

---

# Asservissement d'un laser sur une cavité ultra-stable pour le refroidissement ultime du strontium

---

**Résumé :** *Dans le cadre de la mise en place d'une expérience d'atomes froids impliquant le refroidissement laser du Strontium sur une raie étroite (7,4 kHz), j'ai travaillé sur l'asservissement en fréquence d'un laser rouge (689nm) sur une cavité de référence ultra-stable de très haute finesse. J'ai pour cela effectué la mise sous vide de la cavité, puis injecté un faisceau dont j'ai préalablement adapté la taille et la position du waist pour maximiser le recouvrement spatial du mode TEM<sub>00</sub>. Grâce au signal recueilli par une photodiode en réflexion sur la cavité, j'ai pu effectuer un asservissement du laser grâce à une détection synchrone et une rétroaction sur le courant alimentant la diode laser.*

**Mots clés :** *laser, asservissement Pound–Drever–Hall, cavité de Fabry-Perot, ultravide, strontium, atomes froids*

Stage encadré par :

**Martin Robert-de-saint-Vincent**

[martin.robertdesaintvincent@univ-paris13.fr](mailto:martin.robertdesaintvincent@univ-paris13.fr)

et

**Etienne Maréchal**

[etienne.marechal@univ-paris13.fr](mailto:etienne.marechal@univ-paris13.fr)

Laboratoire de Physique des Lasers

*Université Paris 13 - Institut Galilée*

*99, av. J.B. Clément*

*93800 Villetaneuse*

<http://www-lpl.univ-paris13.fr>



## Remerciements

Je tiens à remercier toute l'équipe du Laboratoire de Physique des Lasers pour son accueil. Cela a vraiment été un plaisir. Remerciements particuliers à Étienne, Martin, Bruno et Johnny, toujours présents pour m'encadrer : grâce à vous je me suis couché moins bête jour après jour ! Merci aussi à Fabrice Wiotte et Olivier Lopez pour vos lumières sur l'électronique, et merci à William pour avoir supporté mon humour du début à la fin, et aussi pour ce magnifique dessin de l'équipe :



Dessin par William. De gauche à droite : Etienne Marechal, Guilliam Butsearen, Axel Guittonneau, Lucas Gabardos, William Dubosclard, Laurent Vernac, Steven Lepoutre, Paolo Pedri, John Huckans, Bruno Laburthe-Tolra, Martin Robert de Saint Vincent, Olivier Gorceix, Mohamed Jouhari, Bruno Naylor

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
1.1	Présentation générale de l'expérience . . . . .	3
1.2	Objectif de mon stage et motivation . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Mise en place de l'asservissement : partie optique</b>	<b>5</b>
2.1	Schéma optique général . . . . .	5
2.2	Le laser . . . . .	5
2.3	La cavité de Fabry-Pérot ultra stable : principe . . . . .	6
2.3.1	Critère pour qu'il y ait transmission . . . . .	6
2.3.2	Finesse . . . . .	7
2.4	Optique Gaussienne . . . . .	7
2.5	La cavité de Fabry-Pérot ultra stable . . . . .	8
2.5.1	Caractéristiques . . . . .	8
2.5.2	Ultravide : aspects expérimentaux . . . . .	9
2.6	Injection de la cavité . . . . .	10
2.6.1	Modes propres de cavité . . . . .	10
2.6.2	Filtrage par système lentille pinhole lentille . . . . .	11
2.6.3	L'alignement de la cavité . . . . .	11
2.6.4	Adaptation de mode sur la cavité . . . . .	11

2.7	Resultats expérimentaux et discussion . . . . .	13
2.7.1	Pics de Fabry Pérot en transmission . . . . .	13
2.7.2	Image des différents modes de cavité sur la caméra en transmission . . . . .	15
2.8	Collection du signal sur la photodiode . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Mise en place de l'asservissement : partie électronique</b>	<b>15</b>
3.1	Principe de l'asservissement Pound-Drever-Hall . . . . .	15
3.2	Signaux de Pound-Drever-Hall : comparaison théorie expérience . . . . .	16
3.3	Point de vue technique . . . . .	17
3.4	Dimensionnement des constantes de temps de l'asservissement. . . . .	18
3.5	Asservissement avec électronique rapide . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Conclusion et pistes pour continuer</b>	<b>20</b>
<b>A</b>	<b>Le sommateur pour la rétroaction sur le piezo</b>	<b>22</b>

# 1 Introduction

## 1.1 Présentation générale de l'expérience

Mon projet de stage s'inscrit dans le contexte de la mise en place d'une expérience d'atomes froids basée sur le strontium au Laboratoire de Physique des Lasers. Celle ci utilise la technique de refroidissement laser par effet Doppler. Deux transitions atomiques seront exploitées : une à 461nm dans le bleu (de largeur 30 MHz), et une à 689nm dans le rouge, de largeur 7,4 kHz. L'exploitation de chacune de ces deux raies nécessite d'asservir une source laser à la bonne fréquence.

Le refroidissement laser fonctionne par l'absorption par un atome de photons émis par un laser. En effet, si un photon a une énergie  $h\nu_0$  qui se trouve être l'énergie d'une transition atomique de l'atome en question, celui ci l'absorbe et recule dans le sens de propagation de l'onde incidente. De ce phénomène peut résulter un refroidissement : il faut pour cela placer 6 faisceaux d'un laser pointant sur une même zone de l'espace, à une fréquence précisément asservie à une valeur légèrement inférieure à la fréquence de résonance de l'atome. Ainsi, grâce à l'effet Doppler, les atomes absorbent préférentiellement la lumière contra- propageante [1].

Le phénomène de désexcitation spontanée – par lequel le photon absorbé est réémit dans une direction aléatoire – limite cependant la température que l'on peut obtenir. C'est la limite Doppler, qui s'exprime comme  $T > T_{Doppler} = \frac{\hbar\Gamma}{k_b}$  avec  $k_b$  la constante de Boltzmann et  $\Gamma/2\pi$  la largeur en fréquence de la raie.

Le schéma figure 2 présente le dispositif prévu de refroidissement. Le four émet un jet effusif de strontium a), qui est ensuite collimaté en utilisant 4 faisceaux laser dans le bleu b). Le faisceau collimaté arrive ensuite dans le ralentisseur Zeeman c), où les atomes sont ralentis de quelques centaines de mètres par seconde à quelques mètres par seconde par un faisceau contra propageant dans le bleu. Pourtant, au fur et à mesure que les atomes ralentissent, ces derniers devraient sortir de la résonance, mais un champ magnétique généré par un bobinage autour du ralentisseur Zeeman permet de déplacer le niveau de la transition bleue pour les garder à résonance tout au long de leur traversée du tube. Les atomes arrivent dans le piège magnéto-optique où ils sont confinés par la combinaison de 6 faisceaux bleus polarisés d) et d'un champ magnétique quadripolaire e). Cela crée une force de rappel et une force de friction. Ils sont ainsi confinés en position – le champ magnétique dépend de la position – et en vitesse par les lasers.

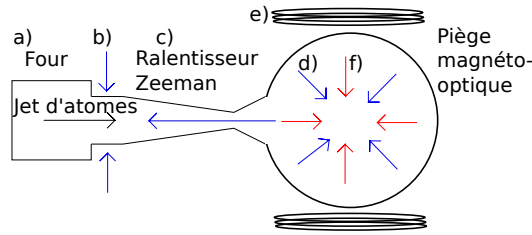


FIGURE 2 – Dispositif de refroidissement prévu. Les flèches représentent la direction et le sens des faisceaux laser. Les lasers hors du plan ne sont pas représentés.

Pour la raie bleue à 461nm de largeur  $\Gamma_{461}/(2\pi) = 30MHz$ , la limite Doppler est d'environ 1,4 mK, ce qui est trop éloigné de la température initiale permettant de former un condensat. D'où l'idée, après ce pré-refroidissement, d'exploiter la transition  $^1S_0 \Rightarrow ^3P_1$  à 689nm, de largeur  $\Gamma_{689}/(2\pi) = 7,4kHz$  [2] qui a une limite Doppler d'environ 200nK, grâce à 6 faisceaux dans le rouge (figure 2, f).

Mais dans ces conditions, ce n'est plus la limite Doppler qui limite le refroidissement, mais la limite dite de recul  $T_R$ . Elle stipule que  $\frac{1}{2}k_b T_R = \langle \frac{1}{2}m v^2 \rangle \simeq \langle \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m} \rangle$ . Cela vient du fait que l'on ne peut pas refroidir indéfiniment avec des impulsions de norme constante  $\hbar k_{Laser}$ . Cela limite donc le température de refroidissement à  $T > T_R \simeq 460$  nK.

## 1.2 Objectif de mon stage et motivation

Il est nécessaire pour la deuxième phase du refroidissement d'avoir un laser dont la longueur d'onde est celle de la transition atomique à 689,45nm [2], avec une finesse spectrale comparable à la largeur de la transition (7,4 kHz).

Dans le cas d'une raie large, il est possible d'asservir le laser directement sur une spectroscopie. Mais dans mon cas c'est impossible car une raie très fine (7,4 kHz) signifie très peu de signal. Je dois donc utiliser une cavité de Fabry-Pérot pour affiner le laser avant de pouvoir l'asservir sur une spectroscopie. La cavité de Fabry-Pérot joue à la fois le rôle de référence de fréquence et permet de produire un signal d'erreur servant à réduire considérablement les fluctuations en fréquence du laser.

J'ai donc travaillé sur l'asservissement du laser sur une cavité de Fabry-Pérot ultra stable.

## 2 Mise en place de l'asservissement : partie optique

### 2.1 Schéma optique général

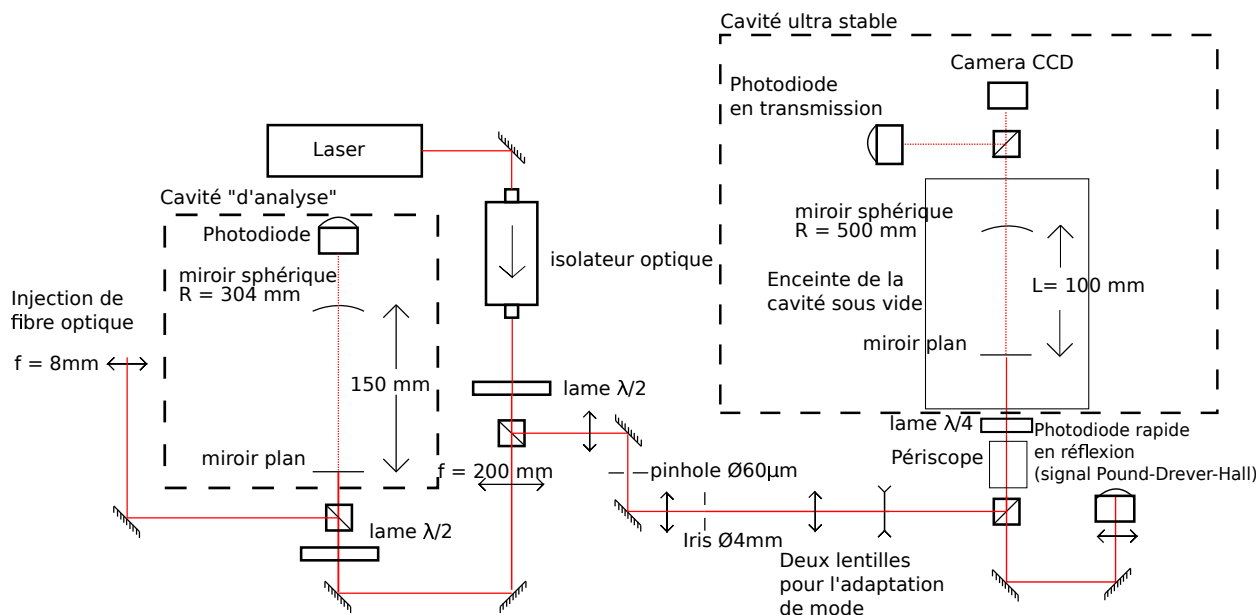


FIGURE 3 – Schéma optique général.

J'ai réalisé le montage et l'alignement sur une table optique des différents éléments décrits sur la figure 3. Le faisceau sortant du laser passe par un isolateur optique, qui empêche le retour de la lumière dans le laser, ce qui pourrait le perturber. La lumière passe ensuite dans un système lame  $\lambda/2$  – cube polariseur qui permet de séparer le faisceau en deux et d'ajuster l'intensité qui passe d'un côté ou de l'autre. En effet, les cubes représentés par  $\square$  transmettent la lumière polarisée P et réfléchissent la lumière polarisée S.

Il y a deux cavités : j'ai monté une cavité "d'analyse" à gauche en plaçant simplement deux miroirs face à face afin de me familiariser avec la notion de cavité sur un montage simple à aligner. Cette cavité permet également de s'assurer que le laser est bien monomode (voir partie 2.2). La deuxième cavité "ultra stable" est une cavité commerciale de haute qualité, qui servira à faire l'asservissement.

### 2.2 Le laser

Le laser utilisé, de marque Radian Dyes, est un laser d'une conception particulière [3] (figure 4) : une diode laser a) émet un faisceau qui est collimaté par une lentille b) puis réfléchi par un miroir monté sur un transducteur piezo-électrique d) (abrégé piezo) : il est donc possible de déplacer ce miroir en commandant le piezo en tension. Cela crée donc une cavité de taille variable qui permet de modifier la longueur d'onde du laser sur quelques GHz. Le faisceau a entre temps traversé le filtre interférentiel c) qui permet de sélectionner un unique mode de la cavité.

Pour ajuster la fréquence du laser, il y a trois méthodes

- changer l'angle du filtre interférentiel pour changer la longueur d'onde (non étudié dans mon stage) de quelques dixièmes de nanomètres : il faut ouvrir le laser pour effectuer ce réglage
- Déplacer le piezo en translation grâce à une tension de 0 à 600V à ses bornes : ajustement sur quelques GHz : temps de réponse limité à celui du piezo, dans le domaine acoustique.

- Changer l'intensité d'alimentation de la diode change aussi légèrement sa fréquence<sup>1</sup>. Le temps de réponse est beaucoup plus rapide, typiquement plusieurs MHz avec la modification faite en partie 3.3.

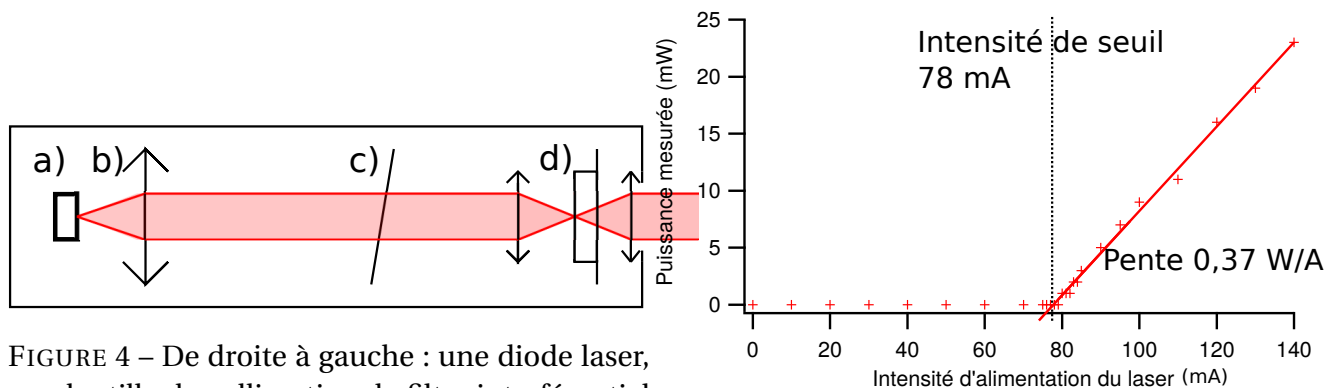


FIGURE 4 – De droite à gauche : une diode laser, une lentille de collimation, le filtre interférentiel puis un miroir monté sur un transducteur piezo-électrique (déplaçable en changeant sa tension).

FIGURE 5 – Puissance lumineuse émise (mesurée avec un puissance-mètre) en fonction de l'intensité électrique d'alimentation du laser. On remarque qu'il existe une intensité de seuil, de dessous de laquelle aucune lumière n'est détectable.

Le laser est alimenté par une alimentation qui se comporte comme une source de courant. J'ai effectué une caractérisation puissance-intensité d'alimentation avec un puissance-mètre, représentée en figure 5. On remarque un seuil, caractéristique de l'inversement de population nécessaire à l'effet laser.

D'un point de vue pratique, il faut prendre en compte le fait qu'en modifiant la position du piezo, on arrive dans des configurations où le laser peut changer de fréquence d'émission (mode) ou fonctionne sur plusieurs modes à la fois, malgré le filtre interférentiel. Je m'attache donc toujours à faire fonctionner le laser dans une plage où il est monomode : proche de la puissance maximale (alimentation à 148,4 mA) et piezo aux alentours de 160V.

## 2.3 La cavité de Fabry-Pérot ultra stable : principe

La cavité de Fabry-Pérot est un dispositif interférentiel qui permet d'avoir une référence de fréquence.

### 2.3.1 Critère pour qu'il y ait transmission

Une cavité de Fabry-Pérot est constituée de deux miroirs<sup>2</sup> parallèles de coefficient de réflexion en amplitude  $r$  séparés d'une distance  $L$ .<sup>3</sup>

Un phénomène assez contre-intuitif peut se produire. Même si les deux miroirs ont un très bon coefficient de réflexion, il est possible, par un phénomène d'interférences, que la paire de miroir devienne quasi-transparente<sup>4</sup>. En effet, si l'on oublie le caractère ondulatoire de la lumière, l'intensité transmise après les deux miroirs devrait être atténuée de  $(1 - r^2)^2$ .

1.  $80\text{kHz}$  par  $\mu\text{A}$ , valeur mesurée en régime statique

2. Ce sont des miroirs diélectriques, qui ont leur deux faces réfléchissantes : évidemment, tout ce qui suit ne fonctionne pas si les miroirs ont un coté en verre dépoli.

3. Le lecteur intéressé par la théorie des cavités optique pourra lire la chapitre 16 de *Optics* [4].

4. il faut le voir pour le croire

Cependant, si l'onde incidente satisfait la condition d'interférence constructive  $f = p * \frac{c}{2L}$ ,  $p \in \mathbb{Z}$  illustrée figure 6, on peut montrer que de la lumière traverse la cavité et n'est plus réfléchié mais transmise à travers les deux miroirs.

Pour une cavité à miroirs de même réflectivité  $r$  et de transmission  $t = \sqrt{1 - r^2}$  (en amplitude), le coefficient de réflexion en intensité s'écrit, avec  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$  (intervalle spectral libre) :

$$F(\omega) = \frac{E_{refl}}{E_{incident}} = \underbrace{r e^{i(\omega * t + \pi)}}_{\text{reflexion sur la première interface}} + tr t * e^{i(\omega * t - 2L/c)} + tr^3 t * e^{i(\omega * t - 4L/c)} + \dots = \frac{r(e^{i\frac{\omega}{\Delta\nu}} - 1)}{1 - r^2 e^{i\frac{\omega}{\Delta\nu}}} \quad (1)$$

Si on trace l'intensité réfléchié normalisée  $F(\omega) * F^*(\omega)$ , on observe en effet périodiquement tous les  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$  une annulation de l'intensité réfléchié, ce qui signifie que la lumière est transmise par la cavité, comme on peut le voir sur la figure 7.

### 2.3.2 Finesse

La finesse d'une cavité est définie comme la largeur à mi hauteur d'un pic de Fabry-Pérot divisé par l'intervalle spectral libre  $\Delta\nu$  et peut s'exprimer, avec  $r$  le coefficient de réflexion en amplitude, comme :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi * r}{1 - r^2} \quad (2)$$

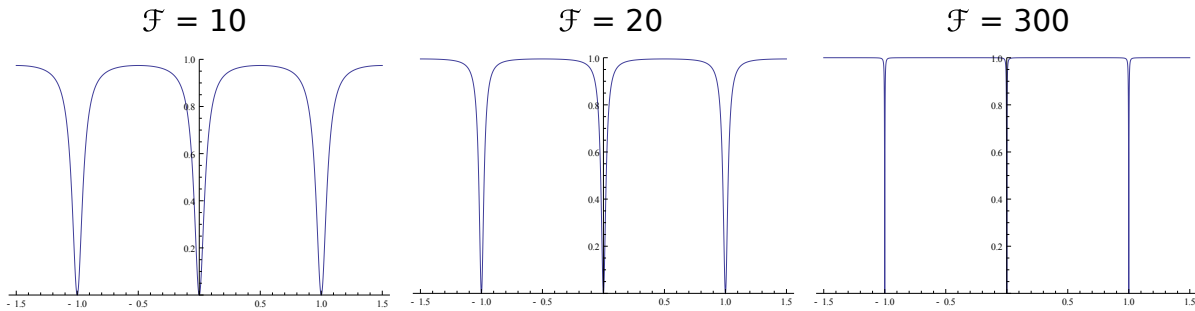


FIGURE 7 – Intensité réfléchié normalisée  $|F(\omega) * F^*(\omega)|$  en fonction de  $\frac{f}{\Delta\nu}$  calculée pour trois cavités de finesse différentes :  $\mathcal{F} = 10 \leftrightarrow r = 0,86$ ;  $\mathcal{F} = 20 \leftrightarrow r = 0,93$ ;  $\mathcal{F} = 300 \leftrightarrow r = 0,9948$ . Le lecteur gardera à l'esprit que la finesse de la cavité utilisée est de  $2,4.10^4$

## 2.4 Optique Gaussienne

Dans la partie précédente, on a considéré les faisceaux comme des ondes planes. En réalité, un faisceau laser est spatialement limité : il faut donc tenir compte de la diffraction. En très bonne approximation, je considérerai les faisceaux comme des faisceaux gaussiens, dont les relations de propagation peuvent s'exprimer sous la forme de relations matricielles décrites dans *Laser Beams and Resonators* [6]. Dans ce formalisme, une section transverse du faisceau a une distribution de champ électrique – donc d'intensité lumineuse – de forme gaussienne. En coordonnées cylindriques, avec  $r$  la distance à l'axe de propagation et  $z$  la projection le long de l'axe de propagation, l'intensité lumineuse s'exprime donc comme :

$$I(r, z) = I_0 \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w(z)^2}\right) \quad (3)$$

avec  $w(z)$  le rayon, défini comme la demi largeur à  $1/e^2$  de la distribution d'intensité lumineuse perpendiculaire à l'axe de propagation à une coordonnée  $z$  (voir exemple pour un faisceau de rayon  $200\ \mu\text{m}$  figure 8, à gauche).

Le rayon, noté  $w(z)$ , dépend de la position  $z$ . La figure 8 (droite) présente la coupe longitudinale d'un faisceau gaussien. On appelle *waist* le minimum du rayon le long du faisceau gaussien et on le note  $w_0$ . La zone de Rayleigh, située entre  $-z_r$  et  $+z_r$  avec  $z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ , correspond à la zone dans laquelle le rayon du faisceau est compris entre  $w_0$  et  $w_0\sqrt{2}$ . Loin de la zone de Rayleigh, le faisceau se comporte comme une onde sphérique confinée entre les asymptotes  $r_{\pm}(z) = \pm \frac{\lambda}{\pi w_0} z$

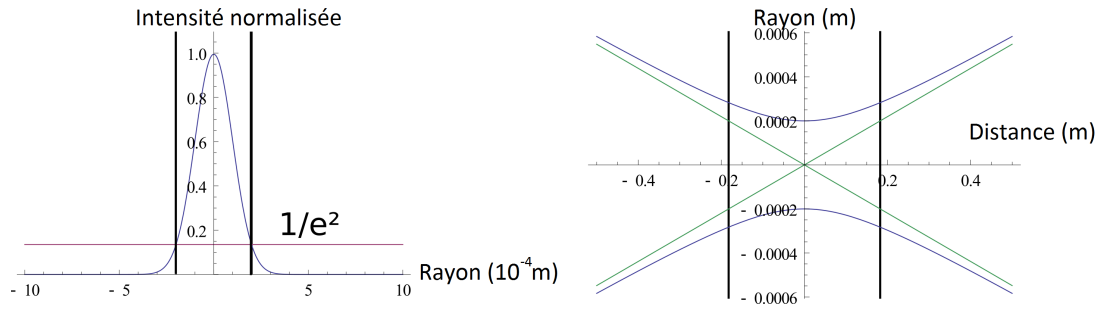


FIGURE 8 – À gauche, coupe transverse d'un faisceau gaussien au niveau du waist  $w_0 = 200\ \mu\text{m}$ . À droite, coupe longitudinale de ce même faisceau : les deux paraboles bleues représentent  $\pm w(z)$ , les deux barres verticales délimitent la zone de Rayleigh, et les deux droites vertes sont les asymptotes (onde sphérique à grande distance devant  $z_r$ ).

## 2.5 La cavité de Fabry-Pérot ultra stable

### 2.5.1 Caractéristiques

La cavité de Fabry-Pérot utilisée, représentée en figure 9, est une cavité commerciale *Stable Lasers* de très haute finesse  $\mathcal{F} = 2,4 \cdot 10^4 \pm 10^3$  à  $689\text{nm}$ <sup>5</sup>, et d'intervalle spectral libre  $\Delta\nu = \frac{c}{2L} = 1,5\text{GHz}$  (longueur  $10\text{cm}$ ). La largeur à mi hauteur théorique d'un pic de Fabry-Pérot est donc de  $\Delta\nu/\mathcal{F} = 60\ \text{kHz}$ .

Je l'ai reliée à une pompe ionique qui sert à maintenir l'enceinte sous vide. La mise sous vide initiale se fait grâce à une autre pompe par l'intermédiaire de la vanne.

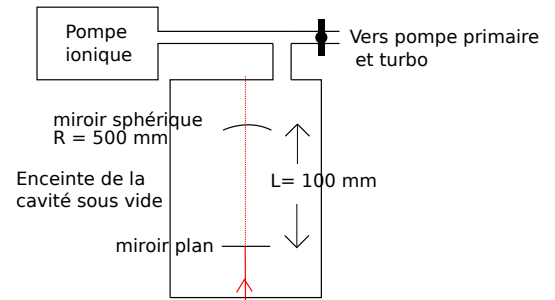


FIGURE 9 – Schéma de la cavité de Fabry-Pérot ultra stable

**Stabilité spatiale** Il faut que la cavité soit stable au sens de la propagation du faisceau entre les miroirs. Prenons l'exemple de la cavité constituée de deux miroirs plans face à face figure 6 partie 2.3.1. En imaginant un faisceau incident dévié d'un angle faible par rapport à la normale, on se convainc qu'après un certain nombre de réflexions, le faisceau va sortir des miroirs qui ont un diamètre fini. De plus, plus la cavité est de finesse élevée, plus ce nombre d'allers-retours à considérer est élevé ce qui rend en pratique l'alignement de ce type de cavité impossible. On peut montrer que sous certaines conditions, des cavités qui utilisent des miroirs sphériques peuvent être stables, c'est à dire garder un rayon incident confiné même si il entre légèrement désaxé. Dans *Laser Beams*

5. Le constructeur donne un coefficient de transmission de  $T_{707} = 0,00009956$  en intensité à  $707\ \text{nm}$  et de  $T_{679} = 0,00014264$  à  $679\text{nm}$ . En extrapolant linéairement, on trouve  $T_{689} = 0,000127254$ . J'en déduis la finesse d'après l'équation 2.



and Resonators, H.Kogelnik et al. [6] montrent que la condition de stabilité d'une cavité s'exprime comme

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (4)$$

avec  $R_1$  et  $R_2$  le rayon de courbure des miroirs sphériques et  $L$  la distance entre les miroirs.

Ce critère garantit aussi la stabilité vis à vis de la diffraction d'un faisceau gaussien, refocalisé par les miroirs, et je me suis convaincu de la validité de celui-ci en implémentant une simulation numérique avec le logiciel *Mathematica*.

Pour la cavité ultra stable ( $R_1 = \infty, R_2 = 500\text{mm}, L = 10\text{mm}$ ) et la cavité d'analyse ( $R_1 = \infty, R_2 = 304\text{mm}, L = 150\text{mm}$ ), ce critère de stabilité est vérifié.

**Stabilité en fréquence** Le but est d'avoir une cavité qui soit un étalon de fréquence : il faut donc limiter les effets des fluctuations de la température sur la longueur de la cavité, directement reliée à l'intervalle spectral libre. Pour cela, la cavité est constituée de deux miroirs collés par adhésion moléculaire aux extrémités d'un barreau en verre ULE (*Ultra Low Expansion*), le tout étant placé dans un enceinte maintenue dans un vide poussé par une pompe ionique ( $7,7 \cdot 10^{-8} \text{mbar}^6$ ) (figure 9). L'adhésion moléculaire permet une fixation des miroirs sans colle qui pourrait se dilater. La mise sous vide permet d'isoler la cavité des fluctuations rapides de température : ces dernières pourraient en effet faire varier l'indice de l'air entre les miroirs et déformer le verre. Pour les fluctuations lentes, il faudra asservir la cavité en température (non fait dans mon stage) à environ  $T_{zc} = 27^\circ\text{C}$ , température qui correspond d'après le constructeur à l'annulation du coefficient de dilatation thermique du barreau ULE. En effet, le barreau en verre ULE est conçu de manière à ce qu'à  $T < T_{zc}$ , le barreau se dilate quand la température augmente, et à  $T > T_{zc}$ , il se contracte quand la température augmente. Ainsi  $T \approx T_{zc}$ , la longueur de la cavité dépend très peu de la température.

### 2.5.2 Ultravide : aspects expérimentaux

Mettre en place la cavité sous vide est une opération assez délicate. J'ai commencé par installer l'enceinte de la cavité sur la table optique. Avant d'installer la cavité à l'intérieur de son enceinte, il faut effectuer un étuvage de l'enceinte. Cette étape consiste à mettre sous vide et à chauffer à une température d'environ  $60^\circ\text{C}$  l'enceinte pendant plusieurs jours. Cela permet de faire dégazer d'éventuelles traces de vapeur d'eau ou de graisse, afin d'obtenir un vide de meilleure qualité.

Pour mettre l'enceinte sous vide, j'ai utilisé deux pompes reliées par un tube appelé tombac. Lors de la connexion du tombac à la pompe, il faut éviter de salir les éléments en contact avec l'ultra-vide en utilisant des gants. La connexion du tombac à la cavité se fait par l'intermédiaire d'un joint en cuivre à usage unique. La première pompe, appelée pompe primaire, fait un vide à environ  $10^{-4} \text{mbar}$ , puis la deuxième pompe appelée turbo prend le relais jusqu'à environ  $10^{-7} \text{mbar}$ . J'ai effectué le chauffage de la cavité en trois étapes. Ce système se modélise en considérant des pertes proportionnelles à la différence de température entre l'enceinte et l'extérieur. En modélisant en temps réel mes mesures par  $T(t) = T_0 + (T_{max} - T_0)\exp(-t/\tau)$  avec  $T_{max}$  la température maximum théorique pouvant être atteinte par un chauffage donné, j'ai pu ajuster par dichotomie la puissance nécessaire pour atteindre  $60^\circ\text{C}$  (voir figure 11), en sachant que dépasser trop cette valeur peut endommager certains éléments de l'enceinte.

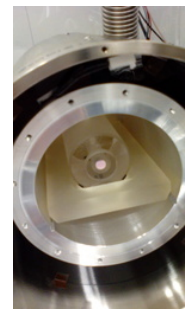


FIGURE 10 – Photo de la cavité (centre) dans son enceinte

6. 1 mbar = 100 Pa

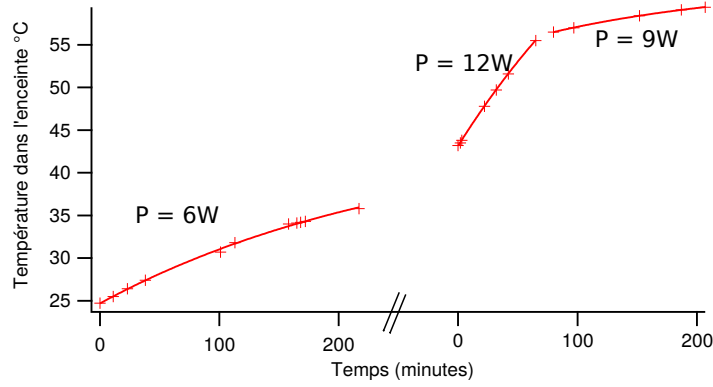


FIGURE 11 – Étuvage de l'enceinte de la cavité en trois phases. Étape 1 :  $P = 6W$ ,  $T_{max} \simeq 44^{\circ}C$ ; Étape 2 :  $P = 12W$ ,  $T_{max} \simeq 88^{\circ}C$  (j'ai diminué la puissance avant de dépasser  $60^{\circ}C$ ); Étape 3 :  $P = 9W$ ,  $T_{max} \simeq 62^{\circ}C$

Une fois l'enceinte de la cavité étuvée, j'ai relâché la pression en ouvrant doucement la vanne puis j'ai placé la cavité à l'intérieur de l'enceinte comme sur la photo 10, le tout en maintenant une surpression en azote dans l'enceinte pour éviter l'entrée de poussières ou de vapeur d'eau. J'ai ensuite remis la cavité sous vide en utilisant à nouveau la pompe primaire puis turbo puis ionique. Le vide atteint est de  $7,7 \cdot 10^{-8}$  mbar après plusieurs jours.

## 2.6 Injection de la cavité

Dans toute cette partie, j'explique comment *injecter* la cavité ultra stable. Il est nécessaire d'avoir un signal sur la photodiode en réflexion sur la cavité bien contrasté pour faire un asservissement. Ce qui suit est le résultat d'une démarche d'optimisation qui m'a permis d'obtenir des pics de Fabry-Pérot avec un contraste de 60%.

### 2.6.1 Modes propres de cavité

Il est tout d'abord nécessaire de comprendre la notion de modes propres de cavité. Quand une cavité est constituée de miroirs non plans, la cavité possède plusieurs modes transverses  $TEM_{pq}$  dits de Hermite-Gauss. Cela signifie que la cavité transmet de la lumière aux fréquences  $\nu_{mpq}$  telles que

$$\nu_{mpq} = \frac{c}{2L}(m + (p + q + 1)\epsilon) \quad (5)$$

avec, dans le cas d'une cavité avec un miroir plan et un miroir sphérique :

$$\epsilon = \frac{1}{\pi}(\arctan(L/\sqrt{L(R-L)})) \quad (6)$$

Pour la cavité de Fabry-Pérot ultra stable, la formule 6 donne  $\epsilon \simeq 0,14758$ . Cela signifie donc la présence d'un pic tous les  $\epsilon \frac{c}{2L} = 220MHz$ . C'est effectivement ce que j'ai observé sur la figure 18. Pour faire un asservissement, je dois avoir un pic de Fabry Pérot bien contrasté et bien défini. Nous verrons (notamment à la figure 19) que seul le pic de Fabry-Pérot correspondant au mode  $TEM_{00}$  permet de s'asservir sur un pic bien défini. J'expliquerai donc dans les parties suivantes comment maximiser le contraste sur un mode  $TEM_{00}$ .

## 2.6.2 Filtrage par système lentille pinhole lentille

Du fait de la construction du laser, le faisceau sortant n'a pas une forme de faisceau gaussien. Le regarder en coupe révèle un faisceau de forme ovale, avec plusieurs lobes. Il est difficile de définir ainsi un rayon et une position de waist.

J'ai donc effectué un filtrage de ce faisceau pour obtenir un faisceau circulaire et collimaté. Le principe, décrit en figure 12, consiste à focaliser le faisceau incident grâce à une lentille au centre sur un trou de diamètre  $60\mu\text{m}$  qui est un peu plus petit que la taille du faisceau focalisé. Grâce à une deuxième lentille, j'obtiens un faisceau collimaté de waist  $1140\mu\text{m}$ , après avoir fait passer le faisceau dans un iris de diamètre 4 mm pour enlever les anneaux de diffraction créés par le trou de diamètre  $60\mu\text{m}$ . J'ai donc réalisé un filtrage dans le plan de Fourier suivi d'un filtrage spatial.

J'ai conçu ce montage en utilisant le logiciel *Gaussian Beam*, qui permet de calculer l'effet de composants optiques sur un faisceau gaussien de paramètres donnés. Il est basé sur l'application des formules de propagation matricielles pour les faisceaux gaussiens de [6]. Cependant, puisque le faisceau incident n'est pas gaussien, les résultats donnés ne sont qu'approximatifs et j'ai dû ajuster la position des éléments optiques. Le rendement de ce système, défini comme le rapport des puissance de sortie et d'entrée est de l'ordre de 30%. Il dépend fortement de l'alignement des miroirs. Mais ce n'est pas important puisque l'on n'a besoin que de très peu d'intensité lumineuse pour injecter la cavité (environ  $100\mu\text{W}$ ).

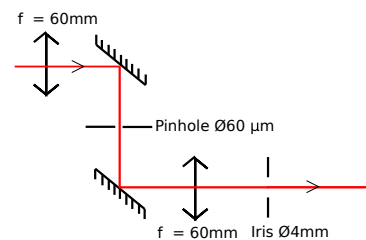


FIGURE 12 – Système de filtrage dans l'espace de fourier puis spatial

## 2.6.3 L'alignement de la cavité

Puisque l'entrée de la cavité est plus élevée que le plan laser, j'ai fabriqué un périscope (figure 14) pour effectuer l'alignement.

Pour effectuer un réglage précis, il faut utiliser un pied épais (droite de la photo 13) et des montures de miroir de qualité supérieure. Je me suis aidé d'un iris préalablement aligné sur l'axe de la cavité en éclairant les miroirs depuis le hublot de sortie avec une lampe de poche. C'est possible du fait que les miroirs sont des miroirs diélectriques avec un coefficient de réflexion très élevé à la longueur d'onde voulue, mais très faible à d'autres longueur d'onde : on « voit à travers ». Cette étape m'a été essentielle pour effectuer un bon préalignement des miroirs du périscope, en m'assurant ainsi d'envoyer le faisceau au centre du miroir d'entrée puis en superposant sa réflexion avec le faisceau incident. J'ai ensuite effectué l'alignement en utilisant les vis de réglage fin des montures de miroirs, en alignant le faisceau réfléchi sur le premier miroir avec le faisceau incident.

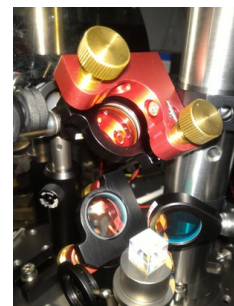


FIGURE 13 – Photo du périscope

## 2.6.4 Adaptation de mode sur la cavité

**Observations** Une fois que la cavité est alignée géométriquement, cela ne veut pas dire pour autant que l'on peut visualiser un pic de Fabry-Pérot contrasté comme celui de la figure 7. En effet, sans effectuer l'étape d'adaptation de mode décrite dans cette partie, on observe que les fréquences où il y a transmission à travers la cavité sont plus nombreuses que celles prédites par la théorie simplifiée de la partie 2.3.1, tous les  $c/2L$ . Ce sont les modes de cavité d'Hermite-Gauss  $TEM_{pq}$ , décrits en partie 2.6.1.

J'ai pu observer des modes de cavité  $TEM_{pq}$  (figure 15) grâce à une caméra placée à la sortie de la cavité. On observe donc la répartition transverse d'intensité de ces

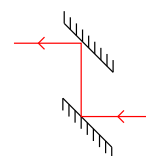


FIGURE 14 – Principe d'un périscope

modes. Le nombre de maxima d'intensité lumineuse dans la direction transverse x [resp. y] correspond à (p+1) [resp. (q+1)].

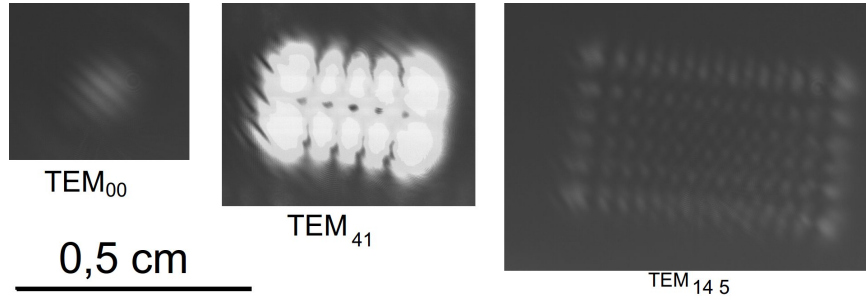


FIGURE 15 – Quelques modes spatiaux de la cavité obtenus en modifiant la fréquence du laser avec le piezo. Photos sur capteur Lucam Lu 170 M avec exposition 4 ms, à 15 cm du miroir de sortie de la cavité ultra-stable. On remarque que le mode  $TEM_{00}$ , à gauche n'est que très peu contrasté puisque le recouvrement spatial du faisceau incident avec le mode  $TEM_{00}$  est faible.

Pour voir un mode, il faut un recouvrement spatial et en fréquence du faisceau avec le mode de cavité. Pour le recouvrement en fréquence, il est possible de bouger le piezo pour modifier légèrement la fréquence du laser, mais pour le recouvrement spatial, il faut faire en sorte que le faisceau incident soit bien superposé avec le mode. Initialement, le recouvrement spatial se fait sur des modes de hauts ordre (figure 15). En gardant en tête que le but est de faire un asservissement, j'ai cherché à maximiser le recouvrement spatial avec le mode  $TEM_{00}$ .

**Adaptation de mode** J'ai effectué une adaptation de mode afin de maximiser le contraste sur le mode  $TEM_{00}$ . Le mode  $TEM_{00}$  correspond à la configuration dans laquelle les miroirs de la cavité sont des surfaces equiphase. Or le rayon de courbure du front d'onde d'un faisceau gaussien s'exprime comme

$$R(z) = z \left( 1 + \frac{z_r^2}{z^2} \right) \quad (7)$$

avec  $z_r = \pi w_0^2 / \lambda$  la longueur de Rayleigh définie en partie 2.4 et  $z=0$  la position du waist.

Le miroir plan (de rayon de courbure infini) matérialise donc la position du waist du faisceau incident. Il doit aussi y avoir au niveau du miroir sphérique égalité entre le rayon de courbure du miroir et le rayon de courbure de la surface equiphase. Cette égalité de rayon de courbure est garantie en imposant la taille du faisceau au niveau du miroir plan :

$$w_0 = R(0) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R-L)}} \quad (8)$$

Avec les paramètres de la cavité ultra-stable  $L = 100\text{mm}$ ,  $R = 500\text{mm}$  et  $\lambda = 689\text{nm}$ , on obtient  $w_0 = 209\mu\text{m}$ . Il faut donc que le faisceau incident ait un waist de  $209\mu\text{m}$  placé au niveau du miroir plan. Or une mesure de la taille du faisceau incident à l'aide d'une caméra<sup>7</sup> et du logiciel *Dataray* donne un faisceau collimaté<sup>8</sup> incident de rayon  $1140\mu\text{m}$ .

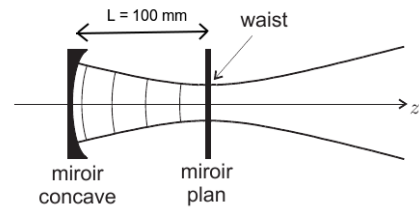


FIGURE 16 – Adaptation du waist sur la cavité (figure adaptée de [7])

7. Il s'agit d'un capteur précédé d'une lame qui absorbe une bonne partie de la lumière afin de ne pas saturer le capteur

8. Sa longueur de Rayleigh est de 6 m, il peut donc être considéré comme collimaté à l'échelle de la table

J'ai donc effectué une simulation à l'aide du logiciel *Gaussian Beam* pour concevoir un montage qui permet d'avoir le waist de  $209\mu\text{m}$  au niveau du miroir plan de la cavité. J'ai effectué plusieurs simulations avec les lentilles à disposition pour sélectionner le montage de la figure 17 pour sa plus grande compacité.

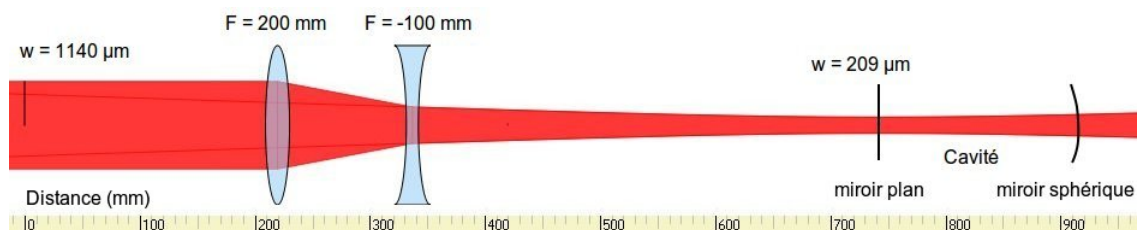


FIGURE 17 – Capture d'écran de la simulation avec le logiciel gaussian beam.

J'ai effectué ce montage, en tenant compte du fait que le périscope rajoute un chemin optique d'environ 6cm. Afin de vérifier expérimentalement la validité de cette simulation, j'ai mesuré la taille du faisceau avec la caméra à un endroit situé à la même distance que le miroir plan de la cavité, puisqu'il m'est impossible de faire la mesure à cet endroit. Après avoir fait cette opération, j'ai réajusté les vis de réglage fines du périscope de manière à garder la cavité injectée.

## 2.7 Resultats expérimentaux et discussion

### 2.7.1 Pics de Fabry Pérot en transmission

Une fois l'adaptation de mode effectuée, le recouvrement spatial sur le pic  $TEM_{00}$  est amélioré. Pour obtenir la réponse en fréquence de la cavité en transmission, je fais varier la fréquence du laser au cours du temps. Cela consiste à déplacer le piezo en envoyant une modulation sinusoïdale sur son alimentation. La modulation envoyée sur l'alimentation du piezo est à une fréquence de quelques dizaines de Hertz, ce qui signifie que le laser oscille entre une fréquence maximale et une fréquence minimale environ dix fois par seconde. Via une calibration de la tension de modulation envoyée sur le piezo en fonction de la fréquence du laser, j'ai pu, à partir de la réponse temporelle d'une photodiode placée en transmission, obtenir la réponse fréquentielle de la cavité (figure 18).

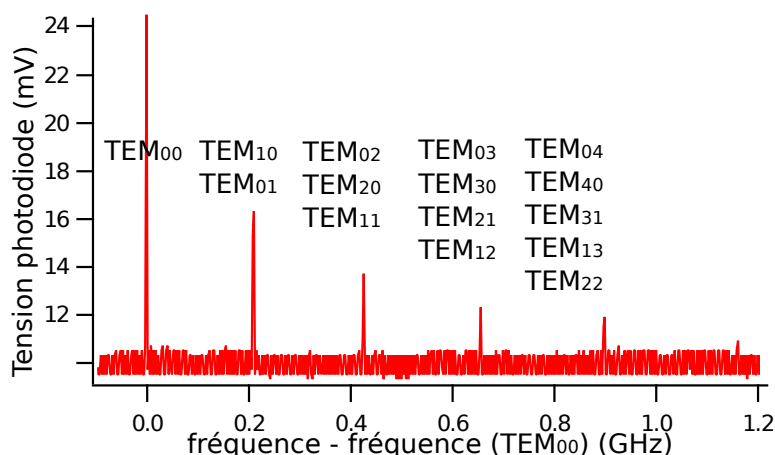


FIGURE 18 – Réponse fréquentielle de la cavité en transmission : Tension de la photodiode en transmission (proportionnelle à l'intensité reçue) en fonction de la fréquence par rapport au mode  $TEM_{00}$ . Puisque l'intervalle spectral libre est de 1,5 GHz, ce motif se répète tous les 1,5 GHz

On observe sur la figure 18 un pic correspondant au mode  $TEM_{00}$  (le plus grand, à gauche), mais aussi des pics à des fréquences plus élevées correspondant aux modes de Hermite-Gauss  $TEM_{pq}$  dont l'intensité décroît avec  $(p+q)$ . L'écart de fréquence observé entre les pics correspond à la théorie décrite en 2.6.1 : 1 pic tous les environ  $\epsilon \frac{c}{2L} = 220$  MHz.

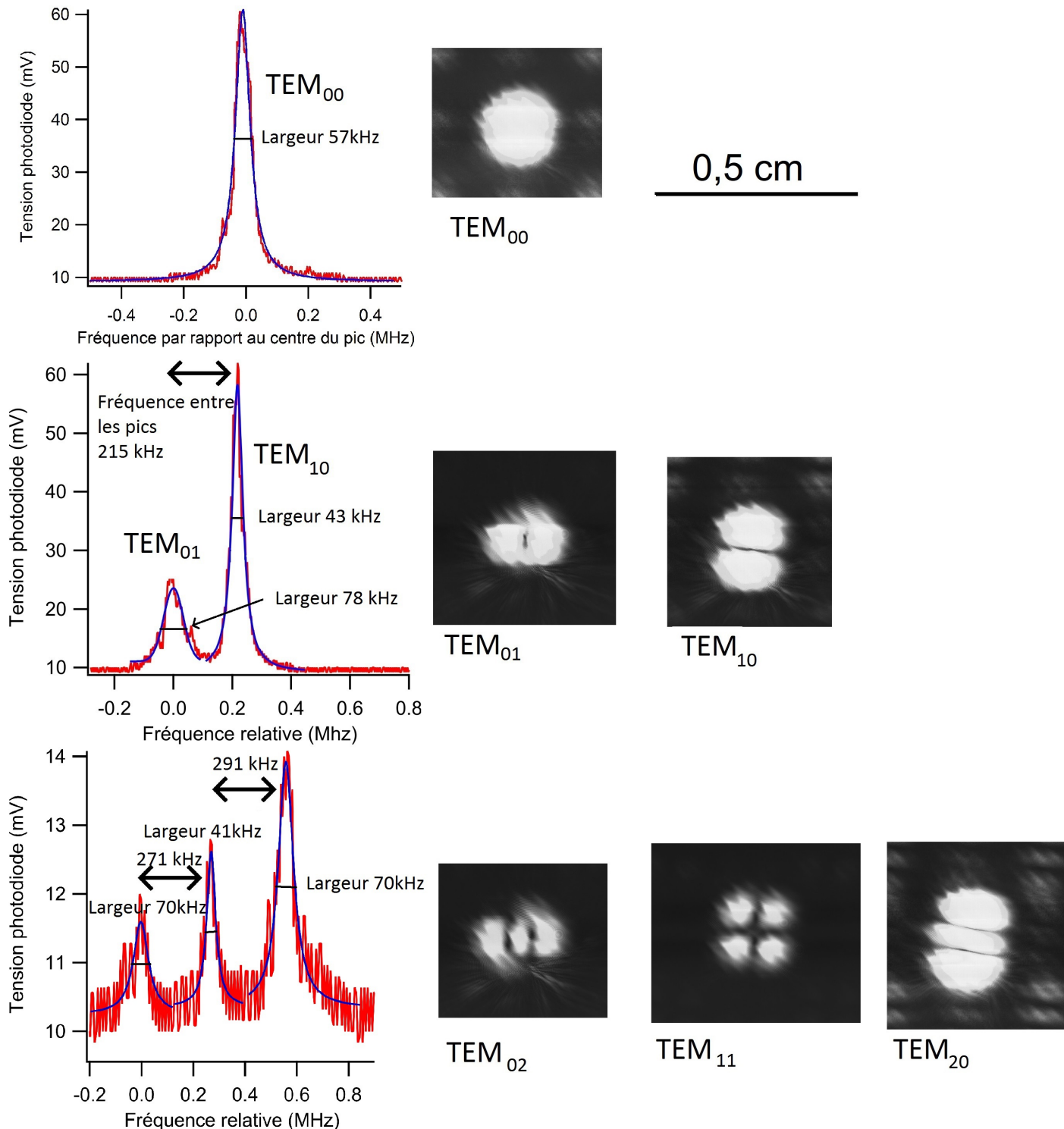


FIGURE 19 – À gauche : réponse fréquentielle de la cavité à proximité du pic ; à droite : photos des modes correspondants en transmission. Les pics sont ajustés par des lorentziennes pour calculer leur largeur à mi-hauteur (Photos sur capteur Lucam Lu 170 M avec exposition 4 ms, à 15 cm du miroir de sortie de la cavité ultra-stable). Incertitude sur l'échelle en fréquence  $\pm 40\%$ .

## 2.7.2 Image des différents modes de cavité sur la caméra en transmission

Les pics de la figure 18 donnent l'impression que les fréquences correspondantes aux modes à  $(p+q)$  constants sont les mêmes. Mais je me suis rendu compte, comme on peut le voir sur la figure 19 page 14 qu'à une valeur de  $(p+q)$  correspond un groupe de pics. Les fréquences des modes de Hermite-Gauss à  $(p+q)$  constant ne sont donc pas dégénérées. Il est possible d'observer un tel phénomène puisque la cavité est suffisamment fine. En effet, avec une cavité de faible finesse, un écart de fréquence d'environ 260 kHz<sup>9</sup> serait masqué par l'épaisseur de chaque pic.

**Tentative d'explication de ce phénomène** Observer la non dégénérescence des fréquences des modes à  $(p+q)$  constant viendrait selon moi d'une différence de rayon de courbure du miroir sphérique selon deux directions.

En transformant l'équation 5 en considérant un  $\epsilon$  qui dépend de l'axe, j'obtiens :

$$\nu_{m,p,q} = \frac{c}{2L}(m + \epsilon_{moyen} + \epsilon_p p + \epsilon_q q) \quad (9)$$

avec

$$\epsilon_i = \frac{1}{\pi}(\arctan(L/\sqrt{L(R_i - L)})) \quad (10)$$

et

$$\epsilon_{moyen} = \frac{\epsilon_p + \epsilon_q}{2} \quad (11)$$

En considérant la différence de fréquence  $\delta f$  entre les modes  $TEM_{01}$  et  $TEM_{10}$ , on obtiens  $\epsilon_p - \epsilon_q = \frac{\delta f}{\frac{c}{2L}} = 1,4 \cdot 10^{-4}$ . Cela peut s'expliquer par une différence de rayon de courbure de 0,9 mm sur un des axes du miroir sphérique, à comparer avec le rayon moyen de 500mm.

## 2.8 Collection du signal sur la photodiode

Pour la technique de Pound-Drever-Hall (détaillée en partie 3.1), je récupère le signal en réflexion sur la cavité (voir figure 3, devant la cavité ultra-stable) sur une photodiode rapide. Pour cela j'utilise une lame  $\lambda/4$  : la lumière incidente est polarisée S puisqu'elle est réfléchiée sur un cube, et traversera deux fois la lame  $\lambda/4$  placée de manière à ce que le faisceau revienne polarisé P et passe à travers le cube.

## 3 Mise en place de l'asservissement : partie électronique

### 3.1 Principe de l'asservissement Pound-Drever-Hall

Le principe général d'un asservissement est de générer un signal d'erreur dépendant de l'écart à la consigne qui est utilisé pour rétroagir sur la source. Dans le cas de la cavité de Fabry-Pérot, on asservit le laser à une fréquence où il y a transmission. On s'asservit sur un pic correspondant à un mode  $TEM_{00}$  pour être sûr de s'asservir sur un pic isolé (voir partie 2.7.2). On peut penser naïvement que le problème est simple : si le bruit du laser l'éloigne de la zone où l'on a réflexion, on envoie une correction sur le laser. Mais, comme le signal de réflexion en intensité sur la cavité est symétrique par rapport au centre du pic, il n'y a pas de moyen a priori de savoir si le laser dérive parce que sa fréquence augmente ou diminue. J'ai donc utilisé la méthode de Pound-Drever-Hall [5] qui produit un signal d'erreur

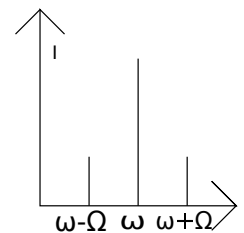


FIGURE 20 – Spectre du laser modulé en phase

9. moyenne des trois écarts entre pics mesurés sur la figure 19 page 14.

contenant cette information. Cela consiste à envoyer un laser de pulsation  $\omega$  modulé en phase à la pulsation  $\Omega$ . Le but est d'obtenir un spectre de laser comme celui de la figure 20 avec deux bandes latérales en fréquence.

Le champ émis par le laser modulé est :

$$E(t) = E_0 e^{j(\omega t + \beta \cos(\Omega t))} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} (j)^n J_n(\beta) e^{j(\omega + n\Omega)t} \simeq E_0 [J_0(\beta) e^{j\omega t} + j J_1(\beta) (e^{j(\omega + \Omega)t} - e^{j(\omega - \Omega)t})] \quad (12)$$

avec  $J_n$  les fonctions de Bessel de première espèce et  $\beta$  le taux de modulation suffisamment faible pour que seules les bandes aux pulsations  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$  et  $\omega - \Omega$  soient significatives. Ces deux bandes créent un battement avec la porteuse à la pulsation  $\Omega$ .

J'ai ensuite injecté la cavité avec le laser ainsi modulé. Pour connaître l'amplitude des ondes réfléchies, il faut multiplier l'amplitude des différentes composantes en fréquence du signal modulé par la réponse en réflexion de la cavité de Fabry-Pérot (voir equation 1) à la fréquence correspondante. On mesure alors sur une photodiode le signal  $I(t) = E_r(t) \cdot E_r^*(t)$  avec  $E_r$  le champ réfléchi qui s'exprime donc comme :

$$E_r = E_0 [F(\omega) J_0(\beta) e^{j\omega t} + j J_1(\beta) (F(\omega + \Omega) e^{j(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) e^{j(\omega - \Omega)t})] \quad (13)$$

Le signal  $I(t)$  a une composante continue, une composante à la pulsation  $\Omega$  et une composante à  $2\Omega$ . La composante à  $\Omega$  de  $I(t)$  est proportionnelle à

$$\begin{aligned} & \sin(\Omega t) J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Im}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] + \\ & \cos(\Omega t) J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Re}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \end{aligned} \quad (14)$$

Il faut ensuite isoler  $\text{Im}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)]$  dans 14, qui est le signal d'erreur de Pound-Drever-Hall : ce signal, représenté sur la figure 22 est bien proportionnel pour de faibles écarts à l'écart algébrique à la résonance. Pour récupérer ce signal, je réalise une détection synchrone. Cela consiste à multiplier  $I(t)$  par  $\cos(\Omega t + \Phi)$  avec  $\Phi$  réglable, puis on passe le tout dans un filtre passe-bas pour ne garder que la composante continue. Le signal récupéré contient donc la composante continue de  $I(t)$  et le signal de Pound-Drever-Hall proportionnel à  $\text{Im}[F(\omega) F(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)]$ .

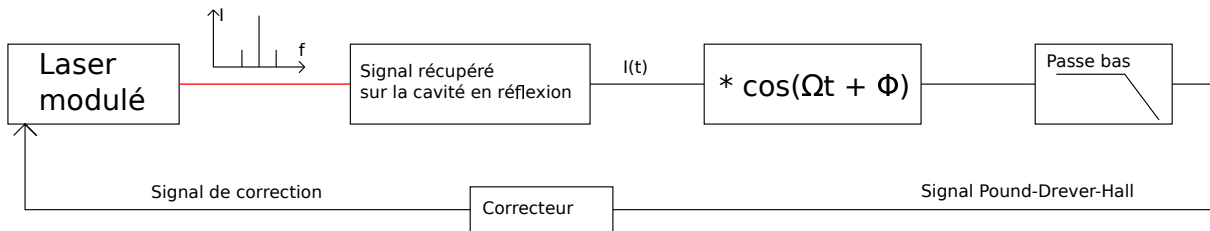


FIGURE 21 – Schema de principe de l'asservissement, je reviendrai plus tard sur le correcteur

Le signal de Pound-Drever-Hall (voir figure 22) est ensuite modifié par un correcteur – notion sur laquelle je reviendrai – pour corriger le laser (figure 21).

### 3.2 Signaux de Pound-Drever-Hall : comparaison théorie expérience

J'ai commencé par l'étude du signal de Pound-Drever-Hall, sans effectuer pour l'instant de rétroaction sur le laser. Dans la première partie de mon étude, j'ai utilisé une détection synchrone



commerciale *Stanford Research*. En effet, Fabrice Wiotte, électronicien au LPL, a conçu une électronique plus adaptée en parallèle que j'ai essayé à la fin de mon stage. Cette détection synchrone commerciale – qui correspond aux blocs " $\cos(\Omega t + \phi)$ " et "passe bas" de la figure 21 – permet déjà d'obtenir le signal de Pound-Drever-Hall. Pour observer le signal de Pound-Drever-Hall en fonction de l'écart de la fréquence du laser à la résonance, je module le laser à  $\Omega = 1\text{MHz}$  en agissant sur l'intensité d'alimentation (modulation de phase pour obtenir les bandes latérales en fréquence de l'équation 13). Le spectre du laser est donc celui de la figure 20. Puis je module la fréquence globale du laser  $\frac{1}{2\pi}\omega$  en agissant sur le piezo. En ajustant la phase  $\phi$  de la détection synchrone et avec un filtre passe bas<sup>10</sup> de constante de temps  $80\mu\text{s}$  j'obtiens la figure 22.

J'ai ensuite comparé le signal mesuré avec le signal théorique  $\text{Im}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)]$ , en ayant fixé la fréquence de modulation  $\Omega$  et la fonction  $F(\omega)$  qui dépend de la géométrie de la cavité et du coefficient de réflexion des miroirs.

Observations :

- une modulation à  $\frac{\Omega}{2\pi} = 1\text{MHz}$  produits deux pics latéraux sur le signal de Pound-Drever-Hall à  $\pm\frac{\Omega}{2\pi}$  par rapport à la fréquence centrale (figure 22).
- La théorie prévoit que la pente au niveau du pic central (figure 22) ait une largeur de 60 kHz. Ce résultat dépend de l'intervalle spectral libre et de la finesse de la cavité. Il est indépendant de la fréquence de modulation  $\Omega$ . Mais on observe que la pente mesurée au niveau du pic central est plus faible que ce que prédit la théorie : cela est du au temps d'intégration de la détection synchrone. Ce n'est pas le cas dans l'électronique finale qui sera décrite 3.5.

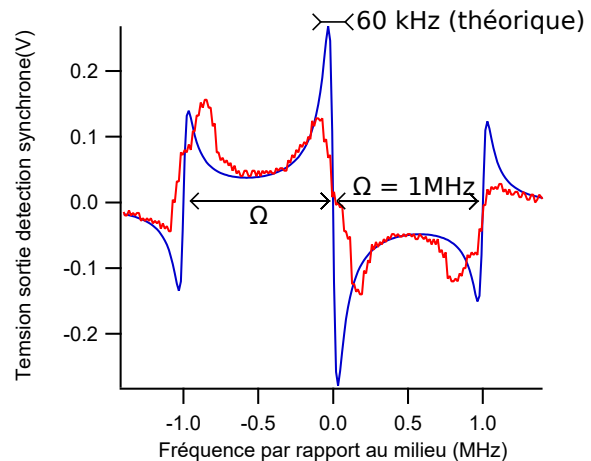


FIGURE 22 – Signal de Pound-Drever-Hall pour le laser modulé à 1 MHz en fonction de la fréquence par rapport au centre du pic de Fabry-Pérot. En rouge : tension mesurée aux bornes de la photodiode, en bleu, ajustement par le signal théorique. Incertitude de  $\pm 5\%$  sur l'échelle en fréquence.

### 3.3 Point de vue technique

Le laser est alimenté par une alimentation se comportant comme un générateur de courant. Elle a une entrée BNC "modulation" qui permet de moduler le courant en fonction de la tension d'entrée de la modulation, en utilisant un générateur radiofréquence.

Cependant j'ai dû résoudre une difficulté technique : je me suis rendu compte que la bande passante de l'entrée modulation de l'alimentation de courant n'est que de 350 kHz, ce qui n'est pas suffisant si l'on veut effectuer une modulation du laser à une fréquence plus élevée (voir partie 3.4).

J'ai donc démonté la plaque arrière du laser, et usiné deux trous pour faire passer deux connecteurs pour pouvoir moduler directement la diode laser, sans

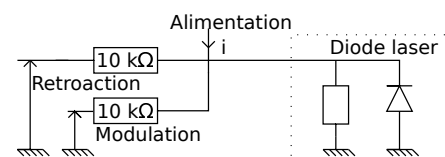


FIGURE 23 – Schéma électrique pour sommer le courant de modulation et la rétroaction sur le courant d'alimentation

10. celui de la détection synchrone dont l'ordre est inconnu

passer par l'électronique de l'alimentation. La figure 23 décrit le montage qui permet de sommer un courant de rétroaction et de modulation avec le courant d'alimentation.

### 3.4 Dimensionnement des constantes de temps de l'asservissement.

Il est important de dimensionner les constantes de temps de l'asservissement en fonction du bruit du laser. Au cours du temps, du bruit dans le laser fait que sa fréquence se déplace d'une excursion typique  $\Delta f$ , et ceci à une fréquence inférieure à une fréquence maximale typique  $f_0$ .

- L'excursion typique  $\Delta f$  est de l'ordre de 300 kHz. Pour effectuer l'asservissement, il est important que cette excursion typique soit inférieure à la plage de capture qui est définie comme  $2\Omega$  : c'est la largeur en fréquence du signal de Pound Drever Hall (voir figure 22). Cela implique donc que  $\Omega > 300$  kHz. Dans la partie 3.5, j'expliquerai pourquoi il est préférable de prendre  $\Omega$  plus élevé (3 MHz).
- La fréquence typique  $f_0$  est importante puisque c'est elle qui va déterminer à quelle vitesse doit pouvoir réagir l'électronique d'asservissement.

Je propose ici une manière d'estimer cette fréquence  $f_0$  : lorsque j'observe un pic de Fabry-Perot sur l'oscilloscope, c'est parce que le laser est modulé grâce au piezo. C'est à dire que la fréquence centrale du laser se déplace à une vitesse  $\frac{1}{2\pi} \frac{d\omega}{dt}$ . On peut considérer deux cas de figure : si cette vitesse de balayage est suffisamment rapide, on observe un pic de Fabry Pérot à l'écran donc la largeur à mi hauteur mesurée s'approche de sa largeur à mi hauteur réelle (de l'ordre de 60kHz, voir partie 2.5.1). On a donc pris un "instantané" du pic. Mais lorsque que la vitesse de balayage est trop faible, le bruit du laser est suffisamment rapide pour impacter la largeur du pic mesuré. C'est donc l'équivalent d'une photo floue, puisque le bruit est visible à l'échelle de temps de la mesure.

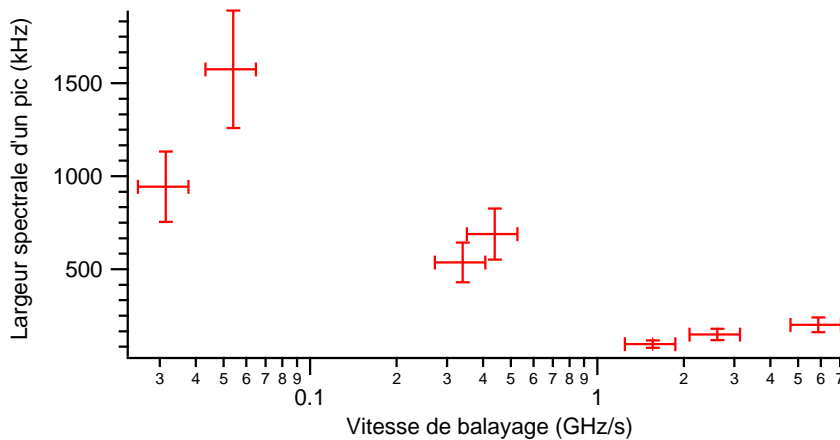


FIGURE 24 – Moyenne de la largeur a mi hauteur du pic de Fabry-Pérot  $TEM_{00}$  en fonction de la vitesse de balayage du laser  $\frac{1}{2\pi} \frac{d\omega}{dt}$

J'ai donc, pour plusieurs vitesses de balayage allant de 50 MHz/s à 6 GHz/s, effectué une moyenne de la taille d'un pic de Fabry Pérot  $TEM_{00}$ , sur 128 images pour chaque point (figure 24). Pour effectuer cette moyenne, j'ai utilisé la fonction *average* (moyenne) de l'oscilloscope sur 128 déclenchements, en déclenchant l'image sur le pic de Fabry Pérot  $TEM_{00}$ . On remarque sur le graphe 24 qu'à une vitesse de balayage inférieure à environ 1 GHz/s, la largeur spectrale mesurée du Pic de Fabry-Pérot est significativement supérieure à sa valeur spécifiée par le constructeur de la cavité. Au delà ce cette vitesse de balayage, cette largeur spectrale mesurée est comparable avec la largeur spectrale spécifiée. Ainsi, à une vitesse de balayage de 1 GHz/s, le pic – de largeur 60kHz – est balayé en  $60 \mu s$ . Cela signifie donc que la fréquence typique  $f_0$  des excursions de la fréquence centrale du laser est de l'ordre de  $1/60 \mu s = 15 kHz$ . Cela signifie également que la détection synchrone

commerciale utilisée en partie 3.2 pour obtenir un signal de Pound-Drever-Hall ne peut pas réagir assez rapidement pour asservir mon laser : en effet, la constante de temps de son filtre passe bas est de  $80\mu s$ , ce qui correspond à une fréquence de coupure de 12 kHz. J'ai vérifié cela en essayant de rétroagir sur le laser, sans succès. Je décrirai dans la partie 3.5 l'utilisation d'une électronique plus rapide.

### 3.5 Asservissement avec électronique rapide

L'électronique conçue par Fabrice Wiotte joue le rôle :

- de la détection synchrone (bloc " $\cos(\Omega t + \phi)$ " et "passe bas" de la figure 21 page 16).
- du générateur radiofréquence qui module le laser en agissant sur l'intensité d'alimentation à une fréquence  $\Omega = 3$  MHz. Le signal est généré numériquement par un *Direct Digital Synthesizer* (DDS)
- d'un correcteur proportionnel intégral (PI)

La bande passante du filtre passe bas est de 1 MHz (constante de temps de  $0,3\mu s$  au lieu de  $80\mu s$  avec la détection synchrone commerciale) de manière à ne plus avoir le problème de pente sur le signal de Pound-Drever-Hall comme sur la figure 22. Il faut donc moduler en phase le laser à une fréquence plus élevée, ici  $\Omega = 3$  MHz. Avoir  $\Omega$  plus élevé permet aussi d'avoir une plage de capture  $2\Omega$  plus grande ce qui facilite l'initialisation de l'asservissement.

**Principe du correcteur Proportionnel-Intégral** Le rôle du correcteur est de générer un signal de correction à partir du signal d'erreur de Pound-Drever-Hall noté  $PDH(t)$ . Dans le cas du correcteur de l'électronique de Fabrice Wiotte, il s'agit d'un correcteur Proportionnel Intégral, qui prend pour entrée  $PDH(t)$  et qui envoie au laser le signal de correction  $C(t)$

$$C(t) = \underbrace{K_1 PDH(t)}_{\text{Partie proportionnelle}} + K_2 \underbrace{\int_{t-\tau}^t PDH(t) dt}_{\text{Partie intégrale}} \quad (15)$$

avec  $K_1$  et  $K_2$  des gains réglables, et  $\tau = 30 \mu s$  la constante de temps d'intégration.

L'action de la partie proportionnelle est de ramener le système à la valeur de consigne, et la partie intégrale empêche le système d'osciller autour de la valeur de consigne. En ajustant les gains, il est possible de stabiliser la fréquence sur un pic de Fabry-Pérot. Pour initialiser l'asservissement, il faut déplacer la fréquence du laser sur le pic  $TEM_{00}$  avec le piezo, puis activer la rétroaction.

**Analyse quantitative de l'asservissement** Après une optimisation des valeurs des gains  $K_1$  et  $K_2$ , le laser peut se stabiliser en fréquence : d'après la figure 26, on remarque que la tension récupérée par la photodiode ne descend pas en dessous de 77% de sa valeur maximale : il y a toujours une transmission significative de lumière. En modélisant le pic de Fabry-Pérot en transmission comme une lorentzienne de largeur à mi hauteur 60 kHz, sa largeur à 77% est d'environ 30 kHz, comme on le voit sur la figure 25. Cela signifie que le laser fait des excursions sur une largeur en fréquence de 30 kHz au maximum.

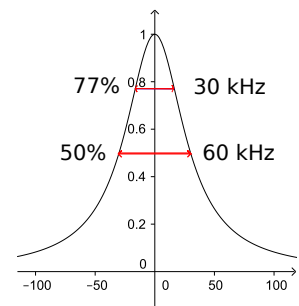


FIGURE 25 – Largeur du pic de Fabry-Pérot en transmission

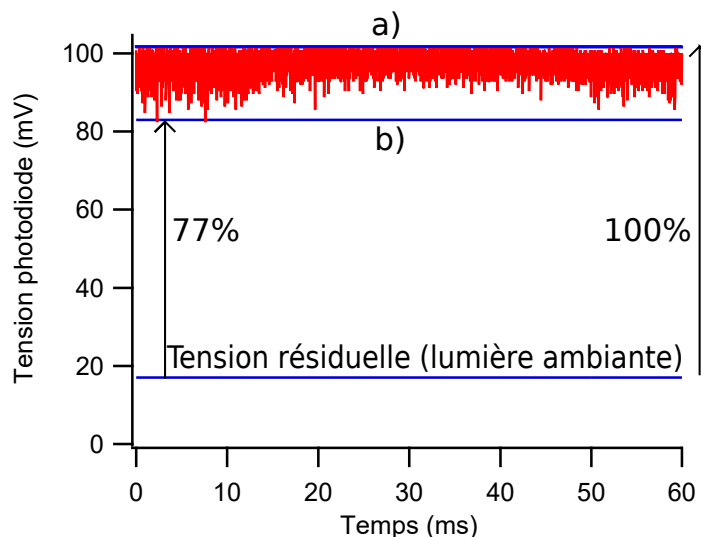


FIGURE 26 – Tension sur la photodiode en transmission en fonction du temps quand le laser est asservi ( $\Omega = 3\text{MHz}$ , et optimisation du gain du correcteur proportionnel et du correcteur intégral). La ligne horizontale a) indique la tension maximale que l'on peut obtenir quand on place le laser sur le sommet du pic de Fabry-Pérot dans les mêmes conditions, et la ligne horizontale b) est la tension minimale sur la photodiode obtenue sur cette image.

**Comparaison avec la largeur de la transition** La largeur de la transition atomique (7,4 kHz) correspond à la largeur à 99% d'un pic de Fabry-Pérot de largeur à mi hauteur 60 kHz. En analysant les données de la figure 26 on obtient que l'intensité lumineuse est supérieure à 99% sa valeur maximale pendant 30% du temps. Cela signifie que l'on a obtenu un laser dont 30% de l'intensité émise est dans une plage de fréquence de largeur 7,4 kHz.

## 4 Conclusion et pistes pour continuer

J'ai donc affiné le laser : il émet 30% du temps dans une plage de fréquence de 7,4 kHz. Mais un paramètre non évoqué ici est le temps pendant lequel le laser peut être asservi. En effet, avec le temps, le laser peut dériver en fréquence et la rétroaction sur le courant d'alimentation ne peut pas corriger de trop grandes dérives. J'ai réfléchi à la possibilité d'effectuer une rétroaction également sur la position du piezo, à une constante de temps de quelques dizaines de secondes. J'ai notamment fabriqué un montage électronique sommateur nécessaire à cette rétroaction, que je décris en annexe A.

Il faudra ensuite amener la fréquence moyenne du laser au niveau de la transition : en effet, pour l'instant, le laser est seulement affiné. Pour cela, il faut une référence absolue de fréquence : une spectroscopie. J'ai donc injecté une fibre optique (gauche de la figure 3) pour envoyer un faisceau laser sur une autre table optique.

## Références

- [1] T. ESSLINGER, *Fermi-Hubbard Physics with atoms in an optical Lattice*
- [2] NIST Atomic Spectra Database Lines Data [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)
- [3] X. BAILLARD et al. *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*, Optics Communication 266 (2006 609-613)
- [4] Eugene HECHT, *Optics*, Pearson Education, Fourth edition
- [5] M. NICKERSON, *A review of Pound-Drever-Hall laser frequency locking*
- [6] H. KOGELNIK, T. LI, *Laser Beams and resonators*, APPLIED OPTICS / Vol. 5, No.10 / October 1966
- [7] Compléments TP Hélium-Néon, Rappels théoriques, Master professionnel Laser, Matériaux, Milieux Biologiques UPMC [http://www.master.physique.upmc.fr/\\_resources/Plateforme\\_experimentale/centre\\_instrumentation\\_laser/Complements\\_TP\\_HeNe.pdf](http://www.master.physique.upmc.fr/_resources/Plateforme_experimentale/centre_instrumentation_laser/Complements_TP_HeNe.pdf)

## A Le sommateur pour la rétroaction sur le piezo

Comme je l'ai expliqué dans la partie 4, il serait intéressant d'effectuer une rétroaction sur le laser en envoyant une tension de modulation sur le piezo. Le boîtier d'alimentation du sommateur comprend une entrée BNC "modulation", mais elle est déjà utilisée pour envoyer une tension sinusoïdale pour balayer le laser comme dans la partie 2.7.1. J'ai donc fabriqué un montage sommateur avec l'aide de Fabrice Wiotte, pour me permettre de sommer la rétroaction et la modulation. Ce sommateur, dont le schéma électrique simplifié est en figure 27, est constitué d'un sommateur inverseur à base d'amplificateur opérationnel OP27 en cascade avec un inverseur.

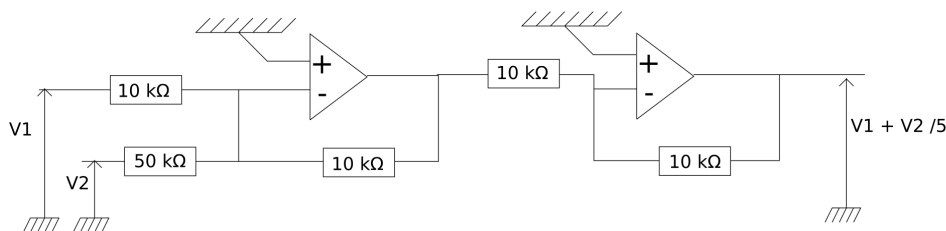


FIGURE 27 – Sommateur

J'ai effectué le soudage des différents éléments sur une carte électronique, et usiné des trous dans une façade en aluminium pour mettre les 2 entrées BNC et la sortie.

Pour être encore plus technique, j'ai mis des capacités de découplage aux bornes d'alimentation des 2 amplificateurs opérationnels (AO) pour les protéger contre d'éventuels bruits haute fréquence. J'ai également alimenté ces 2 AO par une tension stabilisée à +12V/0V/-12V.

J'ai ensuite mesuré la réponse fréquentielle de ces deux sommations : j'ai représenté sur la figure 28 la réponse en gain et en phase de l'entrée à gain unité du sommateur. On y remarque une dépendance du gain et de la phase avec la fréquence pour des fréquences dépassant les 300 kHz. Cela est suffisant pour une rétroaction sur le piezo puisque son temps de réponse est de toute façon limité aux fréquences audibles.

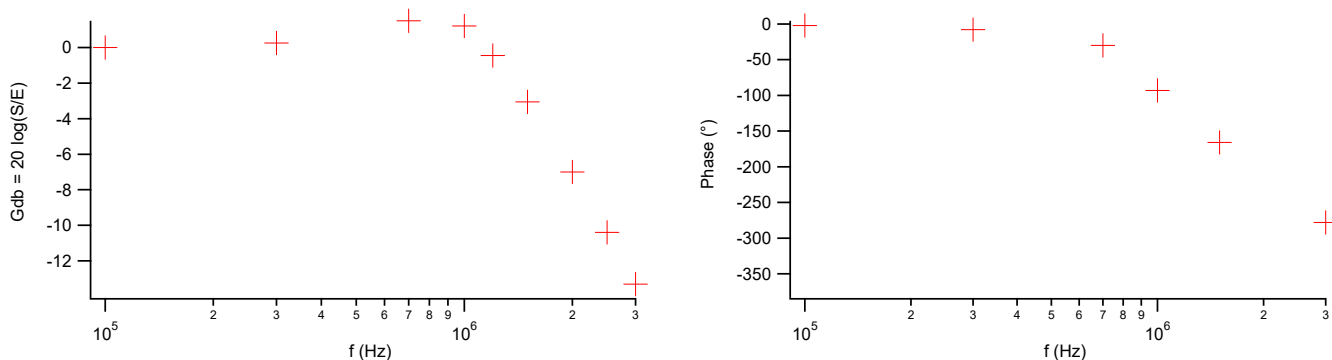


FIGURE 28 – Diagramme de bode en gain et en phase du sommateur

Sur les conseils de Fabrice Wiotte, j'ai tout de même amélioré les performances de mon circuit en resoudant les composants plus proches du plan de masse. En effet procéder ainsi permet de réduire les boucles de courant qui agissent comme des bobines. J'ai ainsi pu obtenir un sommateur qui permet d'avoir un gain pratiquement nul et une phase qui ne varie que de quelques degrés jusqu'à 1 MHz.