.
- **bouchon dans le circuit d'hélium** rendant le transfert impossible.

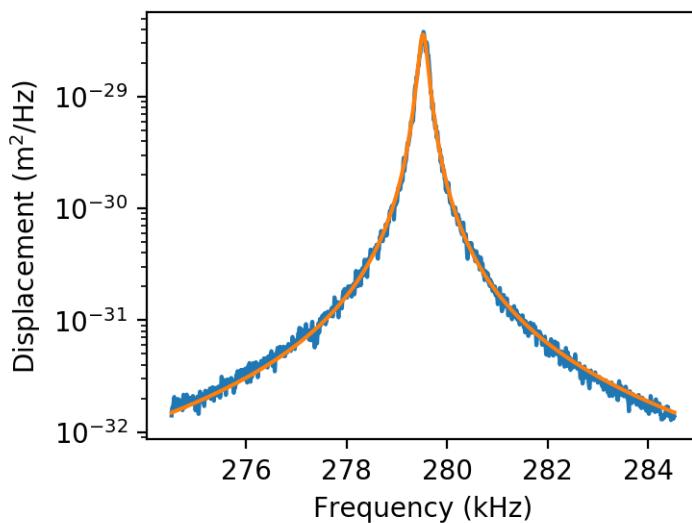


FIGURE 6.11 – Spectre du bruit de position du résonateur pour le mode balancé à 280 kHz, à température et pression ambiantes, obtenu lors de la calibration de la masse effective du mode. Les données expérimentales sont tracées en bleu et l'ajustement lorentzien est en orange. Le pic présente un rapport signal à bruit de 45 dB. Le plancher de bruit dans cette mesure, 20 dB au dessus du bruit shot, n'est pas plat et est essentiellement formé par les queues des lorentziennes associées aux modes voisins. Compte tenu de la température mesurée au niveau de la cavité au moment de la mesure (292 K), on en déduit une masse effective  $m_{\text{eff}} = 112 \pm 3 \mu\text{g}$ .

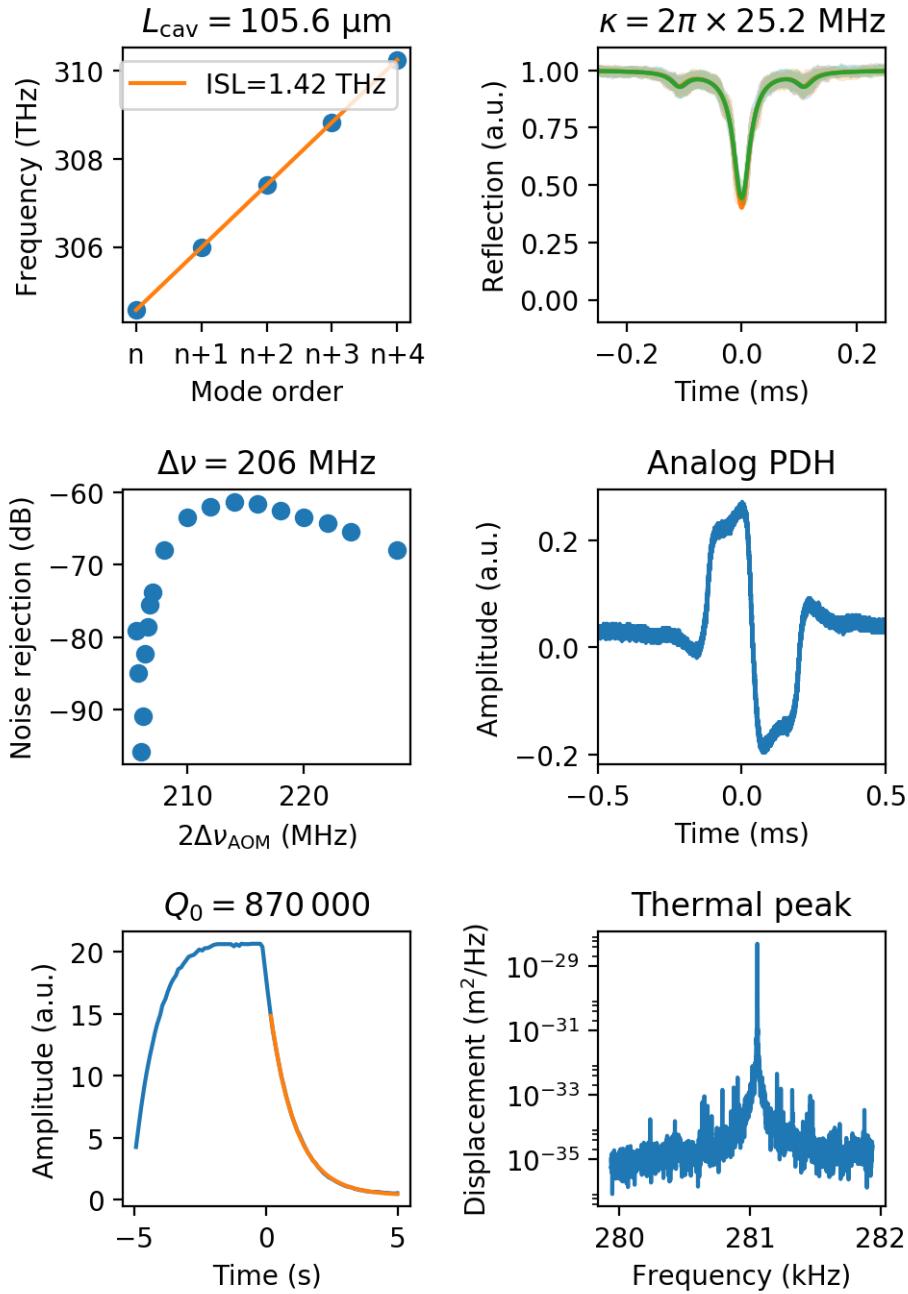


FIGURE 6.12 – Bilan des différentes caractérisations effectués lors de l’expérience. Toutes les mesures ont été réalisées à la température de base accessible à ce moment avec notre cryostat à dilution, soit 60 mK. La mesure de l’ISL avec un laser accordable permet de déduire une longueur de cavité de 105,6 μm. Avec la mesure de la largeur de la résonance, on en déduit une finesse de 56 000. Les mesures par ringdown permettent de conclure à un facteur de qualité mécanique de  $0,9 \times 10^6$ .

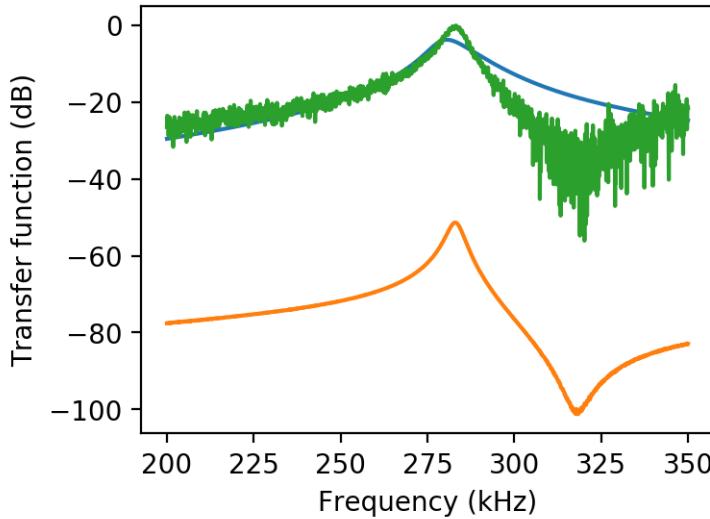


FIGURE 6.13 – Fonction de transfert électronique de la boucle de rétroaction au voisinage de la résonance de l'échantillon pour un gain quelconque, en vert. La courbe bleue est associée au premier filtre passe bande utilisé ( $Q \approx 20$ ), la orange au deuxième plus étroit ( $Q \approx 60$ ). Les deux filtres sont utilisés en série dans la boucle de rétroaction.

- **bruit excessif à 820Hz** : ce bruit, causé par la pompe turbomoléculaire du circuit de dilution du cryostat a pu être réduit en utilisant un des modules IQ du RedPitaya contrôlant la cavité de mesure, ce qui a permis d'obtenir une rétroaction centrée étroitement sur ce pic avec un gain suffisant. L'effet de ce parasite a été réduit après une maintenance de la pompe ;
- départ en conférence...

Les paramètres importants de l'expérience au moment du refroidissement sont résumés sur la figure 6.12.

Les premières tentatives ont été réalisées avec dans la boucle de rétroaction un filtre passe-bande ayant un facteur de qualité de 20 (en bleu sur la figure 6.13). Cependant, même pour des gains modérés on observait un chauffage important du mode non balancé ( $f_m = 330\text{ kHz}$ ), car la phase de la rétroaction n'était plus adaptée à la fréquence de ce mode. Une solution simple consiste à réduire la largeur du filtre passe-bande de façon à obtenir un gain important seulement au voisinage de la fréquence de résonance mécanique. L'ajout d'un deuxième passe-bande plus étroit ( $Q \approx 60$ ) a permis de résoudre ce problème.

La fréquence de résonance mécanique étant dix fois plus basse que le pilier, il devient compliqué d'utiliser uniquement des longueurs de câble BNC pour ajuster la phase. En effet, pour obtenir un déphasage de  $2\pi$  il faudrait pas loin de 1 km de câble BNC, contre seulement 55 m dans le cas du pilier. Il est donc beaucoup plus confortable d'utiliser un déphasage électronique fabriqué par notre atelier d'électronique qui autorise des déphasages de  $\pi/2$ ,  $\pi$  et  $3\pi/2$ . L'ajustement de fin de la phase est réalisé comme précédemment avec des câbles BNC, mais de longueur plus raisonnable.

Les résultats des mesures de refroidissement effectuées sont résumés sur la fi-

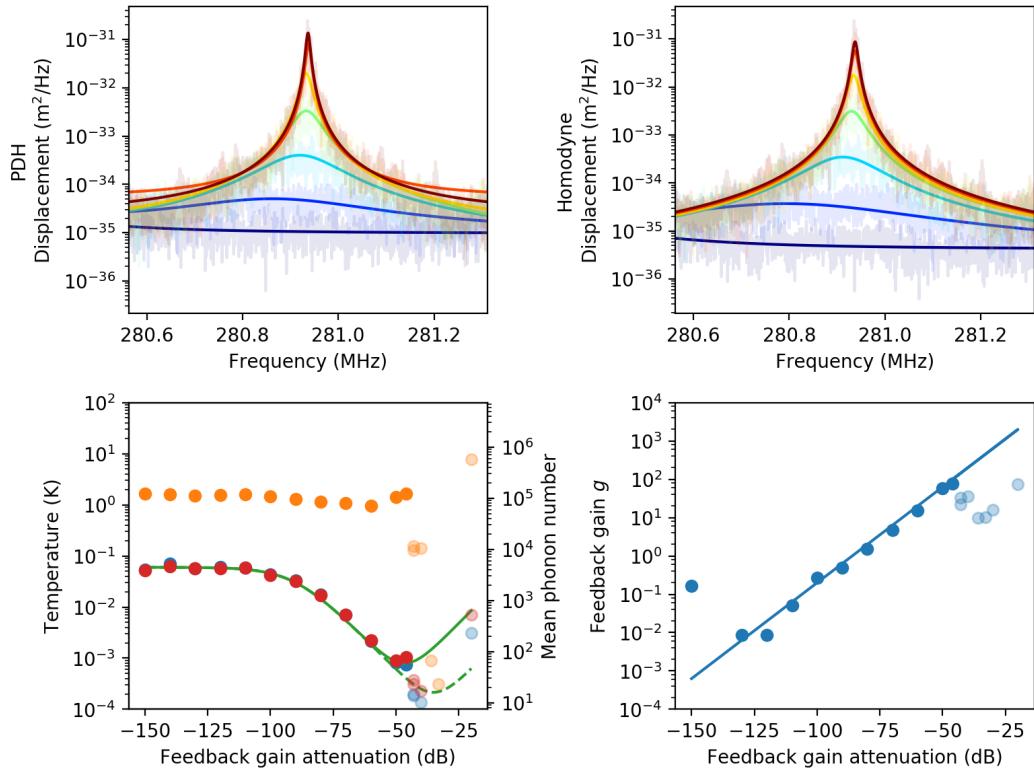


FIGURE 6.14 – Résultats du refroidissement du mode balancé du micro-disque, par rétroaction en utilisant la pression de radiation. En haut à gauche sont tracés les spectres obtenus grâce à la détection PDH pour plusieurs gains (atténuation entre  $-100$  dB en rouge et  $-40$  dB en violet). Le pic thermique est ajusté par une lorentzienne. Pour les gains proches du gain optimal, la présence d'un pic de bruit (associé au coupleur) impose d'ajuster les données par deux pics lorentziens. En haut à droite sont tracés les spectres obtenus grâce à la détection homodyne pour les mêmes gains, avec le pic thermique ajusté par le modèle de l'équation (2.3.20). En bas à gauche, on retrouve les températures extraites des différentes mesures réalisées, avec  $T_{\text{eff}}^{\text{PDH}}$  en bleu,  $T_{\text{eff}}^{\text{hom}}$  en rouge et  $T_{\text{env}}^{\text{PDH}}$  en jaune. Les points en transparence sont donnés avec une incertitude très importante, car à fort gains les spectres mécaniques sont sensiblement altérés par la présence d'un mode du  $\mu$ RoC qui est excité par la rétroaction. L'analyse de ces données est alors compliquée, voire impossible. La courbe verte correspond au modèle de l'équation (2.3.22) avec les paramètres de l'expérience et celle en pointillée est tracée pour un niveau de bruit associé au bruit shot de la détection homodyne, plus bas que le plancher de bruit au voisinage du pic thermique. Enfin, la courbe en bas à droite représente le gain en amplitude  $g$  de la boucle de rétroaction en fonction de l'atténuation analogique  $A$  (en puissance), avec en bleu les valeurs données par l'ajustement des spectres homodynes et en jaune le modèle donné par  $\log_{10}(g) = (86 + A)/20$ .

gure 6.14. Une température minimale de 0,7 mK, correspondant à un niveau d'occupation moyen de **55 phonons**, a ainsi été mesuré pour un gain optimal associé à une atténuation de -46 dB. L'analyse des données est sensiblement la même que pour le pilier, avec un ajustement lorentzien des spectres PDH et l'équation (2.3.20) qui permet d'ajuster les courbes observées dans le signal de la détection homodyne. Pour ce gain optimal et compte tenu des paramètres de l'expérience, on trouve que le bruit de position du résonateur est dû à hauteur de environ 90 % au mouvement brownien et à hauteur de environ 10 % à la rétroaction. Ceci prouve que la limite de refroidissement, qui correspond au cas où la rétroaction est équivalente au mouvement brownien, n'est pas atteinte. Le bruit quantique de pression de radiation est une fois de plus négligeable et inférieur à 1 %. Cette fois, le plancher de bruit est le même sur les deux détections, équivalent à un bruit de déplacement de  $7 \times 10^{-36} \text{ m}^2/\text{Hz}$ . Loin de la résonance mécanique en revanche, la sensibilité descend à  $6 \times 10^{-36} \text{ m}^2/\text{Hz}$  pour la détection PDH et à  $5 \times 10^{-37} \text{ m}^2/\text{Hz}$  pour la détection homodyne. Cette constatation, en plus de l'allure complexe du plancher de bruit semble indiquer que le bruit observé est un bruit mécanique associé à un bruit de position du coupleur de la cavité. Il est en effet attendu que le mouvement brownien du miroir concave correspond à un déplacement proche des valeurs mesurées, comme discuté dans la thèse [Neu16a]. Cette limite sur la sensibilité de la mesure est le principal obstacle pour le refroidissement du résonateur. De plus pour des gains forts, on observe l'émergence d'un pic mécanique, probablement associé à un mode du coupleur, qui est chauffé par la contre-réaction et dégrade fortement l'analyse des résultats.

Comme auparavant, la présence du faisceau homodyne légèrement désaccordé provoque le refroidissement du mode par un facteur 30 expliquant la différence entre la température effective du mode et la température du bain thermique. Le facteur de qualité mécanique passe ainsi de 870 000 sans aucun refroidissement, à 30 000 avec l'auto-refroidissement puis 1 100 avec le refroidissement par rétroaction au gain optimal. A la fin du refroidissement, le facteur de qualité du résonateur était d'environ  $3 \times 10^6$  mais il est tombé à 870 000 sans raison évidente.

Les puissances optiques utilisées pour ces mesures sont respectivement de 10  $\mu\text{W}$  et 30  $\mu\text{W}$  pour les faisceau PDH et Homodyne sans qu'aucun chauffage notable du résonateur par absorption des faisceaux incidents n'ait été observé. Plusieurs mesures avec des puissances incidentes entre 100 nW et 100  $\mu\text{W}$  n'ont en effet montré aucune dépendance de la température du bain thermique  $T_{\text{env}}$  avec la puissance optique incidente. La température de base de 1,6 K observée est ainsi plus certainement due à un bruit blanc qui chauffe le mode mécanique de l'échantillon. Le changement des connexions électriques vers les piézos de la cavité avait déjà permis de réduire la température de base d'un facteur 10. La température trop élevée par rapport à la température de base du cryostat (60 mK) peut ainsi s'expliquer par un bruit électronique résiduel, ou encore par un bruit acoustique associé au fonctionnement du cryostat.

La température minimale obtenue avec le micro-disque n'étant pas suffisante pour observer une asymétrie des bandes latérales dans le cas d'une détection hétérodyne, ces mesures n'ont pas été réalisées.



# Chapitre 7

## Étude des pertes d'une micro-cavité Fabry-Perot

Lors de mesures de finesse réalisées sur plusieurs cavités optiques  $\mu$ RoC/micro-pilier, des variations importantes de la finesse avaient été observées. Ces variations peuvent s'expliquer en partie en tenant compte des pertes géométriques causées par les miroirs de dimension finie mais certains excès de pertes à des longueurs bien définies sont attribuées à d'autres mécanismes qu'on se propose de présenter ici. En effet, lors du refroidissement des cavités optomécaniques, on a également observé pour certains modes longitudinaux la présence proche du mode fondamental d'autres modes optiques. Ces modes peuvent provoquer un excès de perte important, s'ils sont proches en fréquence du mode fondamental. Le mode de la cavité peut en effet résulter de l'hybridation du mode fondamental et d'un de ces modes d'ordres supérieurs [KdJvEW05, BHM<sup>+15</sup>].

### 7.1 Montage expérimental

On a vu dans le chapitre 2 que les pertes d'une cavité Fabry-Perot étaient gouvernées par plusieurs mécanismes. Certains dépendent essentiellement des propriétés des miroirs qui forment la cavité (diffusion et absorption), tandis que d'autres sont également liés à sa longueur. Le but de cette mesure est donc d'évaluer la dépendance des pertes en fonction de la longueur d'une cavité Fabry-Perot. Les premières mesures avaient impliqué une cavité optique dont on changeait l'épaisseur de certaines pièces pour faire varier sa longueur. Cette solution présente toutefois deux inconvénients majeurs :

- **nombre limité de longueurs de cavité accessibles** : on est en effet restreint à des espaces dont les dimensions ne sont pas finement ajustables ;
- **cavité à réaligner systématiquement** : en changeant l'assemblage de la cavité il est nécessaire de démonter puis remonter une nouvelle cavité pour chaque longueur que l'on souhaite étudier.

Pour cette mesure, un montage permettant de changer précisément la longueur d'une cavité sur toute sa plage de stabilité tout en étant capable de mesurer sa finesse a été développé. Un schéma du montage expérimental utilisé est présenté sur la figure 7.1.

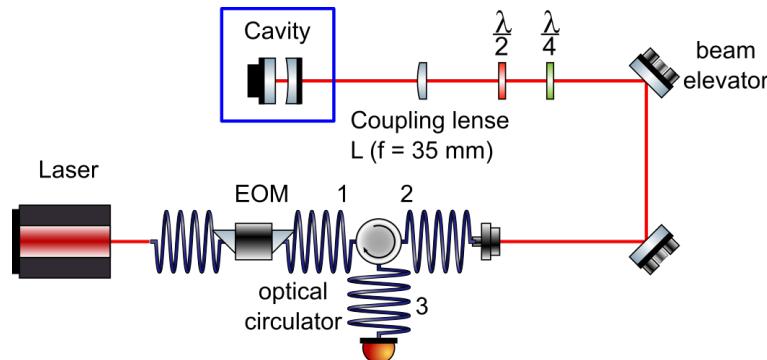


FIGURE 7.1 – Schéma du montage optique utilisé pour la mesure de finesse d'une cavité micro métrique en fonction de sa longueur.

### 7.1.1 Cavité de longueur variable

Pour éviter tous les problèmes liés à l'alignement de deux micro-miroirs, le miroir plan du résonateur est remplacé par un miroir plan de grande dimension. Les cavités étudiées dans ce montage dédié sont donc systématiquement assemblées avec un  $\mu$ RoC comme coupleur ( $T = 35$  ou  $80$  ppm) et un substrat plan possédant un revêtement haute réflectivité avec une transmission  $< 1$  ppm. Deux dispositifs permettant de changer la longueur de la cavité en déplaçant le miroir de fond (plan) sont nécessaires. Une cale piézoélectrique alimentée par un amplificateur haute tension permet de balayer finement et de manière continue la longueur de la cavité pour observer quelques résonances de la cavité autour d'une certaine longueur moyenne. D'autre part, une translation motorisée Standa 8MT173 équipée de son moteur pas-à-pas permet d'effectuer des pas de  $1,25 \mu\text{m}$  sur  $2\text{ cm}$  environ, ce qui permet de parcourir l'ensemble des longueurs pour lesquelles la cavité est stable. Le moteur pas-à-pas est contrôlé par un Arduino Uno équipé d'un Motor Shield (pour l'électronique de puissance). La carte Arduino est interfacée à l'aide d'un programme Python permettant d'inclure ce module dans les séquences de mesure afin d'acquérir automatiquement un grand nombre de données.

Pour changer facilement et rapidement les échantillons utilisés, ceux-ci sont collés à l'aide First Contact sur des embases en cuivre qui peuvent être vissées dans des éléments d'adaptation vers les montures commerciales. Pour faciliter l'alignement du faisceau dans la cavité, les échantillons  $\mu$ RoC sont placés sur l'embase de manière à centrer la structure concave sur le support. Ceci est réalisé à l'aide d'une translation trois axes placée sous un diaphragme. L'embase est centrée sur le trou du diaphragme à l'aide d'une pièce réalisée avec une imprimante 3D et l'échantillon est centré en observant sa position à travers le diaphragme à l'aide d'une caméra munie d'un objectif à fort grossissement Navitar NMV-35M1. Quand l'alignement est satisfaisant, quatre gouttes de colle sont appliquées aux coins de l'échantillon et il est collé sur l'embase en utilisant l'axe  $z$  de la translation. L'ensemble de la cavité est monté sur un bloc de laiton d'environ  $15\text{ kg}$ , posé sur une plaque de caoutchouc assurant à la cavité une grande stabilité. L'assemblage de la cavité est visible sur la figure 7.2.

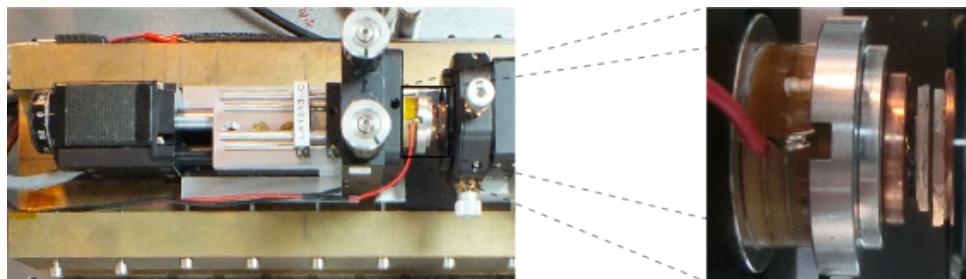


FIGURE 7.2 – Photographie de l’assemblage de la cavité optique. Le bloc en laiton permettant une bonne stabilité de la cavité est visible en jaune. Le miroir plan est collé sur une rondelle en cuivre vissée par l’intermédiaire d’une pièce d’adaptation sur une cale piézoélectrique qui permet de balayer la longueur de la cavité au voisinages de quelques résonances. L’ensemble est fixé dans une monture de miroir permettant d’orienter convenablement le miroir. Le coupleur est placé dans une monture XY de manière à faciliter l’alignement du faisceau incident. L’ensemble permet d’obtenir une cavité dont la longueur peut être modifiée entre quelques dizaines de microns et plusieurs millimètres.

### 7.1.2 Injection et détection

La lumière issue d’un laser fibré Koheras Basik est injectée dans le montage à travers un circulateur optique fibré Thorlabs CIR1064PM-APC permettant de séparer facilement le faisceau réfléchi par la cavité du faisceau incident. Un rotateur de polarisation fibré est aussi utilisé directement après le laser pour augmenter le couplage entre les fibres à maintien de polarisation. L’adaptation du faisceau au mode  $TEM_{00}$  de la cavité se fait à l’aide d’une lentille de focale  $f = 30\text{ mm}$  et en jouant sur le rayon du faisceau à la sortie de la fibre. La position du faisceau peut être balayée sur la surface de l’échantillon pour trouver le  $\mu\text{RoC}$  à l’aide de la translation XY dans laquelle est placée la lentille. La polarisation du faisceau incident est adaptée aux axes propres de la cavité à l’aide de deux lames de phase  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$ , pour tenir compte de la biréfringence de la cavité. La réflexion de la cavité est détectée sur une photodiode Thorlabs PDA10CF directement à la sortie du circulateur fibré. La mesure de la finesse est réalisée en balayant la longueur de la cavité au voisinage d’une résonance et en mesurant la largeur du pic d’Airy obtenu dans le faisceau réfléchi. Une calibration en fréquence des traces temporelles est donc nécessaire. Pour cela, un modulateur de phase fibré (modèle Photline NIR-MPX-LN-10-P-P-FA-FA) est placé après le laser pour créer des bandes latérales autour de la porteuse, avec une fréquence de modulation de 300 MHz.

Pour adapter le faisceau incident au mode fondamental de la cavité, on procède comme suit :

1. Connaissant le rayon de courbure du  $\mu\text{RoC}$  utilisé, on calcule la taille du mode fondamental d’une cavité de longueur intermédiaire (quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ). En utilisant GaussianBeam, on peut déterminer rapidement la taille du faisceau nécessaire pour former le col visé avec la lentille de couplage utilisée. La taille du faisceau est ensuite mesurée à l’aide d’un profileur de faisceau et modifiée si nécessaire en déplaçant le collimateur à la sortie de la fibre d’injection.

2. L'injection du faisceau réfléchi par le coupleur dans le circulateur est optimisée en jouant sur la position en  $z$  de la lentille de couplage L et l'orientation du faisceau à l'aide des miroirs situés avant la cavité. L'utilisation d'une carte IR trouée permet de faciliter cette étape en réalisant un pré-alignement de façon à maximiser le recouvrement entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi. Une fois cette étape réalisée, on optimise la position de la la lentille L en observant le signal issu de la réflexion de la cavité sur une photodiode. La lentille de couplage peut être approchée du  $\mu$ RoC de quelques centaines de  $\mu\text{m}$  pour adapter le front d'onde du faisceau au rayon de courbure du miroir (ceci aura pour effet de diminuer la réflexion en dehors de la structure concave, mais une fois la structure trouée, la réflexion devrait retrouver son niveau maximal).
3. La position du faisceau incident est ensuite balayée sur la surface de l'échantillon de manière à observer le **W** caractéristique du passage du faisceau sur une structure convexe. La réflexion au centre du **W** peut être maximisée en changeant la position en  $z$  de la lentille de couplage.
4. Le miroir de fond peut alors être rapproché à l'aide de la translation motorisée du  $\mu$ RoC de façon à régler le parallélisme entre les deux substrats. Plus petite est la distance entre les deux miroirs, plus l'effet d'un angle faible entre les deux surfaces sera visible. On veillera bien entendu à ne pas écraser les deux miroirs en déplaçant trop loin le miroir de fond.
5. A ce stade, en appliquant une modulation lente de la longueur de la cavité à l'aide des piézos, les résonances deviennent visibles sous la forme de pics d'absorption dans le signal réfléchi. On procèdera alors comme pour toutes les autres cavités de manière à maximiser le couplage entre le faisceau incident et le mode fondamental de la cavité. Une caméra située à l'arrière de la cavité peut éventuellement permettre d'imager le mode transmis par la cavité de manière à vérifier qu'il s'agit bien du mode fondamental. Des images de différents modes de la base d'Hermite-Gauss obtenus sur une des cavité étudiées sont représentées sur la figure 7.3.

Pour une position donnée de la translation, on acquiert simultanément la trace temporelle contenant la rampe utilisée pour les piézos et la réflexion de la cavité contenant les pics d'absorption associés aux différents modes longitudinaux de la cavité. Compte tenu du déplacement autorisé par les piézos (environ  $2 \mu\text{m}$ ), entre 4 et 5 résonances sont visibles dans chaque acquisition. La mesure consiste à répéter cette acquisition pour toutes les positions exploitables de la translation. On balaye ainsi la longueur de la cavité entre  $\sim 100 \mu\text{m}$  et  $\sim 600 \mu\text{m}$  en réalisant des pas de  $0,625 \mu\text{m}$  (le driver utilisé permet de réaliser des demi-pas) avec une acquisition par pas, soit pas loin de 1000 traces à exploiter par scan.

### 7.1.3 Détermination de la longueur

Pour l'exploitation des résultats, on veut bien entendu connaître la longueur de la cavité ainsi que la finesse associée. Pour cela, deux méthodes ont été employées.

Une première méthode rapide est basée sur l'utilisation du programme `finesse.py`. Comme on l'a vu précédemment, l'analyse d'un balayage de quelques résonances successives d'une cavité permet d'extraire directement la longueur et la bande passante

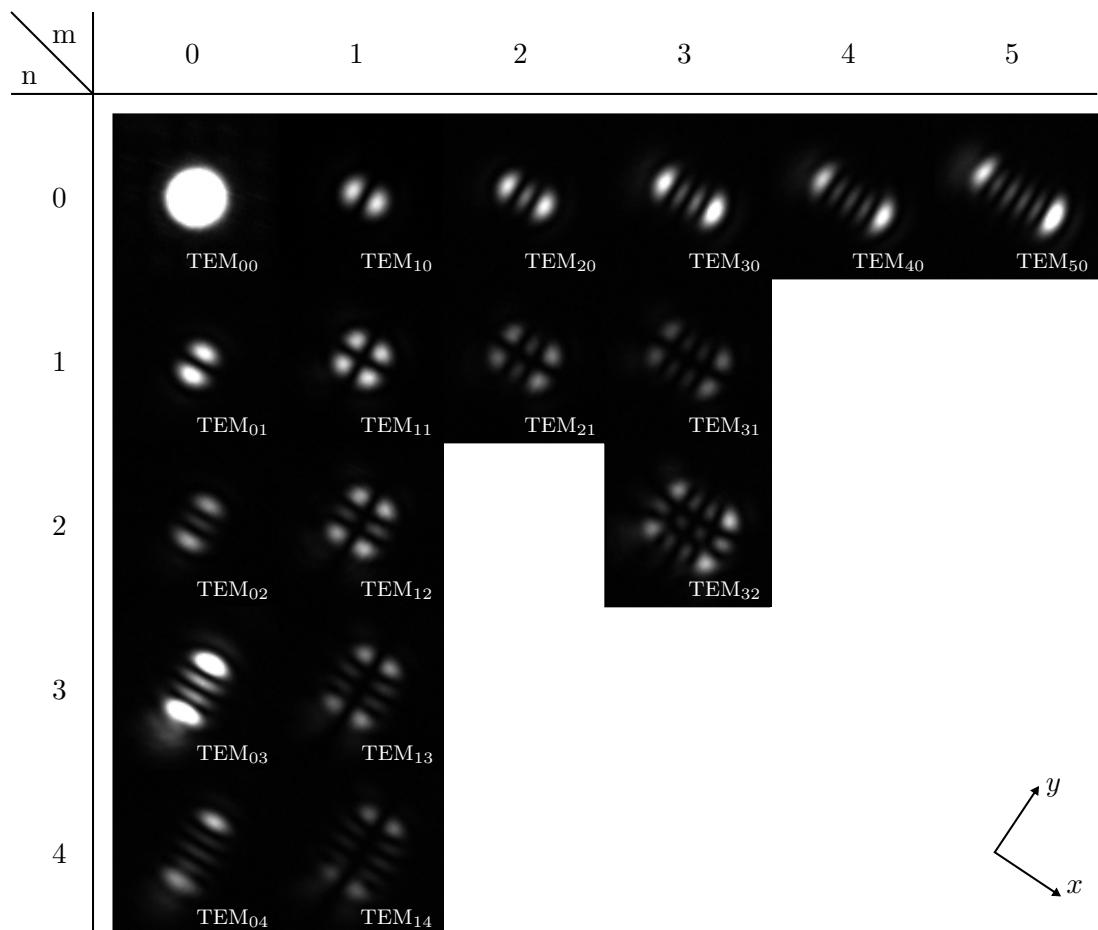


FIGURE 7.3 – Images obtenues sur un capteur CCD placé derrière une cavité avec un alignement imparfait du faisceau incident. La taille du mode fondamental est faussée par le capteur saturé en raison de l'intensité lumineuse beaucoup plus importante dans ce mode.

de la cavité. Cette mesure présente toutefois quelques défauts pour la mesure que l'on cherche à effectuer ici :

- **variabilité de la mesure** : pour une même cavité, deux mesures successives peuvent donner des résultats assez différents, notamment concernant la longueur de la cavité. Ceci est principalement attribué au vibration mécanique de l'assemblage mécanique qui modifie les valeurs déduites de l'ajustement des données expérimentales. Pour plus de précision, il serait nécessaire de multiplier le nombre d'acquisitions pour une longueur de cavité donnée, ce qui augmenterait sensiblement le volume de données déjà important à traiter.
- **moyennage des données sur plusieurs résonances successives** : on s'intéresse précisément ici à des changements locaux, où on attend des changements de la finesse d'un mode longitudinal au suivant. Le programme ne fait pas la différence entre l'ordre des modes sur lesquels la mesure est basée (on aurait pu assez simplement adapter le code pour attribuer une longueur propre à chaque résonance à partir de la longueur estimée pour l'ensemble de l'acquisition).

Si cette méthode permet d'avoir une bonne idée de l'allure des résultats obtenus, une autre méthode permet d'obtenir les informations sur la finesse de la cavité pour chaque mode longitudinal.

Pour cette deuxième méthode, la longueur de la cavité est déterminée en fonction de la position du moteur pas-à-pas de la translation, à laquelle on ajoute le déplacement du piézo que l'on a calibré en fonction de la tension à ces bornes. Pour cette calibration, on se sert du fait que toutes les résonances de la cavité sont espacées de la moitié d'une longueur d'onde, et de la connaissance de la taille moyenne des pas du moteur associé à un déplacement de  $1,25 \mu\text{m}/2$ . Ainsi pour chaque acquisition, chaque résonance de la cavité est associée à une tension aux bornes du piézo et on sait que la distance parcourue par le piézo entre deux modes successifs correspond à  $\lambda_L/2$ . On peut ainsi reconstruire une courbe représentant le déplacement du piézo en fonction de la tension à ses bornes (avec un offset pour chaque courbe qui dépend de la taille des pas de la translation du moteur dont on peut déduire la taille comme le montre la figure 7.4). L'ajustement de cette courbe permet ainsi d'attribuer au sein de chaque acquisition, le déplacement du piézo au moment du passage de la résonance. La longueur ici est relative et dépend de la position du coupleur. On peut mesurer une fois la longueur absolue de la cavité à l'aide du programme `finesse.py` ou bien à l'aide d'un laser accordable. Chaque mode est donc maintenant associé à une longueur de cavité et sa bande passante peut être simplement obtenue en ajustant la résonance et ses bandes latérales par trois lorentziennes. De cette façon, chaque valeur de finesse est associée à un seul mode (les modes associés à une même longueur provenant de différentes acquisitions successives sont moyennés).

Suivant les propriétés de la cavité lors de la mesure, l'analyse de la bande passante de la cavité peut toutefois être compliquée. Différents cas sont résumés dans la figure 7.5. Le premier cas peut être évité en choisissant une vitesse de balayage suffisamment lente. Toutefois pour des cavités de grande finesse (120 000) et longues, ce régime est difficilement contournable en raison de la bande passante très faible. En effet, la vitesse de balayage doit rester suffisamment élevée pour éviter que les vibrations ne viennent perturber les mesures alors que l'ISL diminue et imposera une vitesse de balayage réduite. Le deuxième cas constitue la majorité des mesures et peut être

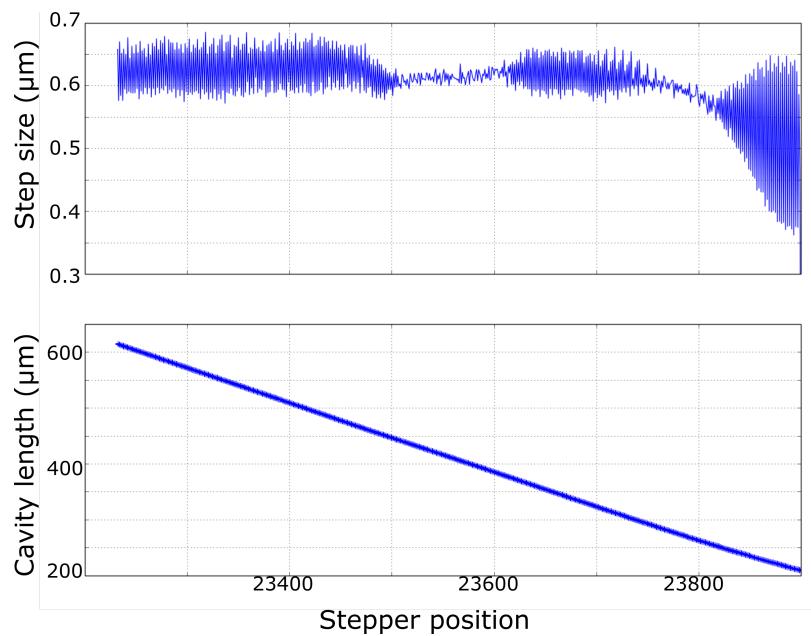


FIGURE 7.4 – En haut, tailles des pas de la translation utilisée pour les mesures, extraites lors de l'ajustement du déplacement dû au piézo. En bas, longueur de la cavité mesurée lors de cette acquisition.

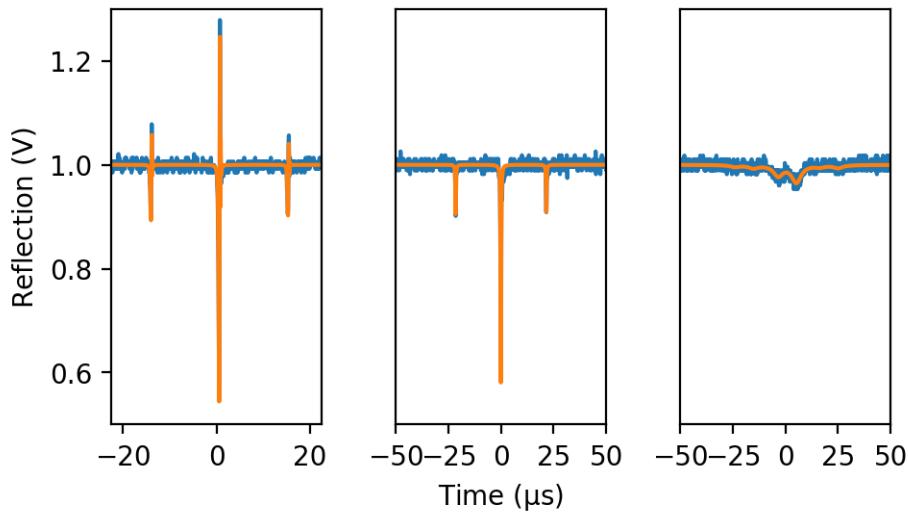


FIGURE 7.5 – Évolution de l'allure des résonances observées en réflexion suivant la longueur de la cavité. De gauche à droite : phénomène de rebonds, résonance simple et résonance de deux modes proches. Pour chaque courbe, les bandes latérales sont visibles de part et d'autre de chaque résonance. Pour une même vitesse de balayage par les piézos, l'allure des résonances de la cavité est très variable suivant sa longueur.

$\mu\text{RoC}$	$T$ ppm	Miroir plan	$T$ ppm	$L_{\text{cav}}$ $\mu\text{m}$	$T + P$ ppm
S6-4	35	S16	35	90 – 680	120 – 700
S6-4	35	QT2	<1	100 – 700	55 – 2000
S6-8	35	QT2	<1		
S15-10	80	QT2	<1		
S15-16	80	QT2	<1	75 – 760	80 – 8500
S15-20	80	QT2	<1	46 – 620	95 – 3900
S15-21	80	QT2	<1	115 – 540	95 – 3300
H15-6	80	QT2	<1	91 – 586	250 – 17000

Table 7.1 – Liste des cavités étudiées pour les mesures de dépendance de la finesse en fonction de la longueur. Les longueurs de cavité correspondent à l'intervalle sur lequel a été réalisé la mesure. Les pertes totales minimales et maximales sont également notées, même si des valeurs plus élevées ont probablement été mesurées en certains points sans que l'analyse de ces données ne soit possible avec le dispositif expérimental utilisé.

traité de façon systématique. Le dernier cas est le plus compliqué à traiter, du fait de la difficulté d'estimer correctement des paramètres initiaux pour l'ajustement. La plupart de ces ajustements ont donc été repris en précisant manuellement les paramètres initiaux pour permettre une bonne convergence de l'ajustement. Un cas encore plus extrême correspond à une dégradation très importante de la finesse, où la bande passante devient plus grande que la modulation appliquée pour les bandes latérales. La réflexion à résonance est alors très proche du niveau de la réflexion hors résonance et le pic se retrouve noyé dans le bruit. Il est alors impossible de déterminer la bande passante. Pour améliorer la détection dans ces cas particuliers, on pourrait envisager de mesurer la transmission de la cavité, qu'il serait plus facile d'amplifier par rapport à un fond noir.

Les mesures sont réalisées dans un intervalle de longueur où l'on ne risque pas de mettre en contact les deux échantillons (pour la limite courte) et où la finesse est mesurable (limite longue). En effet pour des cavités longues, les pertes géométriques dues à la taille finie du coupleur rendent les mesures impossibles tant la résonance est peu marquée.

## 7.2 Résultats

Les mesures ont été réalisées sur plusieurs cavités, constituées de différents  $\mu\text{RoC}$  mais avec le même miroir de fond QT2 qui est un substrat de quartz superpoli avec un revêtement haute réflectivité ( $T < 1 \text{ ppm}$ ). La cavité S6-4/S16 a été utilisée pour valider le protocole expérimental sans risquer de détériorer le miroir QT2. Ces cavités sont résumées dans le tableau 7.1. Pour chacune de ces cavités, l'évolution des pertes a pu être mesurée tel qu'on le voit sur la figure 7.6.

On observe quasi systématiquement un excès de pertes de l'ordre de la dizaine de ppm par rapport à la transmission du miroir testé, ce qui peut s'expliquer par l'absorption et la diffusion, notamment sur le  $\mu\text{RoC}$ . Aux grandes longueurs, les pertes

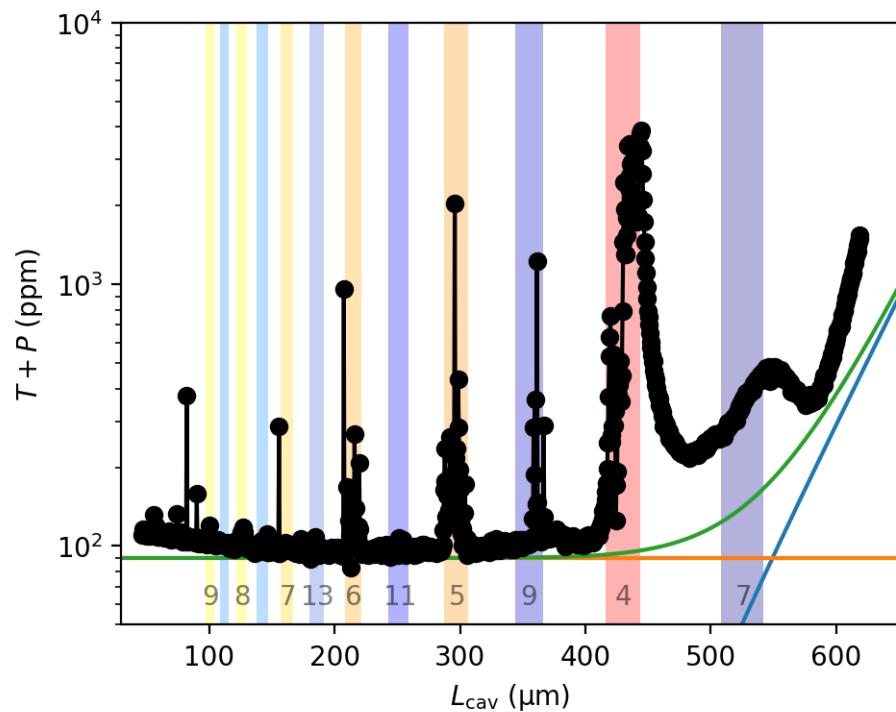


FIGURE 7.6 – Évolution des pertes en fonction de la longueur de la cavité constituée des deux miroirs S15-20 et QT2. Les données expérimentales sont tracées en noir. La courbe orange indique les pertes associées à la transmission, la diffusion et l'absorption. La courbe bleue donne les pertes géométriques associées à un miroir de diamètre de 85  $\mu\text{m}$  et la courbe verte représente la somme de ces mécanismes de perte. Les domaines colorés indiquent les longueurs auxquelles sont attendues les dégénérescences en tenant compte des rayons de courbure mesurés lors de l'analyse des structures. La structure obtenue sur l'échantillon S15-20 est très peu astigmatique, avec des rayons de courbures proches de 860  $\mu\text{m}$  dans les deux directions. Les différentes bandes marquent les familles de modes qui croisent le  $\text{TEM}_{00}$  et sont responsables des excès de pertes observés. Les longueurs auxquelles interviennent ces croisements correspondent bien aux valeurs attendues théoriquement, compte tenu de la mesure du rayon de courbure du miroir.

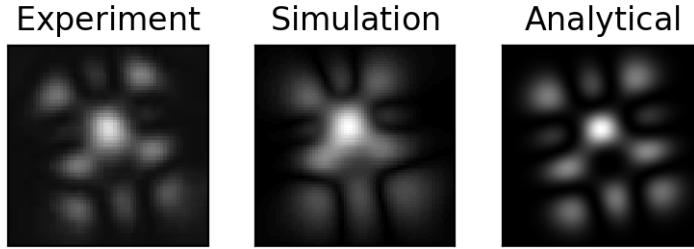


FIGURE 7.7 – Mode de la cavité résultant de la superposition du TEM<sub>00</sub> avec le TEM<sub>23</sub>. On voit le bon accord entre l'allure du mode observé, celle du mode simulé avec OSCAR et celle du mode calculé à partir de la somme des fonctions analytiques des deux modes.

augmentent en lien avec l'augmentation de la taille du faisceau avec la longueur de la cavité. Ceci est en accord avec un diamètre du µRoC de l'ordre de 100 µm, comme le montre la courbe verte.

Les pics de perte sont associés au couplage entre le mode TEM<sub>00</sub> et les modes d'ordre supérieur en raison de la rugosité de surface. En effet, une fraction des photons du mode TEM<sub>00</sub> est diffusée vers des modes d'ordres supérieurs. En raison de l'évolution différente de la phase de Gouy pour tous les modes de la cavité, il arrive qu'un mode d'ordre supérieur soit résonant à la même longueur que le mode fondamental. Le mode propre de la cavité est alors une superposition cohérente du mode fondamental avec un mode d'ordre élevé, de taille caractéristique plus importante que le fondamental seul, ce qui augmente les pertes géométriques. Les longueurs  $L_d$  auxquelles apparaissent ces pics correspondent à des croisements de mode, en bon accord avec les prévisions théoriques compte tenu des rayons de courbures des miroirs employés. Chaque groupe de pics de pertes correspond ainsi aux modes d'une même famille de modes TEM<sub>mn</sub> avec  $m + n = \text{cte}$ . Dans le cas d'une cavité avec un miroir parfaitement sphérique, on obtiendrait un seul pic par famille, mais l'astigmatisme des miroirs employés lève la dégénérescence entre ces modes. L'attribution de chaque pic à un mode d'ordre élevé est confirmée par l'observation du mode transmis par la cavité comme le montre la figure 7.7.

### 7.2.1 Mesure du rayon de courbure

Les formules analytiques données dans le chapitre 2 permettent de calculer les longueurs de cavité qui donnent un croisement de mode uniquement pour les modes tels que  $m$  ou  $n$  est nul. On a ainsi

$$L_d(m, n = 0) = R_{\min} \sin^2\left(\frac{\pi}{m}\right); \quad (7.2.1)$$

$$L_d(m = 0, n) = R_{\max} \sin^2\left(\frac{\pi}{n}\right). \quad (7.2.2)$$

Sur la figure 7.8, on observe une dépendance linéaire des longueurs de croisement en fonction de  $\tan\left(\frac{n}{m+n}\right)$ , pour les modes intermédiaires d'une famille donnée. Cette observation permet d'aboutir à la formule empirique pour tous les modes transverses

$$L_d = \sin^2\left(\frac{\pi}{m+n}\right) \left[ R_{\min} + \frac{2}{\pi} (R_{\max} - R_{\min}) \tan\left(\frac{n}{m+n}\right) \right]. \quad (7.2.3)$$

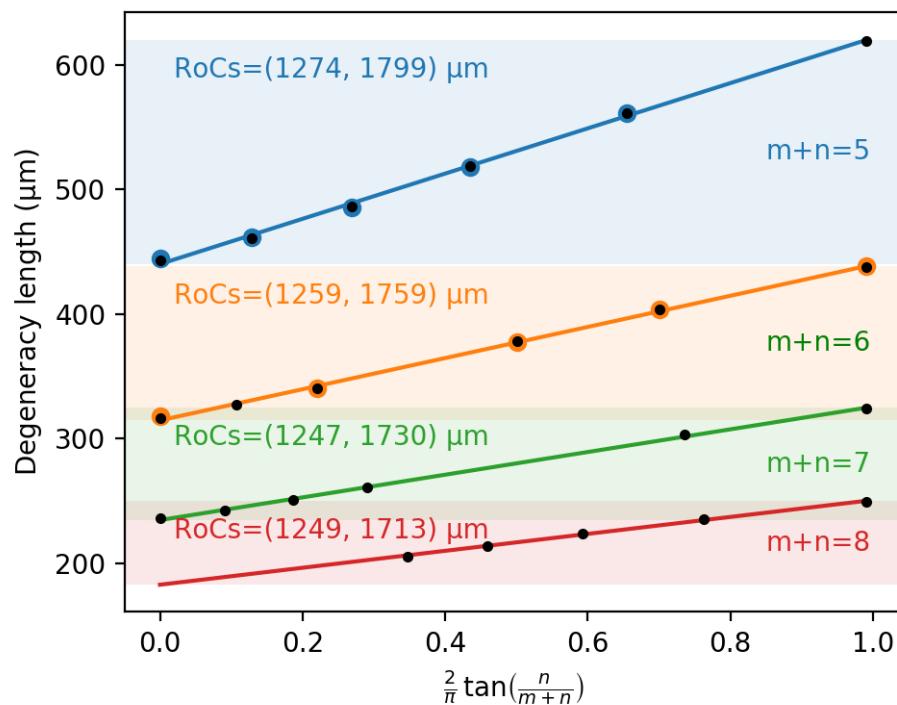


FIGURE 7.8 – Détermination du rayon de courbure du miroir S6-4 en fonction de la longueur à laquelle intervient le croisement pour plusieurs familles de mode. Les points colorés représentent les mesures réalisées. Chaque dégénérescence est associé au bon mode en observant le faisceau transmis par la cavité à l'aide d'un capteur CCD. Les point noirs représentent les valeurs simulées à l'aide du programme OSCAR, et chaque dégénérescence est associée au mode correspondant en observant le profil du champ intracavité. Les droites représentent le modèle de l'équation (7.2.3) avec les valeurs de rayon de courbure extraites de l'ajustement linéaire des points mesurés expérimentalement ou simulés.

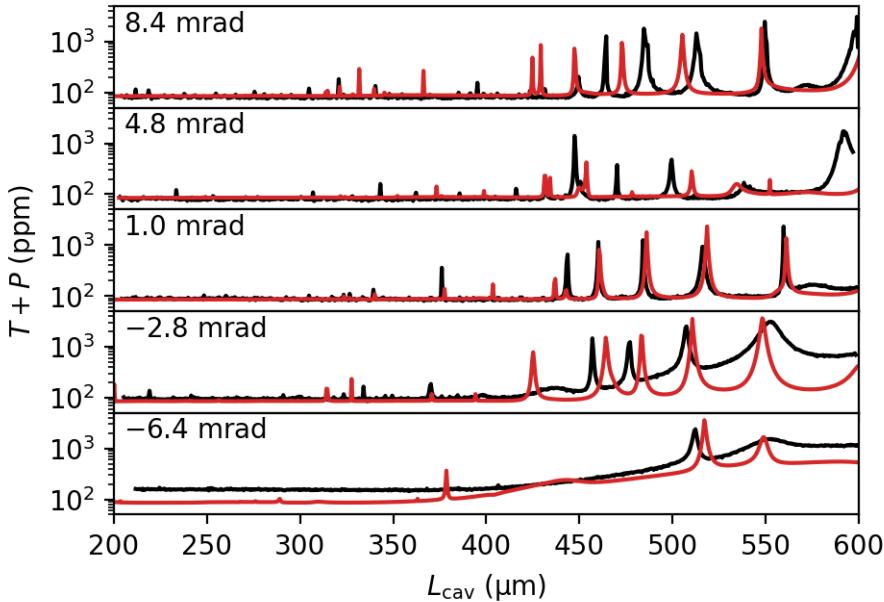


FIGURE 7.9 – Effet d'un léger désalignement des deux miroirs de la cavité se traduisant par un angle résiduel  $\theta$  faible entre les substrats. Les courbes expérimentales sont tracées en noir et la simulation correspondante en rouge. L'angle entre les deux miroir au moment de la mesure est indiqué en haut à gauche de chaque courbe.

L'ajustement des longueurs de croisement mesurées permet de déterminer les rayons de courbure du miroir utilisé. Les valeurs correspondantes sont une fois de plus en bon accord avec les valeurs déterminées lors de l'analyse du profil de la surface de l'échantillon.

### 7.2.2 Simulations

L'évolution des pertes en fonction de la longueur d'une cavité a aussi pu être simulé en utilisant le programme OSCAR développé au LMA par Jérôme Degallaix [Deg08, BDFF14]. C'est un code de transformée de Fourier rapide (FFT) basé sur Matlab permettant de calculer les modes propres d'une cavité Fabry-Perot. Le code permet de renseigner un profil de miroir totalement arbitraire. Ainsi le profil de la surface d'un échantillon  $\mu$ RoC (S6-4) a été mesuré précisément de façon à utiliser la micro-map obtenue comme base pour les simulations. Le code permet de calculer le mode circulant dans la cavité obtenue avec un autre miroir plan et d'en déduire ses pertes. Pour le pas de mesure, la simulation n'est pas limitée à des longueurs multiples de demi-longueur d'onde comme c'est le cas en raison de la condition de résonance d'une cavité.

La simulation permet de contrôler certains paramètres plus finement que ce qui est autorisé dans le montage expérimental. En particulier, l'angle entre les deux substrats est difficilement mesurable en pratique mais est bien défini dans la simulation. Un angle entre les substrats résulte en un changement de la position du mode de la cavité

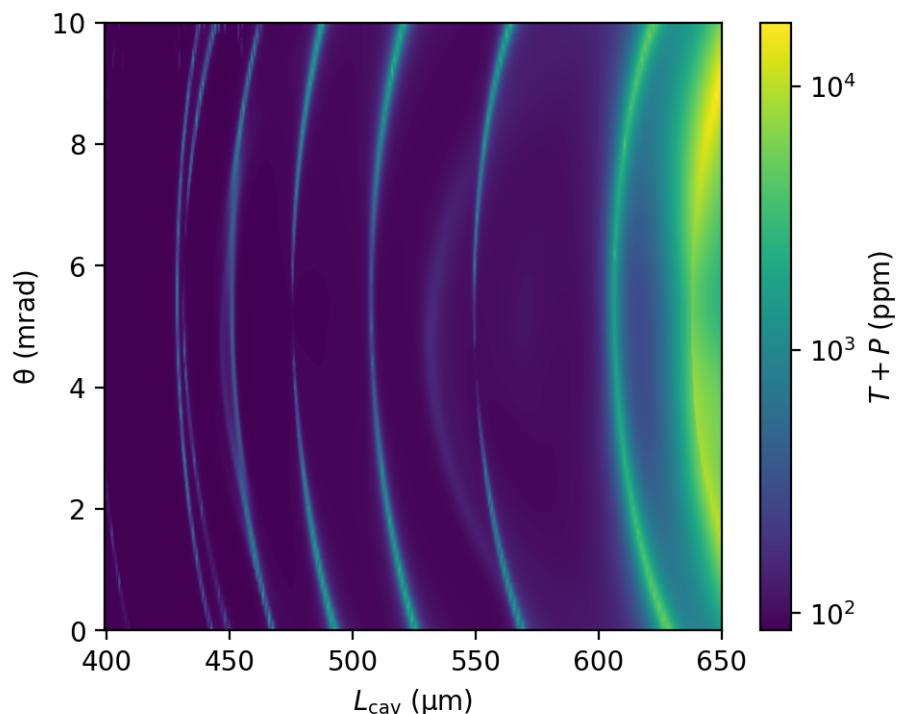


FIGURE 7.10 – Effet de la présence d'un petit angle entre les deux miroirs, simulé pour un grand nombre d'angles différents. On observe que la position des pics de pertes associés aux croisements de modes se trouve modifiée par le changement du rayon de courbure effectif local du  $\mu$ RoC. La modification de l'angle entre les deux miroirs provoque en effet un déplacement du faisceau sur le  $\mu$ RoC qui n'est pas parfaitement sphérique.

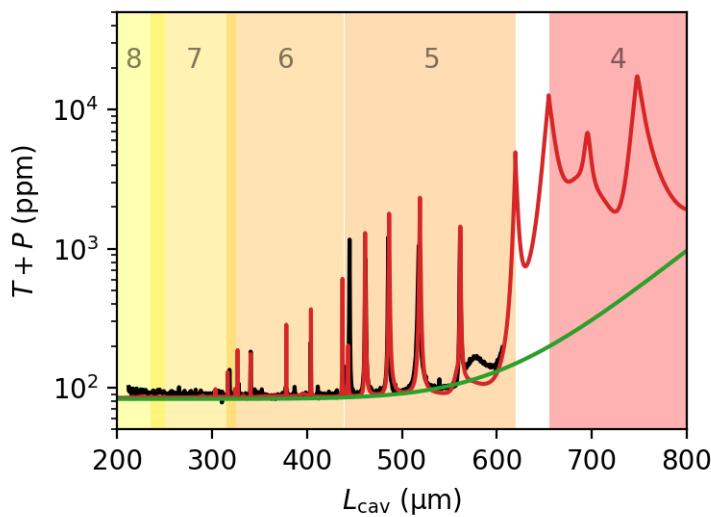


FIGURE 7.11 – Évolution des pertes de la cavité S6-4/QT2 en fonction de sa longueur. La courbe simulée (en rouge) reproduit bien les données mesurées expérimentalement (en noir) une fois que l'angle entre les deux miroirs a pu être évalué. La courbe verte rappelle le niveau de pertes attendu en prenant en compte l'absorption, la transmission, la diffusion et les pertes géométriques associées à un miroir de 90  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les domaines colorés indiquent les longueurs de dégénérescence attendues pour les familles de modes  $\text{TEM}_{mn}$  pour  $m + n = 4, 5, 6, 7$  et  $8$  compte tenu des rayons de courbures du miroir concave.

sur le miroir concave. Compte tenu de la forme non sphérique des miroirs utilisés (en particulier de ceux issus de la méthode utilisant un tir simple pour la photoablation, comme c'est le cas du substrat S6-4), ce déplacement a pour effet de changer le rayon de courbure du miroir vu par le mode. Ainsi, la position des différents croisements se trouve modifiée, comme on le voit sur les figures 7.9 et 7.10.

Pour cette raison, il est difficile de trouver le bon jeu de paramètres à utiliser pour la simulation afin de reproduire les mesures expérimentales. Pour cela, les simulations ont été effectuées sur une grille d'angles en faisant varier systématiquement l'angle selon les deux directions. On a ainsi pu obtenir 121 courbes simulées associées à un couple d'angle entre (-2,0) et (8,10) mrad. Il suffit ensuite de trouver quelle courbe simulée reproduit le mieux la courbe mesurée. Pour cela, chaque courbe est dérivée numériquement ce qui permet de trouver plus efficacement la position de chaque pic. On compare ensuite numériquement la position des pics simulés et celle des pics mesurés, ce qui limite le nombre de couple à comparer à la main. On peut ainsi obtenir les paramètres qui permettent de reproduire au mieux la courbe mesurée comme le montre la figure 7.11.

### 7.3 Recouvrement de la finesse au niveau d'une dégénérescence de modes

Pour évaluer notre compréhension de la dépendance géométrique de la finesse, on cherche à évaluer l'effet de la présence d'un obstacle augmentant artificiellement les pertes géométriques de certains modes dans la cavité sur les pertes, en particulier au niveau d'un croisement de modes donné. Pour cela, on utilise une lame de rasoir (dont le tranchant permet d'obtenir un demi plan très net) qui est introduite dans la cavité. Sa position est contrôlée précisément à l'aide d'une translation micrométrique. Pour différentes distances de la lame par rapport à l'axe de la cavité, la longueur de la cavité est modifiée pour mesurer ses pertes à différentes longueurs comme précédemment. On obtient ainsi les courbes représentées sur la figure 7.12. L'utilisation d'un diaphragme serait évidemment plus adaptée mais la difficulté d'insérer un diaphragme tout en conservant l'accès à des cavités très courtes nous a conduis à utiliser une lame de rasoir

La distance de la lame par rapport à l'axe de la cavité est donnée en valeur relative par le déplacement de la lame effectué à l'aide de la translation micrométrique. La position absolue est déterminée d'après les mesures de pertes à une longueur ne présentant pas de croisement de modes. En effet dans ce cas, les pertes correspondent simplement à la partie du faisceau gaussien du mode  $\text{TEM}_{00}$  cachée par un demi-plan modélisant la lame. Cette mesure permet de reconstruire l'allure du mode intracavité et donc de localiser la position de la lame par rapport à l'axe central de la cavité.

En particulier, on peut s'intéresser au croisement avec le mode  $\text{TEM}_{50}$  et mesurer l'évolution des pertes du fondamental en fonction de la position de la lame de rasoir à la longueur où le pic de perte est le plus grand pour obtenir la figure 7.13. On remarque qu'il est alors possible de trouver une position de la lame qui minimise les pertes associées au croisement. Ici, une amélioration par un facteur 10 a été mesurée avant que la lame ne vienne couper le  $\text{TEM}_{00}$ . Ainsi, en dégradant la finesse du mode

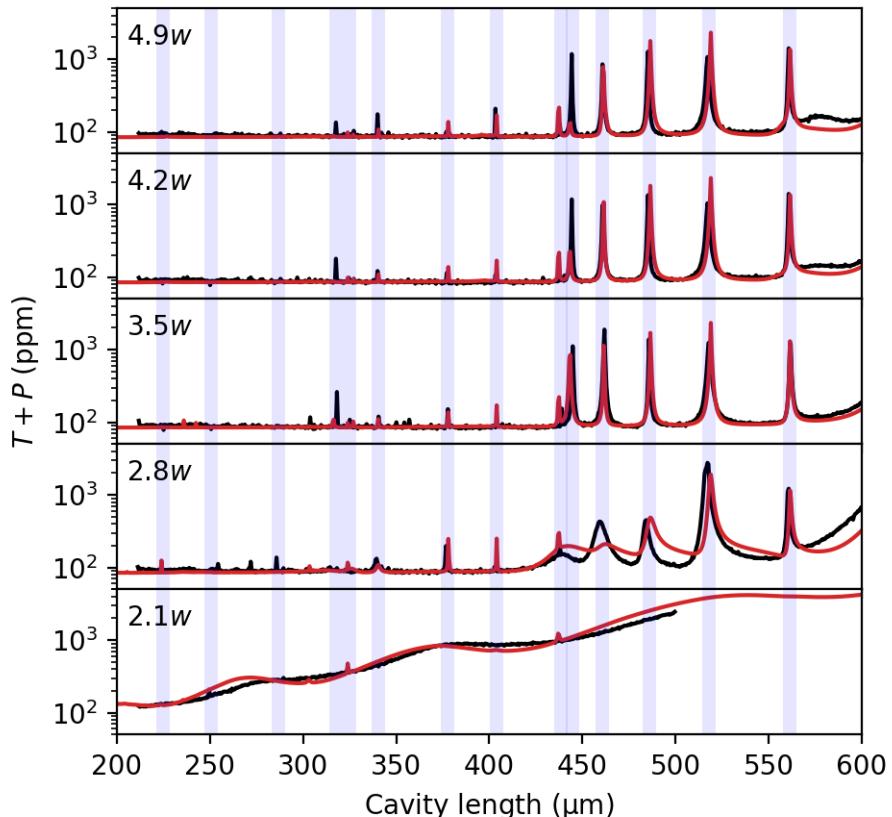


FIGURE 7.12 – Évolution des pertes en fonction de la position d'une lame de rasoir insérée dans la cavité (rappelée en haut à gauche de chaque courbe par rapport au rayon  $w$  du faisceau de la cavité au niveau de la lame). La courbe noire représente les données expérimentales et la courbe rouge donne les résultats de la simulation avec le programme OSCAR. Les bandes bleues permettent de suivre l'évolution d'un pic de perte associé à une dégénérescence en fonction des différentes positions de la lame. On voit par exemple très bien l'effet de recouvrement de finesse pour la quatrième dégénérescence située à une longueur de  $320 \mu\text{m}$  (mode  $\text{TEM}_{24}$ ), ou encore pour la dixième située à une longueur de  $445 \mu\text{m}$  (mode  $\text{TEM}_{50}$ ).

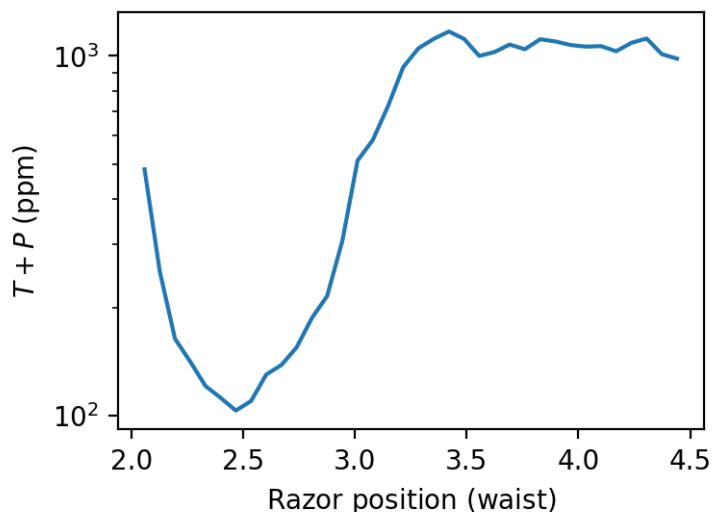


FIGURE 7.13 – Évolution des pertes du mode  $\text{TEM}_{00}$  associées au croisement avec le mode  $\text{TEM}_{50}$ . La taille du mode fondamental de la cavité a été mesurée au niveau de la lame de rasoir pour donner  $w = 14 \mu\text{m}$ . Quand la lame de rasoir est loin de l'axe de la cavité ( $d > 3,5w$ ), aucun des deux modes n'est affecté, mais la taille finie du  $\mu\text{RoC}$  provoque un excès de pertes ( $T + P \approx 10^3 \text{ ppm}$ ). Ensuite, les pertes augmentent légèrement avant que la finesse s'améliore (jusqu'à  $d \approx 2,5w$ ). Les pertes augmentent à nouveau quand on rapproche la lame de l'axe de la cavité car le  $\text{TEM}_{00}$  est coupé par la lame. Au point optimal, on obtient ainsi un excès de pertes de quelques dizaines de ppm seulement par rapport aux pertes de la cavité loin de toute dégénérescence.

croisant le fondamental, on diminue la contribution du mode d'ordre élevé au mode intracavité, qui se rapproche alors davantage du mode fondamental.

Plus l'ordre du mode est élevé, plus sa taille caractéristique est grande par rapport au mode fondamental et plus cette méthode est efficace. On peut constater l'importance de la différence de taille entre le mode d'ordre élevé et le TEM<sub>00</sub> en comparant le recouvrement de la finesse pour la dégénérescence associée au TEM<sub>50</sub> et pour celle associée au mode TEM<sub>05</sub> :

- **TEM<sub>50</sub>** : ce mode est beaucoup plus large que le TEM<sub>00</sub> dans la direction qui est coupée par la lame, le recouvrement de finesse est efficace ;
- **TEM<sub>05</sub>** : ce mode a une taille comparable au TEM<sub>00</sub> dans la direction qui est coupée par la lame, le recouvrement de finesse est quasi nul.

Si l'on change l'axe coupé par la lame, les deux situations seront inversées. Pour obtenir un recouvrement de la finesse pour toutes les dégénérescences, il est indispensable d'utiliser un diaphragme (comme c'est le cas pour la simulation de la figure 7.14), ou encore deux lames de rasoir orthogonales qui couperont les deux axes perpendiculaires à l'axe de la cavité. De plus, plus l'ordre du mode est élevé, plus sa fréquence de résonance s'éloigne rapidement du fondamental à proximité du croisement. Ainsi, à courte longueur pour les modes d'ordres élevés, les pics de pertes sont très fins, si bien qu'ils peuvent plus facilement être évités. Cependant, la densité de modes croisant le fondamental est aussi beaucoup plus élevée, ce qui peut expliquer l'augmentation des pertes systématiquement observée à courte longueur.

Les résultats observés sur la figure 7.14 et issus d'une simulation avec OSCAR peuvent être ramenés à une cavité avec deux miroirs de tailles finies, comme c'est le cas dans les cavités optomécaniques assemblées au cours de cette thèse. Dans la simulation, on utilise le profil de l'échantillon S6-4 comme miroir concave et un miroir parfaitement plan pour former la cavité. On ajoute numériquement une ouverture circulaire permettant de modéliser un diaphragme devant le miroir concave, ce qui permet ainsi de faire varier le diamètre du coupleur. On distingue ainsi plusieurs cas de figure :

- **le diamètre du miroir est trop faible** : les pertes de la cavité sont dominées par les pertes géométriques. Ce cas correspond à la moitié inférieure de la figure 7.14 ;
- **le diamètre du miroir est très grand devant le TEM<sub>00</sub> mais comparable à certains modes d'ordre supérieur** : on observe alors des pics de pertes qui apparaissent lors des croisements de mode (quart supérieur droit de la figure) ;
- **le diamètre du miroir est très grand devant le TEM<sub>00</sub> mais très petit devant les modes d'ordre supérieur** : les croisements de modes n'ont que très peu d'effet sur les pertes de la cavité. C'est habituellement le cas à faible longueur de cavité où seuls des modes d'ordre très élevés peuvent être résonant à la même longueur que le mode fondamental, et correspond au quart supérieur gauche de la figure. Cette situation correspond au recouvrement de finesse dans le cas optimal ;
- **le diamètre des miroir est très grand devant tous les modes optiques de la cavité** : les croisements de mode ne provoquent pas d'excès de perte. En effet même si le mode hybride est plus large que le TEM<sub>00</sub>, il reste bien plus petit que les miroirs et ne subit pas les pertes géométriques. Ce cas n'est pas

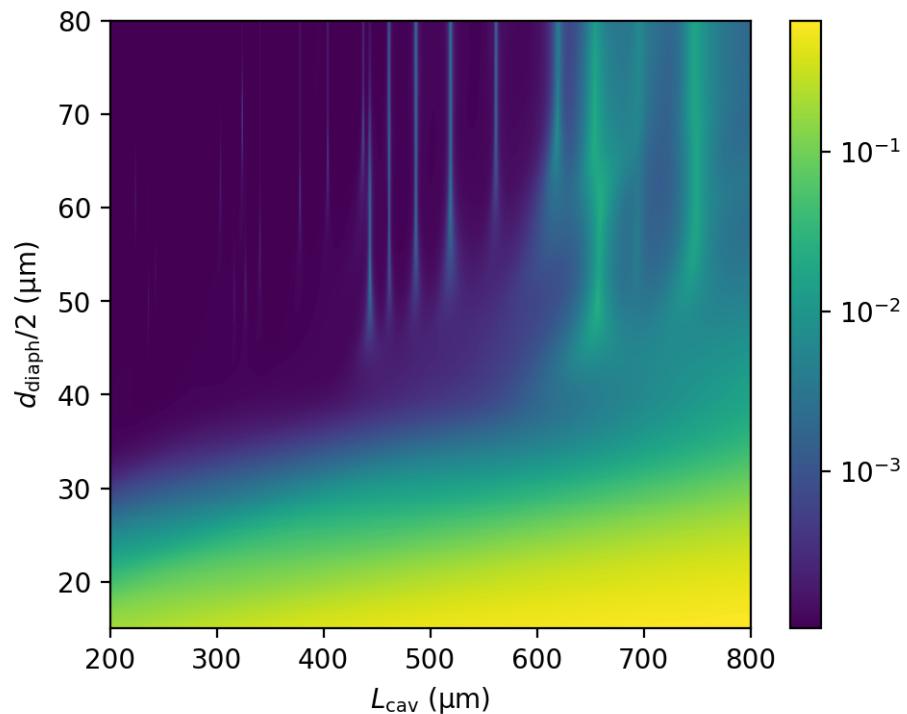


FIGURE 7.14 – Pour simuler différents diamètres de miroir concave, on peut remplacer dans la simulation la lame par une ouverture circulaire de diamètre  $d_{\text{diaph}}$  centrée autour de l'axe de la cavité. De cette façon, l'ensemble des pics est affecté pour certains diamètres d'ouverture. En particulier, on notera que certains croisements ne produisent pas d'excès de perte pour une grande ouverture mais la fermeture progressive de l'ouverture provoque l'apparition d'un pic de perte. En fermant davantage, on observe une amélioration de la finesse avant qu'elle ne soit à nouveau dégradée quand l'ouverture est comparable à la taille du mode fondamental.

représenté sur la figure et n'est pas souvent accessible.

Pour limiter l'effet des croisements de modes, on dispose donc de plusieurs options, en supposant que la taille des miroirs est raisonnable :

- **choisir des miroirs aussi grand que possible** : en plus de faciliter l'alignement en limitant l'effet d'un décalage du miroir par rapport à l'axe de la cavité, ceci limite évidemment les pertes géométriques. Cette solution est souvent impossible à implémenter en raison des autres contraintes sur la taille des échantillons, et il en résulte presque systématiquement un compromis sur la taille du miroir ;
- **choisir des longueurs de cavités faibles** : si la longueur de cavité est faible devant le rayon de courbure du miroir concave les croisements de modes provoquent peu d'excès de pertes et sont très étroits, ce qui les rend faciles à éviter. Si les contraintes de l'expérience empêchent de se placer dans un des deux cas précédents, deux options permettent éventuellement de composer avec les croisements de modes :
  - **introduire davantage de pertes géométriques**, à l'aide d'un diaphragme par exemple, afin de recouvrir la finesse comme cela a été constaté précédemment ;
  - **changer la longueur de la cavité**, de manière à éviter les pics de perte. Dans ce cas il est beaucoup plus aisés de choisir un miroir peu astigmatique (comme c'est le cas avec le miroir S15-20 de la figure 7.6), pour lequel les pics de pertes sont regroupés pour une même famille de modes  $m+n = \text{cte}$ . Il existe alors des plages de longueurs sur lesquels on observe aucun croisement. Par opposition, un miroir astigmatique comme celui de l'échantillon S6-4 (figure 7.11) présente des pics de pertes à toutes les longueurs en levant la dégénérescence entre les différents modes d'une même famille en raison des différents rayons de courbure de la structure.

Les cavités formées avec le micro-pilier étaient très courtes ( $L_{\text{cav}} < 100 \mu\text{m}$ ) et le miroir au sommet de l'échantillon possède un diamètre relativement faible, ce qui explique l'absence de pics de pertes observée dans ces cavités. Avec le micro-disque, des cavités à peine plus longues ( $L_{\text{cav}} \approx 100 \mu\text{m}$ ) et un miroir plus grand ont provoqué l'apparition de faibles pics de pertes. Cependant, la cavité restant très courte, ces croisements ne sont gênants que pour un ordre longitudinal donné, et ses voisins ne sont déjà plus impactés. Pour les cavités formées avec un micro-pilier, les pertes loin des croisements de mode s'élèvent à environ 35 ppm, alors qu'avec le micro-disque, les pertes sont plutôt de l'ordre de 25 ppm. La différence est expliquée par la taille plus importante du miroir sur le micro-disque.

# Chapitre 8

## Conclusion

Après un rappel des éléments importants abordés au cours des différents chapitres de cette thèse et un résumé des résultats obtenus, les perspectives envisagées pour l'expérience sont proposées.

### 8.1 Résumé du manuscrit

Le chapitre 2 a posé le cadre théorique et rappelle les principaux concepts nécessaires à la compréhension des phénomènes observés. Dans la section 2.1, on a rappelé les fondamentaux de l'optique gaussienne qui permettent de bien décrire les faisceaux laser à la base de toute les expériences réalisées. Différentes méthodes de **mesures interférométriques de petits déplacements** sont détaillées, ainsi que l'utilisation de **cavités Fabry-Perot** pour l'amélioration de la sensibilité des mesures. Pour comprendre les mécanismes responsables des pertes optiques dans ces cavités, on a étudié les **croisements de modes** pouvant causer une importante dégradation de la finesse à certaines longueurs. Pour décrire les résonateurs mécaniques utilisés, on s'est restreint dans la section 2.2, sans perte de généralité, à l'étude de **l'oscillateur harmonique** à une dimension dans le cas classique, puis quantique. Le couplage optomécanique a ensuite été décrit dans la section 2.3 pour expliquer les **limites quantiques des mesures de déplacements** et l'utilisation de la pression de radiation pour le **refroidissement de résonateurs mécaniques**.

Les différents échantillons ont ensuite été présentés dans le chapitre 3. Les propriétés des deux résonateurs macroscopiques utilisés sont présentées dans le cas du **micro-pilier en quartz** et du **micro-disque en silicium**. La microfabrication par **photoablation** de miroirs concaves en silice est ensuite détaillée. Elle a permis d'obtenir les µRoC avec des rayons de courbure de l'ordre de 1 mm utilisés comme coupleurs dans les cavités optiques assemblées. Les différents protocoles de mesure pour les **caractérisations optiques et mécaniques** des échantillons sont présentées dans la section 3.3, avec le développement d'un interféromètre de caractérisation, qui permet l'étude à 4 K des résonateurs et d'un montage pour les mesures de transmission de revêtements haute réflectivité. L'étude de l'**évolution du facteur de qualité mécanique en fonction de la température** a montré là-encore l'effet des croisements de modes sur les pertes mécaniques.

Le chapitre 4 a détaillé le principal montage optique utilisé pour l'injection de deux faisceaux de polarisations orthogonales dans une cavité de haute finesse en cryogénie, et la mesure de petits déplacements au moyen de plusieurs détections : **directe**, **Pound-Drever-Hall**, **homodyne** et **hétérodyne**. Les différents modulateurs utilisés pour le contrôle des faisceaux lumineux ont été présentés, et différentes sources de bruits classiques étudiées afin d'assurer une détection des petits déplacements limitée par le bruit quantique, notamment à travers l'utilisation d'une cavité de filtrage. La fabrication d'une **détection balancée à bas bruit** est aussi détaillée, qui permet des mesures limitée par le bruit quantique pour des puissances optiques inférieures à  $1 \mu\text{W}$  entre  $100 \text{ kHz}$  et  $10 \text{ MHz}$ .

Le développement et l'utilisation d'un assemblage mécanique qui a permis d'assembler des **cavités optomécaniques de haute finesse et offrant une grande stabilité dans un environnement cryogénique** ont été abordés dans le chapitre 5. Diverses méthodes pour faciliter l'alignement, améliorer la stabilité jusqu'à des températures cryogéniques et qui permettent l'asservissement de microcavités ont été présentées à travers le développement d'un **protocole d'alignement**, **l'utilisation d'espaces en Kapton** et **l'utilisation d'actuateurs adaptés**. On a ainsi pu obtenir de manière reproductible des cavités remarquablement stables, constituées de deux miroirs d'environ  $100 \mu\text{m}$  de diamètre et qui présentent des pertes optiques de l'ordre de 25 ppm seulement. Plusieurs méthodes pour le **nettoyage de revêtements à haute réflexivité** ont aussi été proposées dans la section 5.5, qui ont permis de restaurer l'état initial de surfaces contaminées.

Le chapitre 6 a présenté les résultats obtenus lors du **refroidissement par rétroaction en utilisant la pression de radiation** de deux résonateurs macroscopiques. Après une caractérisation très soigneuse des propriétés du système optomécanique utilisé, on a ainsi pu obtenir une température effective de  $1 \text{ mK}$  pour le mode de compression à  $3,6 \text{ MHz}$  du micro-pilier correspondant à un niveau d'occupation moyen de **5,3 phonons**, limité par le bruit shot. Un premier pas vers l'observation d'effets quantiques sur des objets de masse supérieure à la masse de Planck a aussi été réalisé grâce à l'**asymétrie des bandes latérales mécaniques** mesurée avec une détection hétérodyne. Le refroidissement du micro-disque a permis d'atteindre une température effective pour le mode balancé à  $280 \text{ kHz}$  de  $700 \mu\text{K}$ , qui correspond à un niveau d'occupation moyen de **55 phonons**, limité par le bruit de position du coupleur. Ces résultats sont associés aux températures les plus basses mesurées sur des échantillons aussi macroscopiques, avec des masses effectives de  $33,5 \mu\text{g}$  et  $112 \mu\text{g}$ , plus de trois ordres de grandeur au-dessus des autres expériences de refroidissement vers l'état fondamental.

L'effet des **croisements de modes optiques** responsables de pics de pertes dans les cavités Fabry-Perot a été étudié dans le chapitre 7. L'hybridation du mode fondamental de la cavité avec des modes d'ordres élevés, résonnantes à des fréquences proches du  $\text{TEM}_{00}$  pour certaines longueurs de cavité en raison de l'évolution différente de la phase de Gouy, offre ainsi un nouveau canal pour les pertes géométriques. L'utilisation d'une lame de rasoir, ou plus généralement d'un diaphragme pour augmenter artificiellement les pertes des modes d'ordres supérieurs, a aussi permis le **recouvrement de la finesse** pour les longueurs affectées par des croisements de mode. Les conclusions de cette étude peuvent s'avérer particulièrement utiles lors de l'implémentation de cavités Fabry-Perot à faible pertes.

## 8.2 Bilan de la thèse et perspectives

Les objectifs de cette thèse étaient initialement doubles : approcher l'état quantique fondamental d'un résonateur mécanique macroscopique, mais aussi mettre en évidence les limites quantiques (bruit quantique de phase et bruit quantique de pression de radiation) dans les mesures interférométriques de position. De ces deux objectifs, seul le premier a été approché, mais pas pleinement atteint.

Nous avons en effet été extrêmement contraints par la très faible puissance lumineuse que nous pouvions envoyer dans la cavité. Le premier problème rencontré a été sans surprise le chauffage lié à l'absorption de la lumière par le résonateur, chauffé en son centre et qui ne peut donc pas se thermaliser à la température de base du cryostat. Ces phénomènes sont gênants à plusieurs titres : ils augmentent bien sûr la température du résonateur, mais dégradent aussi en conséquence son facteur de qualité mécanique (qui varie très rapidement avec la température autour de 1 K), diminuant alors l'efficacité intrinsèque du refroidissement, mais aussi augmentant les différents planchers de bruit (bruit de la détection, bruit thermique du coupleur d'entrée...), qui limitent in fine la température minimale atteinte. Le problème principal a néanmoins été l'apparition d'instabilités optomécaniques par effet photothermique. Ce sont ces phénomènes, décrits en détail dans la thèse de Leonhard Neuhaus [Neu16a], qui limitent la puissance admissible à quelques microwatts : au-delà, la cavité part en oscillation sur plusieurs largeurs de résonance optique et les signaux détectés sont fortement moyennés et difficiles à interpréter.

Pour les micro-piliers, le problème était encore exacerbé par la fine membrane de suspension, qui limitait fortement l'évacuation de la chaleur et la thermalisation du résonateur, et par les nombreux modes mécaniques à basse fréquence susceptibles de partir en oscillation. Cela nous a convaincus d'utiliser les micro-disques, qui ont des caractéristiques assez semblables, à l'exception de fréquences de résonance dix fois plus faibles. Ce point explique d'ailleurs que, toutes choses égales par ailleurs, le nombre minimum de phonons atteint soit un ordre de grandeur plus élevé avec les micro-disques.

A court terme, une nouvelle campagne de mesures, avec la même géométrie mais avec un montage optique encore plus optimisé pour détecter des signaux autour de 300 kHz, et utilisant plusieurs échantillons de micro-disques (certains peut-être avec de meilleurs facteurs de qualité mécanique), nous laisse espérer de nous rapprocher encore de l'état quantique fondamental. A moyen terme, nous tablons également sur l'utilisation des miroirs d'entrée à cristal phononique (dont le design devra néanmoins être adapté à la nouvelle gamme de fréquences) pour atteindre un nombre de phonons de l'ordre de l'unité et observer l'asymétrie des bandes latérales.

Pour atteindre le second objectif et observer les différents bruits quantiques qui limitent la sensibilité des mesures de position avec les résonateurs actuels, il est indispensable d'augmenter significativement la puissance incidente, jusqu'à environ 1 mW. Pour cette expérience, pour laquelle le caractère *macroscopique* du miroir mobile est secondaire, nous comptons nous tourner vers un nouveau type de résonateur mécanique : une membrane diélectrique très fine en SiN visible sur la figure 8.1, qui est déjà fabriquée et utilisée dans d'autres expériences du groupe et présente des caractéristiques extrêmement favorables :  $m_{\text{eff}} \approx 10 \text{ ng}$ ,  $\Omega_m \approx 2\pi \times 2 \text{ MHz}$  et  $Q_m \approx 2 \times 10^6$  à

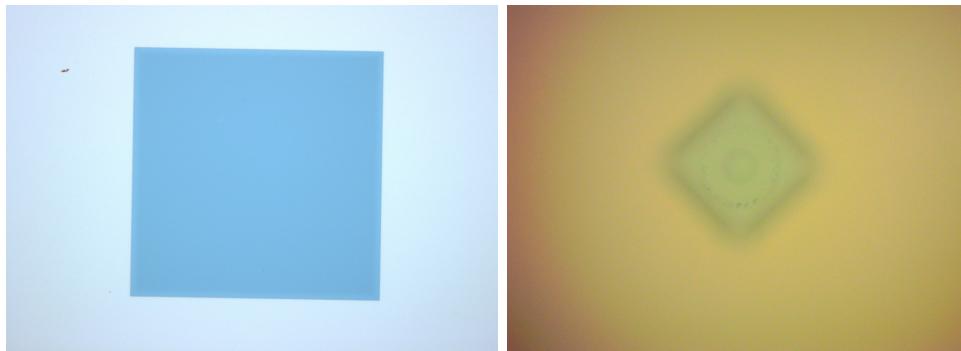


FIGURE 8.1 – Membrane en nitrure de silicium SiN observée au microscope optique. L'image de gauche représente la membrane libérée (en bleu sombre) de  $300\text{ }\mu\text{m}$  de côté, avec une partie du reste du substrat en silicium (carré de  $10\text{ mm}$  de côté). La fabrication démarre avec un substrat de silicium recouvert d'une membrane précontrainte de nitrure de silicium et après application d'un masque, une gravure KOH permet de libérer une partie de la membrane qui fait alors office de résonateur mécanique. L'image de droite montre une membrane collée sur un échantillon  $\mu\text{RoC}$ , reconnaissable grâce à sa corolle. A terme une cavité avec une membrane *in the middle* sera formée avec deux  $\mu\text{RoC}$  et la membrane entre eux.

basse température. L'utilisation d'une telle membrane permettra à la fois d'augmenter la puissance lumineuse incidente sur la cavité et de diminuer la puissance nécessaire à l'observation du bruit quantique de pression de radiation en raison de sa plus faible masse.

A plus long terme, une fois ces bruits quantiques mis en évidence, l'utilisation d'une source de lumière comprimée (en cours de fabrication au laboratoire) permettra de mettre en évidence des mesures de déplacement sous la LQS.

## **Annexes**



# Annexe A

## Protocole expérimental

Cette section présente plus en détail le protocole de mesure employé pour les mesures effectuées précédemment.

### A.1 Caractérisation

#### A.1.1 Masse effective

Après que la cavité ait été assemblée et alignée dans le cryostat à dilution, celui-ci est fermé en veillant toujours à garder un bon couplage avec la cavité. Avant de démarrer le pompage de l'OVC, il est peut être nécessaire de mesurer précisément la masse effective du résonateur utilisé. Pour cela, on souhaite mesurer le mouvement brownien du résonateur à température ambiante connue. On utilise pour cela le faisceau PDH, avec la cavité asservie à résonance sur le laser pour éviter tout effet de chauffage ou refroidissement par pression de radiation. La cavité est asservie à l'aide du signal d'erreur digital obtenu par une détection synchrone à l'aide du RedPitaya. Les spectres sont mesurés en utilisant le signal de la détection PDH.

A pression ambiante, le facteur de qualité est relativement faible car limité par la friction avec l'air, ce qui permet de limiter la durée d'acquisition des spectres de bruit mécanique. On peut en effet choisir une bande passante pour l'analyseur de spectre de l'ordre de 10 Hz, ce qui conduit à des acquisitions rapides ( $\sim 10$  spectres par seconde). Pour réduire l'incertitude sur la mesure, il convient toutefois de réaliser un grand nombre d'acquisitions.

Pour calibrer les spectres de bruit obtenus en déplacement, on applique à l'aide d'un modulateur de phase préalablement calibré une modulation d'amplitude connue, à proximité de la fréquence mécanique de l'échantillon. On acquiert ainsi plusieurs centaines de spectres proches de la résonance mécanique de l'échantillon contenant également le marqueur de calibration. En ajustant les spectres calibrés à l'aide d'une lorentzienne, on obtient l'aire sous le pic thermique qui permet de déduire la masse effective du résonateur. La température de l'échantillon est déduite de la lecture des valeurs données par les thermomètres situés dans le cryostat. Dans les deux géométries utilisées pour les résonateurs, la masse effective et la masse optique [PHH99] sont confondues car le déplacement est toujours maximal à l'endroit où est placé le miroir et homogène à l'échelle du faisceau laser. Pour s'assurer qu'aucun effet lié à la présence

de notre laser ne puisse introduire un effet systématique dans cette mesure, on répète l'acquisition pour différentes puissances optiques incidentes, typiquement entre 100 nW et 10  $\mu$ W. En vérifiant l'invariance de la masse mesurée on s'assure que les effets liés à la pression de radiation, mais aussi que le chauffage de l'échantillon par absorption sont négligeables.

### A.1.2 Caractérisations optiques de la FPM

Au contraire de la masse, les propriétés optiques (longueur, bande passante, birefringence) de la cavité de mesure sont inévitablement liées à la température car la cavité va se contracter avec le refroidissement du cryostat. Cette caractérisation est donc nécessaire une fois la température de base du cryostat en dilution atteinte.

Étant donné la gamme de déplacement accessible avec les piezo à basse température, il est indispensable d'utiliser un laser accordable pour la mesure de la longueur de la cavité. En balayant la longueur d'onde du laser, on observe les différents modes longitudinaux de la cavité dont l'écart en fréquence donne l'intervalle spectrale libre, ce qui permet de déduire la longueur de la cavité. Cette valeur est remarquablement stable une fois le cryostat en dilution, si bien qu'aucune variation quantifiable n'a été mesurée lors de mesures sur des durées de plus de 10 jours. Cette mesure n'étant pas aussi triviale que les autres puisqu'elle impose d'injecter un autre laser que le Nd:YAG habituel, elle n'est réalisé qu'une fois au début de chaque run. Cette remarque n'est évidemment valable que si le cryostat est resté en dilution tout le temps.

La bande passante est mesurée simplement en appliquant une modulation à l'aide d'un modulateur de phase permettant de calibrer les traces temporelles obtenues au passage d'une résonance. Aucun changement significatif n'a pu être observé pour la bande passante lors de mesures à basse température.

L'écart en fréquence entre les deux modes de polarisation de la cavité est déterminé en deux temps avec les deux méthodes décrites précédemment. Le réglage fin de l'orientation des polarisations incidentes dans la cavité peut alors être réalisé au moyen des deux lames à retard de phase situées avant le cryostat.

Pour avoir une idée du couplage entre le faisceau incident avec le TEM<sub>00</sub> de la cavité, on mesure également la profondeur de la résonance. Toutefois, la connaissance imparfaite de la transmission des coupleurs employés induit inévitablement une grande incertitude sur la valeur obtenue.

### A.1.3 Caractérisation du montage

Pour assurer la reproductibilité des résultats, on pourra à ce stade calibrer les puissances optiques des deux faisceaux utilisés pour les mesures. Cette calibration est réalisée avant chaque mesure car les variations de température de la salle d'expériences à l'échelle d'une journée rendent cette calibration obsolète au bout d'une heure environ.

Il est également utile de vérifier que la fraction de lumière réfléchie par la cavité et détectée sur les photodiodes n'a pas changé depuis la fin du refroidissement du cryostat. Une dégradation importante de ces valeurs peut être le signe de plusieurs effets :

- **formation de glace au niveau de la cavité :** cet effet est habituellement constaté lorsque le cryostat est maintenu à basse température pendant très

- longtemps ( $> 10$  jours). Un cycle thermique en ramenant la cavité au dessus de 90 K a déjà permis de restaurer une bonne efficacité de détection ;
- **détérioration des collages des poteaux maintenant la dernière platine du cryostat**, associée à une dégradation importante et soudaine de l'efficacité de détection et de l'alignement du faisceau incident sur la cavité optique. Ce problème ne peut être confirmé qu'après réchauffage et ouverture du cryostat.

#### A.1.4 Facteur de qualité

Il est particulièrement important d'avoir une bonne connaissance du facteur de qualité intrinsèque à basse température. Étant donnés les facteurs de qualité élevés des échantillons utilisés, associés à des largeurs mécaniques très faibles, la méthode retenue est celle du ringdown en utilisant le protocole hors résonance pour éviter tout effet de rétroaction. Le facteur de qualité est mesuré pour différentes puissances optiques.

### A.2 Refroidissement par rétroaction

Pour les mesures, on utilise les deux faisceaux optique de polarisation orthogonales :

- faisceau PDH pour la thermométrie : il permet une mesure de la température en dehors de la boucle de rétroaction.
- faisceau homodyne : c'est lui qui refroidit le mode mécanique.

Le point de fonctionnement de l'asservissement de la longueur du bras de l'oscillateur local de la détection homodyne doit être ajusté finement de manière à obtenir la meilleure réjection possible du bruit d'intensité. Pour cela on observe l'amplitude d'une modulation d'intensité du faisceau signal de la détection sur un analyseur de spectre. En faisant varier de quelques degrés le point de fonctionnement, on peut trouver la consigne qui aboutit au pic le plus faible. Plusieurs vérifications s'imposent de manière à s'assurer du fonctionnement optimal de l'expérience :

- **mesure du spectre thermique en l'absence de refroidissement** : cela permet d'évaluer la qualité de la thermalisation de l'échantillon pour détecter d'éventuels chauffage dus à des parasites ;
- **vérification de la boucle de rétroaction** : on vérifie notamment qu'aucun amplificateur de la boucle n'est saturé pour éviter tout effet non-linéaire ;

Une fois les paramètres de la boucle de rétroaction ajustés (fonction de transfert, phase), on augmente le gain de la rétroaction en enlevant des atténuateurs présents avant le modulateur d'amplitude et on mesure pour différents gains les spectres de bruits obtenus à l'aide de la détection PDH du faisceau PDH et de la détection homodyne à l'aide du faisceau homodyne.

### A.3 Résumé

On procède donc comme suit en préparation des expériences de refroidissement :

1. montage de la cavité, alignement et fermeture du cryostat ;
2. mesure de la **masse effective** ;
3. pompage du cryostat ;

4. refroidissement, dilution ;
5. **caractérisations optiques** de la cavité ;
6. **caractérisation mécanique** du résonateur ;
7. alignements fins ;
8. calibration des puissances optique du montage optique ;
9. **refroidissement**.

# Annexe B

## Opération des cryostats

### B.1 Cryostat à circulation d'hélium

#### B.1.1 Description générale

Ce cryostat à circulation d'hélium est le modèle ST-500 produit par Janis. Il est initialement conçu pour être utilisé sous un microscope mais sa compacité, sa simplicité et sa rapidité de mise en œuvre en font un outil de choix pour effectuer des tests à basse température. Pour l'adapter à nos montages optiques, une pièce en dural permet de le monter à la verticale sur une table optique. Le volume utile du cryostat est réduit, notamment en ce qui concerne la longueur des montage que l'on peut fixer, mais peut être étendu grâce un jeu de pièces mécanique formant une extension.

Il présente deux accès optiques permettant d'accéder à l'avant et l'arrière de l'échantillon. Le hublot arrière est fixe tandis que le hublot avant est amovible et maintenu par la dépression quand l'OVC est pompée. Un O-ring assure l'étanchéité de l'OVC. Deux connecteurs Jaeger à 8 broches permettent des connexions électriques avec divers composant dans le cryostat. L'un est dédié au contrôleur de température Lakeshore qui permet de :

- mesurer la température du doigt froid du cryostat grâce à une résistance étalonnée ;
- chauffer le doigt froid grâce à un heater-ring.

Ce contrôleur est équiper d'un module PID permettant de stabiliser la température du cryostat. L'autre connecteur est réservé au connexion spécifique du montage placé dans le cryostat.

Deux cannes sortant du cryostat permettent le pompage de l'OVC et la circulation d'hélium. L'hélium est injecté dans le cryostat à l'aide d'une canne de transfert munie d'une vanne pointeau permettant de réguler le flux d'hélium. Le doigt froid du cryostat s'insère dans un filetage d'un pouce de diamètre et les pièces du montage nécessaire aux expériences sont vissées dedans.

#### B.1.2 Protocole de refroidissement

Le constructeur précise que le refroidissement peut être fait avec de l'hélium ou de l'azote. L'azote peut être utilisé lors d'un pré-refroidissement du cryostat mais nécessite

une purge complète du circuit avant d'injecter de l'hélium pour éviter la formation de bouchons. Afin d'éviter ces complications et compte tenu de la faible quantité d'hélium nécessaire à un refroidissement, ce cryostat a toujours été utilisé seulement avec de l'hélium.

Par ailleurs, deux modes de fonctionnement permettent de refroidir le cryostat :

- en « tirant » l'hélium à l'aide d'une pompe primaire à la sortie du cryostat ;
- en « poussant » l'hélium en pressurisant la bouteille.

Le deuxième mode présente l'avantage d'aboutir à un niveau de vibration plus bas au niveau de l'échantillon, mais l'inconvénient de limiter la température à 4,2K car la pression à la sortie du circuit est de 1 bar. La vanne de récupération de la bouteille est alors fermée et la pression augmente jusqu'à environ 1,3 mbar sous l'effet de la chaleur amenée par la canne de transfert. Ce mode n'est utilisable seulement si la canne ne présente pas de fuite. Le premier permet de descendre plus bas (des températures de l'ordre de 2,7K ont été obtenues) mais avec un niveau de vibration plus important. L'utilisation d'un tube rigide coulé dans un bloc massif de béton permet toutefois d'atténuer grandement ces vibrations. La vanne de récupération de la bouteille est alors ouverte en permanence. Seul le deuxième mode a été fréquemment utilisé au cours de cette thèse et est donc détaillé ici.

1. On commence par insérer le montage dans le cryostat dont le hublot avant a été enlevé. Pour cette opération il est plus pratique de placer le cryostat à l'horizontale. Si de nouvelle connexion électriques sont nécessaires, on enlèvera le connecteur pour avoir accès aux broches internes. Les connexions sont réalisées avec des fils émaillés en manganin de faible diamètre et de longueur importante pour limiter le chauffage du doigt froid par conduction. Les fils sont alors enroulés dans le cryostat et fixés avec des parties froides pour les thermaliser.
2. Un écran doré permet de limiter le chauffage de l'échantillon par rayonnement et doit être installé en vue d'obtenir les température les plus basse possible. Il est vissé dans le cryostat à l'aide de trois vis.
3. Le cryostat peut être remis à la verticale et vissé sur la table optique en s'aidant des butées pour assurer une bonne reproductibilité du positionnement. Les tombacs nécessaires au pompage de l'OVC sont ensuite installé. Avant l'OVC, on placera une jauge de pression et une vanne de manière à pouvoir isoler l'OVC du banc de pompage.
4. Une fois les alignements optiques nécessaires réalisés, l'OVC peut être fermée. Pour cela, le joint est tout d'abord soigneusement nettoyé à l'isopropanol, ainsi que la rainure dans laquelle il s'insère et l'arrière du hublot qui viendra le compresser. Le joint est ensuite légèrement graissé avec de la graisse à vide puis réinséré dans sa rainure. Le hublot est ensuite plaqué contre le joint et maintenu avant le pompage de l'OVC.
5. Pour le pompage, on utilisera d'abord une pompe primaire. Le vide doit être réalisé lentement de façon à éviter les turbulences dans l'OVC qui pourraient contaminer les échantillons. On ouvre pour cela lentement la vanne avant l'OVC et on s'assurera d'atteindre une pression de l'ordre de 1 mbar au bout d'une demi-heure environ. En dessous de 1 mbar et une fois la vanne complètement ouverte, la pompe turbomoléculaire peut être allumée. Un test de fuite peut être

effectué pour vérifier l'étanchéité de l'OVC, sans toutefois que ce soit systématiquement nécessaire.

6. Pour un bon fonctionnement, le constructeur précise que la pression de l'OVC doit être inférieure à  $10^{-4}$  mbar avant le début du refroidissement. Cette pression est généralement atteinte au bout dans les 24 h. Si le cryostat est resté longtemps ouvert, un pompage plus long peut être nécessaire. Pour accélérer le pompage dans ce cas, on peut éventuellement étuver l'enceinte avec des résistances chauffantes souples.
7. La canne de transfert peut alors être insérer dans le cryostat. La sortie du circuit d'hélium est raccordée à une pompe primaire et équipé d'une jauge bourdon. Un vide primaire est réalisé dans tout le circuit d'hélium en conservant la vanne pointeau fermée. Pour vérifier qu'il n'y a pas d'obstacle qui pourraient boucher la canne ou les capillaires du cryostat, on pourra ouvrir la vanne pointeau et contrôler qu'un flux d'air passe dans tout le circuit en vérifiant par exemple que la pression augmente bien à la sortie du montage. Le débit à travers ce circuit est faible et une augmentation de pression à la sortie sera lente mais visible.
8. Pour le refroidissement une bouteille de 60 L d'hélium est nécessaire. Afin d'éviter de tordre la canne de transfert en l'insérant dans la bouteille, elle peut être placée directement par-terre, sans ces roulettes. De cette manière le goulot de la bouteille se retrouve abaissé d'une dizaine de centimètres. On insert la canne de transfert d'environ 20 cm dans la bouteille. La vanne pointeau est alors ouverte complètement pour purger toute la ligne d'hélium avec le gaz. La sortie de la pompe primaire est alors raccordée au réseau de récupération d'hélium. La canne peut alors être abaissée dans la bouteille progressivement jusqu'à tremper largement dans l'hélium liquide. On note alors une augmentation soudaine de la pression dans la bouteille. On évitera de descendre complètement la canne de façon à éviter d'aspirer d'éventuelles impuretés présentes au fond de la bouteille.
9. Pour suivre l'évolution de la température, il peut être utile de la tracer en fonction du temps. Si aucune variation de la température n'est visible au début du transfert, elle devrait commencer à descendre rapidement au bout d'une dizaine de minutes au maximum. On note aussi à ce moment une augmentation de la pression avant la pompe. La température de base du cryostat est habituellement atteinte 10 à 15 minutes après le début de la baisse de température. On observera alors la formation de glace sur les tubes en sortie du cryostat. Un refroidissement anormalement long peut être signe d'un bouchon dans le réseau d'hélium et le cryostat doit alors être ramené à température ambiante avant d'effectuer un nouveau transfert.
10. Une fois la température de base atteinte, il est possible bien que ne soit pas forcément nécessaire d'éteindre la pompe primaire en ayant pris soin de fermer la vanne avant l'OVC. Il est alors possible de fermer progressivement la vanne pointeau. En limitant le flux entrant d'hélium, la pression en sortie peut être abaissé et on peut ainsi descendre en dessous de 4,2 K. C'est aussi le mode de fonctionnement le plus économique du cryostat. La consommation d'hélium de ce cryostat est très faible principalement en raison du faible volume à refroidir. Ainsi, pour un refroidissement suivi d'un maintien à basse température pendant

environ une heure nécessite environ 5 L d'hélium liquide.

11. Pour réchauffer le cryostat, il suffit de fermer complètement la vanne pointeau en laissant la pompe primaire allumée. La canne de transfert peut alors être retirée de la bouteille et la récupération débranchée de la sortie de la pompe primaire. On observe alors une augmentation immédiate de la température. On peut laisser le cryostat se réchauffer lentement (environ 48 h pour atteindre 300 K) ou profiter du module PID pour obtenir un chauffage plus important et ainsi pouvoir refaire un cycle plus rapidement. Les réglages suivant du PID donne un chauffage rapide sans excéder trop 300 K :
  - température de consigne : 300 K ;
  - P = 80 ;
  - I = 10 ;
  - D = 0 ;
  - Heater range : HIGH.
 La température est alors stabilisée au niveau du thermomètre mais peut être plus basse dans certaines partie du cryostat. On attendra alors que la puissance de chauffage soit inférieure à 5 % pour considérer que le cryostat est à température ambiante.
12. Une fois à température ambiante, il est possible d'enlever la canne de transfert et de casser le vide dans l'OVC. La pompe turbo est alors éteinte puis, une fois qu'elle est complètement arrêtée, la pompe primaire aussi. Pour cela et pour les même raisons que pendant le pompage, on utilisera de l'azote pour remettre l'OVC à pression ambiante, toujours en étalant la remontée sur plusieurs dizaines de minutes. On veillera à maintenir le hublot d'entrée du cryostat qui risque de tomber une fois l'équilibre des pression atteint. Le cryostat est alors prêt pour un nouveau cycle.

En commençant le pompage le matin, de bonne heure, il est habituellement possible de faire un refroidissement dans l'après-midi et ainsi de réchauffer le cryostat pendant la nuit. On peut ainsi par exemple tester un échantillon par jour dans de bonnes conditions.

## B.2 Cryostat à dilution horizontal

### B.2.1 Description générale

A la différence d'un cryostat à circulation d'hélium 4 ( $^4\text{He}$ ), un cryostat à dilution permet d'atteindre des températures plus basses, de l'ordre de 10 mK, à l'aide d'un mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . A basse température ( $< 870 \text{ mK}$ ), le mélange forme deux phases, une phase concentrée riche en  $^3\text{He}$  et une phase diluée pauvre en  $^3\text{He}$ . La dilution de l' $^3\text{He}$ , c'est à dire son passage de la phase concentrée à la phase diluée, est endothermique et fournie la puissance de refroidissement. Pour forcer cette dilution, la pression au dessus de la phase diluée est maintenue en dessous de 0,1 mbar par une pompe turboturbomoléculaire. La pression partielle de l' $^3\text{He}$  est beaucoup plus importante que celle de l' $^4\text{He}$  ce qui permet d'extraire l' $^3\text{He}$  de la phase diluée. Pour maintenir l'équilibre,

une partie de l'<sup>3</sup>He de la phase concentrée migre vers la phase diluée, prélevant de la chaleur à l'environnement.

Le cryostat à dilution utilisé au cours de cette thèse est un cryostat horizontal fabriqué par Cryoconcept. Il a été choisi plutôt qu'un modèle vertical plus traditionnel pour faciliter l'injection d'un faisceau lumineux dans la cavité. De plus l'axe du cryostat est le même que celui de la cavité ce qui limite les vibrations et déformations le long de l'axe optique. Il est constitué de plusieurs étages, de plus en plus froid, chacun équipé d'un écran jouant le rôle de bouclier thermique qui assure une température aussi basse que possible au niveau de la boîte mélange. Il possède un réservoir d'<sup>4</sup>He qui lui assure une autonomie de près de 24 h. Il possède un accès optique avant qui permet d'injecter un faisceau lumineux à travers plusieurs hublots traités avec un revêtement réfléchissant pour les infrarouges lointains et des petites ouvertures de manière à limiter le chauffage du doigt froid par rayonnement. Un deuxième accès optique permet d'accéder à la transmission de la cavité mais celui ci a très peu été utilisé. Plusieurs connecteurs Jaeger assurent le passage des différents câbles nécessaires au fonctionnement du cryostat à l'expérience. Quatre sont nécessaires pour :

- la thermométrie : deux jaeger sont réservés aux thermomètres placés sur les platines 200K, 100K et 4K pour le premier et 1K, DB (double bouilleur) et BM (boîte mélange) pour le deuxième ;
- la mesure du niveau d'<sup>4</sup>He du réservoir ;
- les connexions électriques avec la cavité.

Le cryostat est en outre installé avec un banc qui comporte :

- le réservoir contenant le mélange <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He ;
- un compresseur, une pompe primaire et une pompe turbo pour la circulation du mélange ;
- un compresseur pour les transferts d'<sup>4</sup>He ;
- une pompe primaire et une pompe turbo pour le pompage de l'OVC ;
- un piège à azote et son Dewar.

Un ordinateur est dédié à son fonctionnement.

### B.2.2 Protocole de refroidissement

Ici on suppose que le cryostat est complètement ouvert et qu'une cavité vient d'être alignée convenablement comme décrit dans la section 5.3. Ce mode d'emploi complète celui présenté dans la thèse [Neu16a], la plupart des étapes restant identiques.

#### Vidange du piège à azote

#### Fermeture du cryostat

1. Après avoir effectué et vérifié l'ensemble des connections électriques (thermomètre, cavité), un contrôle visuel de l'état du cryostat permet de limiter les risques de mauvaises surprises une fois le refroidissement entamé. On veillera particulièrement à l'état des soudures au niveau des connecteurs et aux collages des piliers en fibres de verre maintenant le dernier étage du cryostat comme le montre la figure B.1.

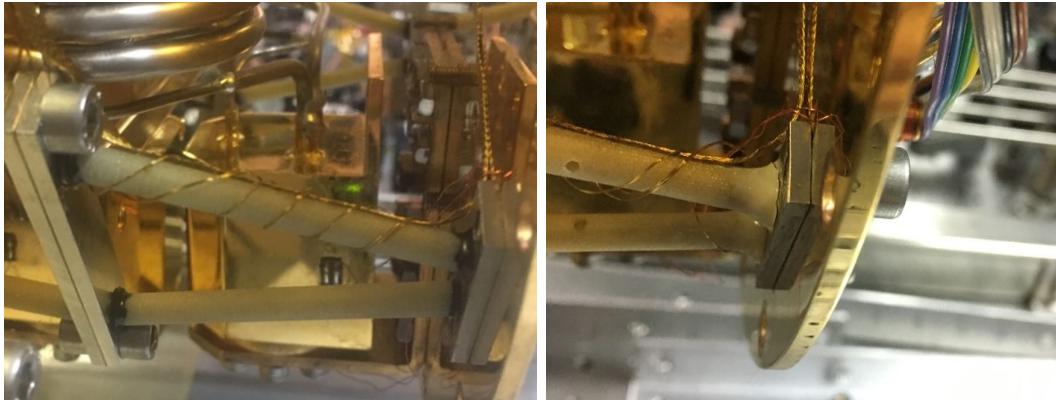


FIGURE B.1 – Collage des piliers en fibre de verre du dernier étage du cryostat à dilution. La photographie de gauche montre les collages cassés avant une réparation et la photo de droite montre un collage endommagé, après la réparation. La situation dans le premier cas nécessitait une réparation urgente dans la mesure ou quasiment tous les piliers étaient décollés.

2. Fermer le cryostat en installant les cinq écrans (200mK, 1K, 4K, 100K et 200K). Les quatre premiers sont suffisamment légers pour être montés à la main. Pour cela on les positionnera précautionneusement en s'aidant des marques utilisées comme détrompeurs et, en les maintenant fermement contre leur platine, ils seront vissés en commençant par deux vis en haut de l'écran avant de le relâcher. Toutes les vis M5 sont ensuite vissées et serrées sans excès, à l'exception des emplacements marqués d'une croix qui indiquent la proximité de capillaires ou parties fragiles du cryostat, ou plus rarement un filetage abimé. Le cinquième peut aussi être installé à la main mais il peut être plus confortable de s'aider du support dédié.
3. Nettoyer le joint torique à l'aide d'isopropanol pour le dégraisser, ainsi que la rainure et le bord de l'OVC à l'acétone. Graisser légèrement le joint à l'aide de graisse à vide avant de le replacer dans sa rainure. Installer le dernier écran du cryostat (OVC) en s'aidant du support dédié et serrer progressivement et fermement, en étoile, toutes les vis M6. Tout au long de la fermeture du cryostat, on surveillera la réflexion de la cavité comme indiqué dans le tableau 5.2. Un réalignement du faisceau incident est nécessaire après chaque ajout d'un écran pour conserver un bon couplage avec la cavité sans perdre complètement l'alignement.
4. Pomper l'OVC. Le pompage doit être lent pour éviter les turbulences qui pourraient contaminer l'échantillon. On réglera la vanne de l'OVC avec la pompe primaire enclenchée de manière à descendre de 1 bar à 10 mbar en une heure environ. Une fois la pression inférieure à 1 mbar, la pompe turbo peut être allumée. On veillera encore une fois à conserver un bon alignement de la cavité. Au cours des pompages effectués, il est apparu qu'une contamination de la cavité arrivait quand la pression de l'OVC était maintenue inférieure à quelques  $10^{-4}$  mbar pendant plusieurs jours, se traduisant par une diminution de la fi-

nesse. Pour éviter cela, on limite la durée de la deuxième phase de pompage (avec la turbo) au minimum, tout en surveillant la finesse. Ce soucis n'arrive qu'à température ambiante et aucune dégradation n'a été observée à froid.

### Prérefroidissement

1. S'assurer du bon fonctionnement des thermomètres. Si l'affichage sur panneau de contrôle du cryostat montre un point rouge, il peut être nécessaire de redémarrer l'interface des thermomètres. Pour cela, dans un navigateur internet, entrer l'adresse associée au boîtier voulu (192.168.1.52 pour BM, DB et Bouilleur ou 192.168.1.53 pour 4K, 100K et 200K). Cliquer sur REBOOT pour relancer l'interface et ajuster le courant dans chaque thermomètre jusqu'à ce que tous les affichages soient au vert.
2. En préparation du refroidissement, une pleine bouteille de 100 L d'<sup>4</sup>He, de l'azote liquide pour le piège et 12 h sont nécessaires. Remplacer la tête de la bouteille d'<sup>4</sup>He par celle adaptée au montage et s'assurer que la vanne Olivier est ouverte (ainsi que les vannes du circuit de récupération de la salle). Ouvrir la vanne du compresseur. La cane de transfert peut alors être insérée doucement dans la bouteille, puis, une fois purgée en laissant s'échapper un peu d'<sup>4</sup>He, dans l'entrée du réservoir du cryostat. Ajuster les valeurs du transfert pour les seuils de pression basse et haute 1050 et 1100 mbar et pour un débit de 30 L/min<sup>1</sup>. Une fois la pression dans la bouteille stabilisée à la valeur de la pression du circuit de récupération (environ 920 mbar), fermer la vanne Olivier ainsi que la vanne de récupération de la bouteille. Lancer le transfert en appuyant sur « Départ transfert auto » dans l'écran « Transfert Hélium » du panneau de commande. La température des écrans 200K, 100K et 4K doit alors immédiatement commencer à diminuer.
3. Remplir le Dewar du piège à azote avec de l'azote liquide. Une fois plein et après avoir vérifié que toutes les vannes du circuit de dilution sont fermées (notamment la vanne V18), ouvrir la vanne manuelle V11. Noter les valeurs des jauge K6 et K3 (typiquement  $P_{K6} = 875 - 880$  mbar et  $P_{K3} = 50 - 150$  mbar) qui indiquent la quantité de mélange présente dans le réservoir de mélange. Le volume mesuré par la jauge K3 est très faible. Lancer un nouveau cycle en appuyant sur « RESTART AUTO RUN » dans l'écran de contrôle principal et en démarrant par deux cycles de nettoyage du mélange. Au bout de 10 min, la circulation du mélange doit commencer avec le cryostat dans son mode de prérefroidissement. La température des écrans 200K, 100K et 4K doit alors diminuer plus lentement et celle du DB et du Bouilleur doit commencer à descendre. Cette étape est la plus longue (environ 10 h) et nécessite une surveillance régulière de l'alignement du faisceau incident sur la cavité.
4. Augmenter le débit du transfert d'<sup>4</sup>He à 60 L/min une fois la température du BOUILLEUR descendue en dessous de 50 K. Le réservoir d'<sup>4</sup>He devrait alors

---

1. Un débit plus important entraîne un refroidissement plus rapide des premiers écrans du cryostat, notamment le 4K, mais ne laisse pas le temps aux différentes parties de se thermaliser. On arrive alors au bout de la bouteille avec des parties du cryostat encore très chaudes. De plus l'<sup>4</sup>He ressort encore froid du cryostat ce qui traduit un gachis d'hélium, qui sert alors à refroidir le circuit de récupération.

commencer à se remplir au bout d'une heure et demie. Sinon ouvrir la vanne Olivier. Une fois le réservoir plein, arrêter le transfert en appuyant sur « STOP AUTO TRANSFERT ». Arrêter la circulation du mélange en appuyant sur « RETOUR MODE MANUEL » puis « RESTART AUTO RUN » et enfin sur « Rapatriement du mélange » dans l'écran de contrôle principal. Ouvrir la vanne Olivier si cela n'a pas été fait (elle restera ouverte jusqu'à la remise à température ambiante).

### Transfert d' ${}^4\text{He}$

A l'exception du transfert du prérefroidissement, le remplissage du réservoir d' ${}^4\text{He}$  doit s'effectuer au plus tard quand le niveau de celui ci descend en dessous de 2,4 cm. Une attention particulière doit être portée sur cette intervention de manière à éviter toute contamination par d'autres gaz du circuit d'hélium 4 pouvant entraîner des bouchons nécessitant un réchauffage complet du cryostat.

1. La vanne de récupération de la bouteille doit être ouverte pour le moment ainsi que la vanne Olivier du cryostat. S'il s'agit d'une nouvelle bouteille, remplacer la tête par celle connectée au compresseur et ouvrir la vanne du compresseur. Vérifier que les embouts en laiton de la cane de transfert sont correctement vissés pour éviter qu'ils ne tombent. Descendre lentement la cane dans la bouteille après avoir enlevé le bouchon métallique et resserré la bague de compression du joint torique. On surveillera la pression de la bouteille de façon à ce qu'elle reste inférieure à 1100 mbar. Pour éviter de libérer trop d'hélium, on pourra boucher fermement la sortie de la cane de transfert avec un doigt ganté.
2. Purger la cane de transfert en laissant passer de l'hélium au travers pendant environ 20 s. Insérer l'embout de la cane dans le port d'entrée du réservoir d' ${}^4\text{He}$  du cryostat dont la vanne est toujours fermée. Serrer fermement la bague de compression du joint torique et ouvrir la vanne. Descendre la canne jusqu'en butée et la remonter d'environ 1 cm. S'assurer que la cane plonge suffisamment dans la bouteille sans toutefois atteindre le fond pour éviter de ramasser les éventuelles impuretés.
3. Ajuster les valeurs du transfert pour les seuils de pression basse et haute 1050 et 1100 mbar et pour un débit de 60 L/min (la valeur du débit ici n'a aucune importance puisqu'on court-circuite la vanne de régulation électronique en ouvrant la vanne Olivier). S'assurer qu'il n'y a pas de fuite au niveau de la bouteille tout comme au niveau du cryostat et fermer la vanne de récupération de la bouteille. Lancer le transfert en appuyant sur « DEPART TRANSFERT AUTO » dans l'écran « Transfert Hélium » du panneau de commande.
4. Pendant ce temps, remplir d'azote liquide le Dewar du piège.
5. Une fois le niveau d'hélium du réservoir au dessus de 10 cm arrêter le transfert en appuyant sur « STOP AUTO TRANSFERT ». Laisser la pression de la bouteille redescendre à la valeur de la pression du circuit de récupération ( $\approx 920$  mbar) ce qui devrait permettre de finir de remplir le réservoir ( $h_{{}^4\text{He}}^{\max} = 15,7$  cm). Si ce n'est pas suffisant lancer à nouveau le transfert pendant quelques instants de manière à augmenter la pression de la bouteille. Si le réservoir est rempli avant

que la pression de la bouteille ne soit suffisamment basse, ouvrir la vanne de récupération de la bouteille et remonter la canne de transfert dans le réservoir du cryostat sans toutefois l'enlever.

6. Retirer la cane de transfert. Commencer par ouvrir la vanne de récupération de la bouteille si ce n'est pas déjà fait. Une fois la pression de la bouteille inférieure à 930 mbar et pas avant, il est possible de retirer la cane. On commence par remonter la cane du réservoir du cryostat sans déserrer le joint torique jusqu'à pouvoir fermer la vane<sup>2</sup>. La cane peut alors être retirée complètement et sortie de la bouteille. Boucher la bouteille et le réservoir du cryostat.

### Dilution

A partir de cette étape, on remplira le réservoir d'<sup>4</sup>He et le Dewar d'azote à chaque fois que nécessaire.

1. Relancer la circulation du mélange en commençant par deux cycles de nettoyage comme précédemment. Une fois les températures du BOUILLEUR, DB et BM en dessous de 6 K, lancer la condensation en appuyant sur « RETOUR MODE MANUEL » puis « RESTART AUTO RUN » et enfin sur « Inversion ». La condensation démarre automatiquement en quelques minutes, marquée par des oscillations de la température du BOUILLEUR au fur et à mesure des cycles de compression/pompage du mélange. La passage en mode dilution devrait alors se faire automatiquement au bout de trois heures environ, avec le lancement de la pompe turbo. Après environ une demie heure, la température de base du cryostat devrait être atteinte au niveau de BM (60 mK).
2. Le cryostat doit alors passer dans le mode « Marche normale ». La vanne de l'OVC peut alors être fermée et les pompes primaire et turbo éteintes. Les connecteurs peuvent être simplifiés au maximum si nécessaire : seuls doivent impérativement restés le Jaeger de la jauge de niveau d'Hélium et le Jaeger consacré à la cavité. Le cryostat dans ce mode a une autonomie de 23 h avec un réservoir plein ( $h_{^4\text{He}} > 15,4 \text{ cm}$ ) et un Dewar d'azote plein. Habituellement entre trois et quatre transferts sont possibles avec une pleine bouteille d'<sup>4</sup>He de 100 L.

A titre d'exemple, la figure B.2 représente l'évolution des températures mesurées sur les différents écrans du cryostat pour un cycle complet.

---

2. Cette vanne est très souple, aussi on veillera à ne pas l'ouvrir par mégarde en retirant la cane de transfert

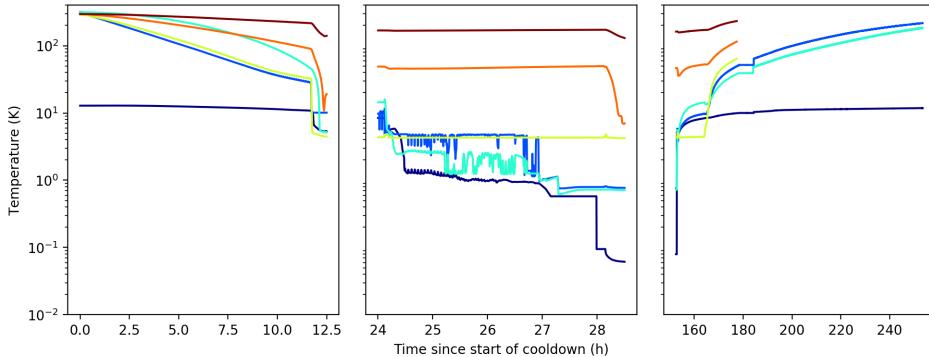


FIGURE B.2 – Évolution de la température mesurée au niveau des différents écrans du cryostat à dilution, lors du pré-refroidissement (à gauche), du passage en dilution (au centre) et de la remontée à température ambiante (à droite). Sont représentées les températures des écrans 200K (en rouge), 100K, 4K et au niveau du bouilleur B, du double bouilleur DB et de la boîte mélange BM (en bleu sombre). Le thermomètre BM sature au delà de 12 K. Le boîtier d'acquisition des thermomètres 200K, 100K et 4K s'est planté vers la fin du cycle, ce qui explique l'absence de données.

Grandeur	Unité	Cryostat Janis	Cryostat à dilution
$T_{\text{typ}}$	K	4,2	$60 \times 10^{-3}$
$P_{\text{OVC}} @ 300 \text{ K}$	mbar	$10^{-4}$	$10^{-5}$
$P_{\text{OVC}} @ T_{\text{typ}}$	mbar	$< 10^{-5}$	$< 10^{-6}$
$\Delta t$ fermeture	h	0,15	4
$\Delta t$ pompage	h	12	72
$\Delta t$ prérefroidissement	h	–	12
$\Delta t T_{\text{typ}}$	h	0,3	3
$\Delta t$ réchauffage	h	12	72
$V_{\text{He}}$ prérefroidissement	L	5	100
$Q_{\text{He}}$	L/h	0,1	1
$Q_{\text{Ne}}$	L/h	–	0,5

Table B.1 – Valeurs typiquement observées lors de l'utilisation des deux cryostats. Ces valeurs peuvent servir de point de référence pour s'assurer du fonctionnement normal des appareils. On note  $T_{\text{typ}}$  la température de base du cryostat,  $P_{\text{OVC}}$  la pression de l'OVC, les durées  $\delta t$  de pompage de l'OVC, du prérefroidissement, pour atteindre la température de base après le prérefroidissement et pour la remontée en température jusqu'à 300 K,  $V_{\text{He}}$  le volume d'hélium nécessaire au prérefroidissement et  $Q_{\text{He}/\text{Ne}}$  la consommation d'hélium/d'azote liquide. Certaines valeurs ne sont pertinentes que dans le cadre de l'utilisation du cryostat à dilution.

## Annexe C

### Liste des échantillons disponibles

Échantillon	$Q$ ( $10^6$ )	Statut lors de la mesure de $Q$	Statut
20121009C5	65	60 mK en cavité	terminé
20121009C6	3	démétalisé	terminé
20121002C4	2.4	gravé	gravé
20140113C6	1.9	démétalisé	terminé
20120905C6	1.3	gravé	gravé
20140113C1	0.8	gravé	démétalisé partiellement
20140113C7	0.7	miroir déposé	terminé
20140113C5	0.5	60 mK en cavité	terminé
20121009C4	0.5	terminé	terminé
20140113C3	0.5	gravé	démétalisé partiellement
20121002C9	0.3	gravé	démétalisé partiellement
20121002C3	0.15	terminé	terminé
20140114C2	0.12	terminé	terminé
20140114C8	0.1	gravé	démétalisé partiellement
20121002C6	0.1	démétalisé	démétalisé
20121002C5	0.1	miroir déposé	miroir déposé
20121009C7	0.06	miroir déposé	terminé

Table C.1 – Liste des échantillons micro-piliers utilisables à disposition.

Échantillon  $Q$  ( $10^6$ ) Statut lors de la mesure de  $Q$

1556	3,4	60 mK en cavité
W1564N1	290	4,2 K
W1572N3	405	4,2 K
W1570N2	700	4,2 K
W1566N2	640	4,2 K
W1556N2	650	4,2 K
W1570N1	420	4,2 K
W1566N1	530	4,2 K

Table C.2 – Liste des échantillons micro-disques utilisables à disposition. Seul le premier échantillon a été testé en dilution. Les autres ont été mesurés à l'aide du montage de test dans le petit cryostat Janis par Michael Croquette. Si la température indiquée par le thermomètre de ce cryostat est bien de 4,2 K, plusieurs indices montrent que la température au niveau de l'échantillon est en réalité plus importante. Des facteurs de qualité jusqu'à  $1,2 \times 10^6$  ont été observés par l'équipe de Francesco Marin.

Échantillon	$R_{\max}$ μm	$R_{\min}$ μm	Ellipticité %	Qualité	Statut
H15-1	634	541	85		
H15-2	574	463	81	+	HR 80 ppm
H15-3	886	821	93		
H15-4	1167	1076	92	+	HR 80 ppm
H15-5	1326	1301	98	+	HR 80 ppm
H15-6	844	829	98	+	HR 80 ppm
H15-7	2136	2124	99	++	HR 80 ppm

Table C.3 – Liste des échantillons de μRoC réalisés en Hérasil. "15" vaut pour l'année et "-X" est le numéro de l'échantillon. Ainsi le S15-10 correspond à une structure réalisée sur le dixième substrat en Suprasil en 2015. Les valeurs  $R_{\max}$  et  $R_{\min}$  correspondent aux rayon de courbure maximum et minimum de la structure et l'ellipticité correspond au rapport  $R_{\min}/R_{\max}$ . La colonne qualité donne une indication sur la forme de la structure : "++" forme très proche d'une parabole, " " un peu moins bon. L'indication HR 80 ppm indique que ces échantillons ont été traités avec un revêtement diélectrique au LMA pour une transmission de 80 ppm. Ceux qui portent en plus la mention PC sont destiné à être aminci en vu de l'usinage d'un cristal phononique.

Échantillon	$R_{\max}$ μm	$R_{\min}$ μm	Ellipticité %	Qualité	Statut
S15-1	989	856	87		
	887	856	97		
S15-2	1670	1642	98		
	1611	1579	98	+	
S15-3	1759	1305	74	+	HR 80 ppm
S15-4	1331	1001	75		
S15-5	1087	1069	98		
S15-6	957	878	92	+	
S15-7	1831	1792	98	+	
	1772	1732	98	+	
S15-8	1847	1812	98		
S15-9	1395	1167	84	+	HR 80 ppm & PC
S15-10	1367	1343	98	++	HR 80 ppm
S15-11	959	937	98		
	960	937	98		
S15-12	1357	1328	98	++	
S15-13	1585	1424	90	+	
S15-14	1524	1233	81	+	HR 80 ppm & PC
S15-15	678	672	99		
S15-16	1414	1401	99	+	HR 80 ppm
S15-17	1504	1469	98		
	1774	1713	97		
S15-18	1105	1064	705	+	
S15-19	1532	1497	98		
	1581	1558	99		
S15-20	916	894	98	+	HR 80 ppm
S15-21	1127	1114	99	+	HR 80 ppm
S15-22	1470	1458	99	+	
S15-23	1321	1301	98	+	HR 80 ppm
S15-24				Témoin	HR 80 ppm

Table C.4 – Liste des échantillons de μRoC réalisés en Suprasil. Les notation sont identiques au tableau C.3.



# Bibliographie

- [AAA<sup>+</sup>11] Abadie, J., *et al.* “A gravitational wave observatory operating beyond the quantum shot-noise limit.” *Nature Physics*, **7** (12), 962 (2011). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2083>. (Cited on page 2.)
- [AB09] Adler, S. L. and Bassi, A. “Is quantum theory exact?” *Science*, **325** (5938), 275 (2009). URL <http://dx.doi.org/10.1126/science.1176858>. (Cited on page 3.)
- [Abb16] Abbott, B. P. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger.” **061102** (February), 1 (2016). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>. (Cited on page 1.)
- [ACB<sup>+</sup>06] Arcizet, O., *et al.* “Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror.” *Nature*, **444** (7115), 71 (2006). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature05244>. (Cited on page 2.)
- [AKM14] Aspelmeyer, M., Kippenberg, T. J., and Marquardt, F. “Cavity optomechanics.” **86** (December) (2014). URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.86.1391>. (Cited on pages 1, 31 and 33.)
- [Arc06] Arcizet, O. *Mesure optique ultrasensible et refroidissement par pression de radiation d'un micro-résonateur mécanique*. Ph.D. thesis, UPMC (2006). (Cited on page 12.)
- [Asp14] “Focus on Gravitational Quantum Physics.” In Aspelmeyer, M., *et al.* (eds.), “New Journal of Physics,” volume Vol. 16 (2014). URL <http://iopscience.iop.org/1367-2630/focus/FocusonGravitationalQuantumPhysics>. (Not cited.)
- [BDFF14] Ballmer, S., *et al.* “Comparing Finesse simulations , analytical solutions and OSCAR simulations of Fabry-Perot alignment signals.” (2014). (Cited on page 160.)
- [BHM<sup>+</sup>15] Benedikter, J., *et al.* “Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry-Pérot microcavities.” *New Journal of Physics*, **17** (5), 053051 (2015). URL <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/17/5/053051>. (Cited on page 149.)

- [Bla00] Black, E. D. “An introduction to Pound – Drever – Hall laser frequency stabilization.” *American Journal of Physics*, **79** (2001) (2000). URL <http://dx.doi.org/10.1119/1.1286663>. (Cited on page 21.)
- [BR04] Bachor, H.-A. and Ralph, T. C. *A Guide to Experiments in Quantum Optics* (2004). (Cited on page 17.)
- [Bri04] Briant, T. *Caractérisation du couplage optomécanique entre la lumière et un miroir : bruit thermique et effets quantiques*. Ph.D. thesis (2004). (Cited on pages 1 and 19.)
- [CASN<sup>+</sup>11] Chan, J., *et al.* “Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state.” *Nature*, **478** (7367), 89 (2011). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature10461>. (Cited on page 2.)
- [Cav80] Caves, C. M. “Quantum-Mechanical Radiation-Pressure Fluctuations in an Interferometer.” *Physical Review Letters*, **45** (2), 75 (1980). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.75>. (Cited on page 1.)
- [Cav81] Caves, C. M. “Quantum-mechanical noise in an interferometer.” *Physical Review D*, **23** (8), 1693 (1981). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.23.1693>. (Cited on page 1.)
- [CBF<sup>+</sup>14] Cadène, A., *et al.* “Vacuum magnetic linear birefringence using pulsed fields : status of the BMV experiment.” *The European Physical Journal D* (2014). URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2013-40725-9>. (Cited on page 20.)
- [CCF<sup>+</sup>04] Crooks, D. R. M., *et al.* “Experimental measurements of coating mechanical loss factors.” *Classical and Quantum Gravity*, **21**, S1059 (2004). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/21/5/101>. (Cited on page 41.)
- [CDG<sup>+</sup>10] Clerk, A. A., *et al.* “Introduction to quantum noise, measurement, and amplification.” *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*, **82** (2010). URL [http://rmp.aps.org/pdf/RMP/v82/i2/p1155{\\\_}1](http://rmp.aps.org/pdf/RMP/v82/i2/p1155{\_}1). (Cited on page 36.)
- [CHP99] Cohadon, P.-F., Heidmann, A., and Pinard, M. “Cooling of a Mirror by Radiation Pressure.” *Physical Review Letters*, **83** (16), 163174 (1999). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.3174>. (Not cited.)
- [Coh00] Cohadon, P.-F. *Bruit thermique et effets de la pression de radiation dans une cavité optique de grande finesse*. Ph.D. thesis, Université Paris 6 (2000). (Cited on page 1.)
- [CSD<sup>+</sup>07] Colombe, Y., *et al.* “Strong atom – field coupling for Bose – Einstein condensates in an optical cavity on a chip.” *Nature*, **450** (November), 1 (2007). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature06331>. (Cited on page 42.)

- [CTD<sup>+</sup>80] Caves, C. M., *et al.* “On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum-mechanical oscillator. I. Issues of principle.” *Reviews of Modern Physics*, **52** (2), 341 (1980). URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.52.341>. (Cited on page 20.)
- [Deg08] Degallaix, J. “OSCAR, an optical fft code to simulate Fabry Perot cavities with arbitrary mirror profiles.” (2008). URL <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/20607-oscar>. (Cited on page 160.)
- [DHK<sup>+</sup>83] Drever, R. W. P., *et al.* “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator.” *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, **31** (2), 97 (1983). URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF00702605>. (Cited on page 21.)
- [Dio87] Diosi, L. “A universal master equation for the gravitational violation of quantum mechanics.” *Physics Letters A*, **120** (8), 377 (1987). URL [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0375-9601\(87\)90681-5](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0375-9601(87)90681-5). (Cited on page 3.)
- [Ein16] Einstein, A. “Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation.” (1916). (Cited on page 1.)
- [GBP<sup>+</sup>06] Gigan, S., *et al.* “Self-cooling of a micromirror by radiation pressure.” *Nature*, **444** (7115), 67 (2006). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature05273>. (Cited on page 42.)
- [GRW86] Ghirardi, G., Rimini, A., and Weber, T. “Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems.” *Physical review D : Particles and fields*, **34**, 470 (1986). (Cited on page 3.)
- [GSA<sup>+</sup>10] Gorodetsky, M. L., *et al.* “Determination of the vacuum optomechanical coupling rate using frequency noise calibration.” *Optics Express*, **18** (22), 23236 (2010). URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.023236>. (Cited on page 21.)
- [GSHB98] Gray, M. B., *et al.* “Photodetector designs for low-noise, broadband, and high-power applications.” *Review of Scientific Instruments*, **69** (11), 3755 (1998). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1149175>. (Cited on page 96.)
- [Hal15] Hall, D. R. “Analytical model for CO<sub>2</sub> laser ablation of fused quartz.” (October) (2015). URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.54.008653>. (Cited on page 44.)
- [HDB<sup>+</sup>12] Hunger, D., *et al.* “Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica.” *AIP Advances*, **2** (1), 012119 (2012). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3679721>. (Cited on page 45.)

- [HHP97] Heidmann, A., Hadjar, Y., and Pinard, M. “Quantum nondemolition measurement by optomechanical coupling.” *Applied Physics B : Lasers and Optics*, **64** (2), 173 (1997). URL <http://dx.doi.org/10.1007/s003400050162>. (Not cited.)
- [KBD<sup>+</sup>11] Kuhn, A. G., *et al.* “A micropillar for cavity optomechanics.” *Applied Physics Letters*, **99** (12), 121103 (2011). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3641871>. (Cited on page 39.)
- [KdJvEW05] Klaassen, T., *et al.* “Transverse mode coupling in an optical resonator.” *Optics letters*, **30** (15), 1959 (2005). URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/16092232>. (Cited on page 149.)
- [KL66] Kogelnik, H. and Li, T. “Laser Beams and Resonators.” *Applied Optics*, **5** (10), 1550 (1966). URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.5.001550>. (Cited on pages 5 and 6.)
- [Kuh13] Kuhn, A. G. “Optomécanique en cavité cryogénique avec un micro-pilier pour l ’observation du régime quantique d ’un résonateur mécanique macroscopique.” (2013). (Cited on page 39.)
- [Leg02] Leggett, A. J. “Testing the limits of quantum mechanics : motivation, state of play, prospects.” *Journal of Physics : Condensed Matter*, **14** (15), R415 (2002). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/14/15/201>. (Cited on page 3.)
- [LWH<sup>+</sup>99] Lawrence, M. J., *et al.* “Dynamic response of a Fabry – Perot interferometer.” *16* (4), 523 (1999). (Cited on page 16.)
- [Mol11] Molinelli, C. *Interaction optomécanique à trois modes et refroidissement d ’un micro-résonateur mécanique*. Ph.D. thesis (2011). (Not cited.)
- [MUB<sup>+</sup>15] Mader, M., *et al.* “Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry – Perot cavities Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry – Perot cavities.” *New Journal of Physics*, **17** (1), 13053 (2015). URL <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/17/1/013053>. (Cited on page 66.)
- [Neu16a] Neuhaus, L. *Cooling a macroscopic mechanical oscillator close to its quantum ground state*. Ph.D. thesis (2016). (Cited on pages 16, 50, 61, 63, 127, 128, 136, 147, 171 and 183.)
- [Neu16b] Neuhaus, L. “PyRPL.” (2016). URL <https://github.com/lneuhaus/pyrpl>. (Cited on page 120.)
- [Nor16] Norte, R. A. and Moura, J. P., S. G. “Mechanical resonators for quantum optomechanics experiments at room temperature.” *Phys. Rev. Lett.* (2016). (Not cited.)
- [Nyq28] Nyquist, H. “Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors.” *3* (1918) (1928). (Cited on page 97.)

- [PBVF97] Poirson, J., *et al.* “Analytical and experimental study of ringing effects in a Fabry – Perot cavity. Application to the measurement of high finesse.” *Journal of the Optical Society of America B*, **14** (11), 2811 (1997). (Cited on page 16.)
- [PDMR07] Poggio, M., *et al.* “Feedback Cooling of a Cantilever’s Fundamental Mode below 5 mK.” **017201** (July), 1 (2007). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.017201>. (Cited on pages 34 and 36.)
- [PHH99] Pinard, M., Hadjar, Y., and Heidmann, A. “Effective mass in quantum effects of radiation pressure M.” *The European Physical Journal D*, **116**, 107 (1999). (Cited on page 175.)
- [PPK<sup>+</sup>16] Peterson, R. W., *et al.* “Laser cooling of a micromechanical membrane to the quantum backaction limit.” *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 063601 (2016). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.063601>. (Cited on page 2.)
- [PPR13] Purdy, T. P., Peterson, R. W., and Regal, C. a. “Observation of Radiation Pressure Shot Noise on a Macroscopic Object.” *Science (New York, N.Y.)*, **339** (6121), 1 (2013). (Not cited.)
- [PSF<sup>+</sup>11] Pinard, L., *et al.* “Toward a new generation of low-loss mirrors for the advanced gravitational waves interferometers.” **36** (8), 1407 (2011). (Cited on page 12.)
- [PYP<sup>+</sup>13] Purdy, T. P., *et al.* “Strong Optomechanical Squeezing of Light.” *Physical Review X*, **3** (3), 031012 (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.3.031012>. (Cited on pages 1 and 2.)
- [PZD10] Phelps, M., Zhang, L., and Dannenburg, R. “Drag Wiping with Methanol vs First Contact.” Technical report (2010). (Cited on page 125.)
- [QSI<sup>+</sup>18] Qiu, L., *et al.* “Motional Sideband Asymmetry in Quantum Optomechanics in the Presence of Kerr-type Nonlinearities.” pp. 1–14 (2018). (Cited on page 138.)
- [Sau90] Saulson, P. R. “Thermal noise in mechanical experiments.” (October), 2437 (1990). (Not cited.)
- [Sau17] Saulson, P. R. *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors*. World scie edition (2017). URL <http://dx.doi.org/10.1142/10116>. (Cited on page 1.)
- [SBB<sup>+</sup>15] Serra, E., *et al.* “Microfabrication of large area high-stress silicon nitride membranes for optomechanical devices.” (step 1), 3 (2015). URL <http://arxiv.org/abs/1601.02669>. (Cited on page 40.)
- [SBGV04] Schwarz, U. T., Bandres, M. a., and Gutiérrez-Vega, J. C. “Observation of Ince-Gaussian modes in stable resonators.” *Optics letters*, **29** (16),

- 1870 (2004). URL <http://dx.doi.org/10.1364/OL.29.001870>. (Cited on page 6.)
- [SMV<sup>+</sup>98] Samain, E., *et al.* “Millimetric Lunar Laser Ranging at OCA ( Observatoire de la Côte d ’ Azur ).” **244**, 235 (1998). (Cited on page 1.)
- [SNGH<sup>+</sup>13] Safavi-Naeini, A. H., *et al.* “Squeezed light from a silicon micromechanical resonator.” *Nature*, **500** (7461), 185 (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature12307>. (Cited on page 2.)
- [Ste93] Stephens, M. “A sensitive interferometric accelerometer.” *Review of Scientific Instruments*, **64** (9), 2612 (1993). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1143878>. (Cited on page 1.)
- [TDL<sup>+</sup>11] Teufel, J. D., *et al.* “Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state.” *Nature*, **475** (7356), 359 (2011). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature10261>. (Cited on page 2.)
- [The08] The Virgo Collaboration. “Advanced Virgo Preliminary Design.” *VIR 089A 08* (2008). (Cited on page 2.)
- [The10] The Virgo Collaboration. “OPTICS and related TOPICS.” **II** (2010). (Cited on page 12.)
- [UML<sup>+</sup>15] Underwood, M., *et al.* “Measurement of the motional sidebands of a nanogram-scale oscillator in the quantum regime.” *Phys. Rev. Lett.*, **92** (6), 1 (2015). (Cited on page 37.)
- [Ver10] Verlot, P. *Etude des effets de pression de radiation et des limites quantiques du couplage optomécanique*. Thèse d’université, Université Pierre et Marie Curie (2010). (Cited on page 1.)
- [WCC16] Winchester, M., Chua, M. S., and Cohadon, P.-F. “Frequency Dependent Squeezed Light in Optomechanical Systems Table of Contents.” Technical report (2016). (Cited on page 2.)
- [WND96] Williams, J. G., Newhall, X. X., and Dickey, J. O. “Relativity parameters determined from lunar laser ranging.” *Phys. Rev. D*, **53**, 6730 (1996). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.53.6730>. (Cited on page 1.)
- [ZESMJ<sup>+</sup>08] Zwickl, B., *et al.* “High quality mechanical and optical properties of commercial silicon nitride membranes.” *Applied Physics Letters*, **92**, 103125 (2008). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2884191>. (Cited on page 2.)



---

## Refroidissement de résonateurs mécaniques macroscopiques proche de leur état quantique fondamental

---

**Abstract:** Recent decades have seen major developments in small displacement measurements with interferometric methods. One of the most important results was the observation of gravitational waves produced by a binary black hole merger in 2015. Since then and after all sources of classical noises have been vastly reduced, the sensitivity of these interferometers have been improved to reach the standard quantum limit (SQL), a fundamental limit directly coming from the quantum noise of the light used as a meter. The goal of this PhD thesis is to develop an optomechanical system to study the quantum noise in order to test new measurement schemes to go beyond the SQL. This noise being extremely small, we need to prepare the system in a state where all other sources of noises are negligible. The main classical source is the brownian motion of the mirror, which requires to cool the mirror close to its quantum ground state. The challenge of this thesis relies in the use of resonators with effective masses above the Planck mass ( $22\text{ }\mu\text{g}$ ) which usely corresponds to the limit between quantum and classical worlds. Here we present the optomechanical cooling of two resonators with effective masses of  $33.5$  and  $112\text{ }\mu\text{g}$  down to a mean thermal occupation of  $5$  and  $55$  phonons. Experimental issues to reach such a low occupation number are discussed.

**Keywords:** optomechanics, Fabry-Perot cavity, cryogenics, quantum ground state, laser cooling, quantum backaction.

---

**Résumé :** Les développements considérables des dernières décennies pour améliorer les mesures interférométriques de petits déplacements ont notamment permis en 2015 l'observation du premier signal d'ondes gravitationnelles associé à la coalescence de deux trous noirs. Après avoir réduit les bruits d'origines classiques, la sensibilité de la génération actuelle d'interféromètres gravitationnels se retrouve limitée par le bruit quantique à l'origine de la limite quantique standard. L'objectif de cette thèse est de développer un système qui permette d'étudier ce bruit et qui vise à observer le bruit quantique de pression de radiation proche de la résonance mécanique d'un miroir mobile. Ce bruit étant très faible, il est d'abord nécessaire de refroidir le résonateur proche de son état quantique fondamental pour réduire le mouvement brownien du miroir qui masque habituellement le bruit quantique. Le défi de cette thèse repose sur l'utilisation de deux types de résonateurs macroscopiques avec des masses effectives de l'ordre de  $100\text{ }\mu\text{g}$  (au-dessus de la masse de Planck ( $22\text{ }\mu\text{g}$ ) qui marque habituellement la limite entre la description quantique et la description classique). On présente donc ici le refroidissement en cavité de ces résonateurs dans le cadre de l'optomécanique, d'abord à l'aide d'un cryostat à dilution, puis en utilisant le refroidissement par rétroaction avec la pression de radiation. On a ainsi pu obtenir un niveau moyen d'occupation thermique de  $5,3$  phonons pour un résonateur ayant une masse effective de  $33,5\text{ }\mu\text{g}$  et de  $55$  phonons pour un autre type de résonateur encore plus massif ( $112\text{ }\mu\text{g}$ ). Ces mesures sont soumises à de nombreuses difficultés expérimentales qui seront discutées.

**Mots clés :** optomécanique, cavité Fabry-Perot, cryogénie, état quantique fondamental, refroidissement laser, action en retour quantique.