

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE PARIS-SACLAY

RAPPORT DE STAGE DE RECHERCHE - M2 ICFP PHYSIQUE QUANTIQUE

Mise en place d'une cavité de transfert pour l'asservissement de trois lasers par la méthode Pound-Drever-Hall

Julien Vaneecloo

Encadré par Alexei Ourjoumtsev

Jeunes équipes du Collège de France, 3 Avril 2018 — 30 Juin 2018

Remerciements

Résumé du stage

Afin de réaliser des interactions entre photons optiques dans un gaz d'atome froid de rubidium, l'équipe de photonique quantique du Collège de France doit stabiliser en fréquence les différents lasers du projet. Pour cela, j'ai dû installer une cavité de transfert sous vide poussé et dont le rôle est de stabiliser certains des lasers du banc optique : le DL795, le Titane-Saphir à 960 nm et le 1064 nm. Dans un premier temps, j'ai réalisé la stabilisation de la cavité de transfert par rapport à une cavité de référence ultra-stable par l'intermédiaire d'un laser (TA780). Une fois cette stabilisation obtenue, j'ai pu réaliser l'asservissement de deux des lasers, le DL795 et le Titane-Saphir, sur la cavité de transfert et estimer le temps de vie des photons dans la cavité. Finalement, ce temps de vie m'a permis de faire une estimation de la largeur spectrale des deux lasers à partir du signal d'erreur pendant l'asservissement.

Table des matières

I Présentation de l'expérience	5
1 Présentation générale	5
1.1 Interaction entre photons	5
1.2 L'expérience du groupe	5
2 Les transitions du rubidium	6
2.1 Les raies D du rubidium 87	6
2.2 États de Rydberg	7
3 Montage général pour la stabilisation des lasers	7
3.1 Les lasers à stabiliser	7
3.2 Chaîne de stabilisation	7
3.3 La cavité de référence SLS	8
II Asservissement en fréquence des lasers	10
4 Méthode Pound-Drever-Hall	10
4.1 Principe général	10
4.2 Modulation en phase : effet Pockels	10
4.3 Réponse de la cavité au signal modulé et signal d'erreur	11
4.4 Approximation proche de la résonance	12
4.5 Ajustement en fréquence : modulateur acousto-optique	12
5 La cavité de transfert	13
5.1 Présentation de la cavité de transfert	13
5.2 Vide poussé pour la cavité de transfert	14
5.2.1 Nettoyage des pièces à vide	14
5.2.2 Pompage à vide	14
5.2.3 Étuvage de la cavité de transfert	15
5.3 Les modes de la cavité	16
6 Montage pour l'asservissement	17
6.1 Électronique : régulateur PID	17
6.2 Montage type pour l'asservissement	18
7 Estimation de la largeur des lasers asservis	19
7.1 Mesure du temps de vie des photons dans la cavité de transfert	19
7.1.1 Méthode	19
7.1.2 Résultat	19
7.2 Estimation de la largeur des lasers Titane-Saphir et DL795	20
7.2.1 Méthode	20
7.2.2 Résultat	20

7.3 Sauts de mode du laser 1064 nm	20
--	----

Introduction

Dans ce rapport de stage est présenté le travail que j'ai réalisé dans l'équipe de photonique quantique appartenant aux Jeunes équipes du Collège de France. Ce groupe est dirigé par Alexei Ourjoumtsev chargé de recherche aux CNRS et est composé d'une chercheuse post-doctorale Senka Cuk ainsi que de deux doctorants Nicolas Vitrant, en deuxième année, et Merlin Enault-Dautheribes en première année. Le projet de l'équipe sur lequel j'ai été amené à travailler a pour but de créer et contrôler des interactions cohérentes entre photons optiques. Cette expérience consiste à utiliser un gaz d'atomes froids de rubidium placé dans une cavité comme intermédiaire pour les photons afin de créer ces interactions effectives.

La méthode consiste à utiliser des transitions à deux photons vers des états de Rydberg du rubidium, c'est-à-dire des états avec un nombre quantique principal n élevé, dans le cas du projet $n \approx 100$. Ces états de Rydberg sont caractérisés par des largeurs spectrales fines, de l'ordre de 10 kHz. Ainsi, pour adresser ces transitions, il est nécessaire d'avoir un bon contrôle et blocage des fréquences des lasers utilisés¹, de telle sorte que la largeur spectrale des lasers soit du même ordre que celles des transitions.

Mon travail dans l'équipe a ainsi consisté à installer une cavité de transfert sous vide poussé, dans le but d'asservir trois lasers de l'expérience. À mon arrivée, j'ai participé à son assemblage puis à la réalisation des différentes étapes pour atteindre un vide poussé dans la cavité. Dans un deuxième temps, j'ai pu stabiliser la cavité de transfert par la méthode Pound-Drever-Hall à partir d'un laser, qui lui-même est stabilisé sur une cavité ultra-stable de référence absolue en fréquence. Une fois cette stabilisation acquise, il a été possible de stabiliser deux des lasers sur la cavité de transfert, la présence de sauts de mode empêchant toute stabilisation pour le troisième laser. Cela m'a permis de mesurer le temps de vie des photons dans la cavité pour ainsi en déduire la finesse et la comparer à la valeur théorique. Finalement, à partir de cette mesure de temps de vie, j'ai pu faire une estimation de la largeur des deux lasers stabilisés par la cavité.

1. Plusieurs facteurs élargissent la fréquence des lasers : fluctuation en température, du courant laser, bruit mécanique...

Première partie

Présentation de l'expérience

1 Présentation générale

1.1 Interaction entre photons

En physique de basse énergie, les photons n'interagissent pas entre eux dans un espace libre. Il est cependant possible d'utiliser un milieu matériel comme intermédiaire pour les photons grâce à l'interaction entre la lumière et la matière. Une grande partie des expériences faites jusqu'à aujourd'hui pour réaliser ces interactions effectives entre photons sont basées sur des objets quantiques uniques, par exemple un atome ou une molécule, [1]. Pour ces expériences, la principale difficulté vient de la faiblesse de l'interaction entre un photon unique et un atome. La probabilité de diffusion peut être estimée comme étant $p \simeq \lambda^2/\omega_0^2$ avec ω_0 la mi-largeur en intensité² d'un pulse de lumière à la longueur d'onde λ résonante avec l'atome. Du fait que la diffraction limite la focalisation de ce mode, on a alors $p \ll 1$. Pour augmenter cette probabilité, il est possible de placer le système dans un résonateur, ce qui permet d'augmenter la probabilité par un facteur qui est proportionnel au nombre de tours que fait la lumière dans ce résonateur, i.e. à la finesse de la cavité. Cette méthode peut être appliquée dans le domaine micro-onde mais pour des longueurs d'onde plus courtes (dans le domaine optique), il devient très délicat d'avoir à la fois une cavité de petit volume pour augmenter le couplage entre le photon et l'atome et en même temps piéger l'atome précisément dans ce petit volume pour que l'interaction puisse avoir lieu.

1.2 L'expérience du groupe

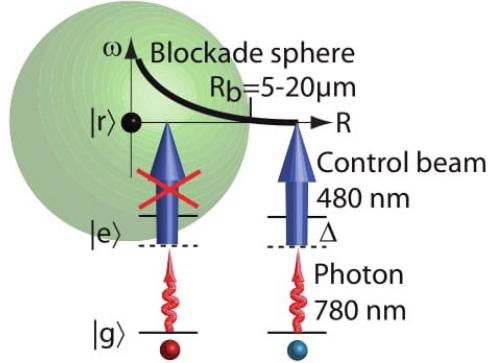


FIGURE 1 – *Principe du blocage avec un état de Rydberg. En rouge, le photon unique à 780 nm et en bleu le faisceau classique, à 480 nm, permettant de convertir le photon en excitation de Rydberg. En présence d'un état de Rydberg, le décalage en énergie empêche ainsi un photon à 780 nm d'être absorbé sur une sphère de l'ordre de 5 à 20 μm autour de cette excitation.*

2. Plus exactement, c'est la mi-largeur à e^{-2} de hauteur en intensité

Afin d'augmenter la probabilité de diffusion dans le domaine optique, le groupe souhaite utiliser un ensemble de N atomes froids à la place d'un atome unique [2] : la probabilité p est alors multipliée par un facteur N. Le problème dans ce cas est d'avoir un système tel qu'un photon unique soit capable de modifier quantitativement la réponse optique du milieu. Avec un atome unique le système est intrinsèquement non linéaire, un premier photon absorbé empêche un second de l'être. Pour un ensemble d'atomes, la non-linéarité diminue puisque deux photons qui arrivent dans le gaz peuvent être absorbés par deux atomes différents. Pour contourner ce problème, il est possible d'utiliser des transitions vers des états de Rydberg.

Un état de Rydberg se caractérise par son grand nombre quantique principal n, conférant à l'atome un grand moment dipolaire pouvant induire un important décalage lumineux des niveaux d'énergie des atomes voisins, voir section 2.2. L'expérience est alors pensée pour qu'un photon optique puisse permettre d'exciter un atome vers un état de Rydberg. Une fois dans cet état, l'atome excité va imposer un décalage des niveaux d'énergie pour les atomes voisins, suffisamment important pour empêcher toute autre absorption d'un deuxième photon optique dans une sphère de rayon de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ autour de l'atome dans l'état de Rydberg, voir figure 1.

2 Les transitions du rubidium

2.1 Les raies D du rubidium 87

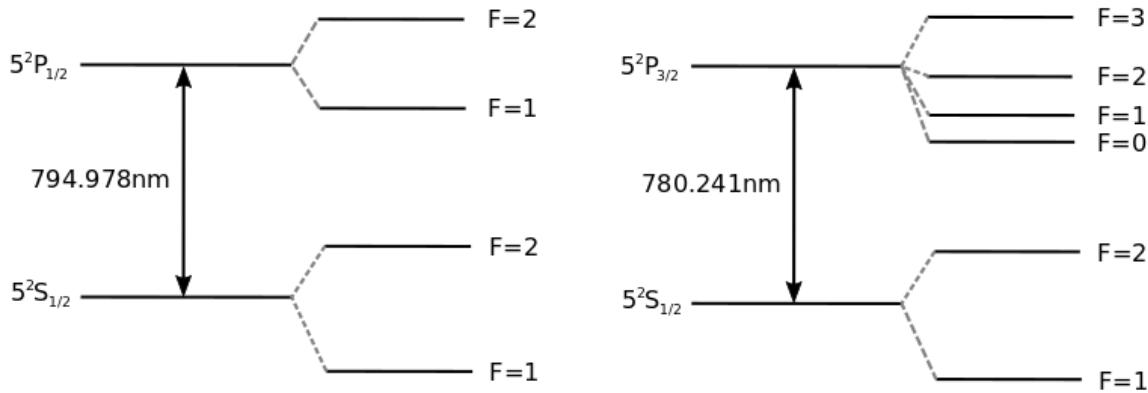


FIGURE 2 – À gauche structure hyperfine de la transition D_1 du rubidium 87 et à droite la structure hyperfine de la transition D_2 .

Pour réaliser cette expérience, l'équipe travaille avec du rubidium 87, ^{87}Rb , sur deux transitions fines : la raie D_1 et la raie D_2 , cf figure 2, correspondant respectivement aux transitions $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ et $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, [3]. En effet, le couplage fin du moment cinétique L avec le spin S résulte en un doublage de la transition $L = 0$ vers $L = 1$ ³. Le moment cinétique total de l'électron est alors $J = L + S$ et par composition du moment cinétique, [4], J prend une valeur demi-entière entre $|L - S|$ et $|L + S|$, ainsi pour $L = 0$, $J = S = 1/2$ et pour $L = 1$, $J = 3/2$ ou $J = 1/2$. La structure hyperfine de l'atome apparaît en prenant en compte le couplage du moment cinétique total J de l'électron avec le spin nucléaire I . $F = I + J$ est alors le moment cinétique atomique. Dans le cas du Rubidium 87, $I = 3/2$ pour le niveau

3. $L=0$ correspond à S , $L=1$ à $P...$

fondamental. Pour $J = 1/2$, $F = 1$ ou $F = 2$ et pour $J = 3/2$, F peut prendre les valeurs 0,1,2,3. Pour plus de détails, voir les figures 15 et 16 en annexe.

La transition fine de la raie D_1 est de 795 nm et celle de la raie D_2 est de 780 nm. Ces deux raies seront utilisées par trois lasers (TA780, DL780 à 780 nm et DL795 à 795 nm, voir section 3.1) sur des transitions hyperfines pour réaliser le pompage, dé-pompage, sonde, etc.

2.2 États de Rydberg

Les états de Rydberg sont des états de l'atome caractérisés par un nombre quantique principal n important. Dans le cadre de l'expérience avec les atomes de rubidium 87, les états de Rydberg visés sont des états S avec $n \approx 100$. De plus, le rayon typique entre l'électron de la couche externe et le noyau est proportionnel à n^2 [5]. En conséquence, le dipôle intrinsèque de l'atome dans un état de Rydberg est très important. Les transitions d'un état proche du fondamental vers un état de Rydberg ont des largeurs de raie fine, de l'ordre de 10 kHz. Cela peut se comprendre intuitivement par le faible recouvrement entre l'orbitale d'un niveau proche du fondamental et celle d'un état de Rydberg.

Les transitions des états $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ vers un état de Rydberg $n=100$ correspondent respectivement à des transitions de 480nm et 475nm. Ces excitations Rydberg seront obtenues par le doublage de fréquence de deux lasers Titane-Saphir.

3 Montage général pour la stabilisation des lasers

3.1 Les lasers à stabiliser

Les transitions utilisées dans l'expérience sont des transitions à deux photons, du niveau fondamental $5S_{1/2}$ vers un niveau de Rydberg $nS_{1/2}$ via le niveau $5P_{1/2}$ (raie D_1) ou $5P_{3/2}$ (raie D_2). Afin d'adresser ces transitions, il faut que la largeur spectrale des deux lasers utilisés soit inférieure à la largeur de raie de l'excitation Rydberg (~ 10 kHz), ce qui nécessite la mise en place d'un asservissement en fréquence des lasers. De plus, le projet nécessite l'utilisation quasi-simultanée des lignes D_1 et D_2 , ce qui porte à quatre le nombre de laser à stabiliser.

Tout d'abord le Toptica TA Pro à 780 nm, appelé TA780 dans la suite, qui fonctionne avec une diode laser en cavité externe suivie d'un amplificateur évanescent. Le Toptica DL Pro à 795 nm, nommé DL795, avec une diode laser en cavité externe et finalement deux Titane-Saphir M2 SolsTiS à 950 nm et 960 nm.

La cavité où se produira l'interaction entre les photons optiques, nommée par la suite cavité science, doit elle aussi être stabilisée. Pour ne pas perturber les atomes présents dans la cavité, il a été retenu d'utiliser un laser dans le proche infrarouge, fabriqué par Azur Light Systems à 1064 nm, qui nécessite lui aussi d'être stabilisé.

3.2 Chaine de stabilisation

Le montage général pour assurer la stabilité du système expérimental est basé sur l'utilisation d'une cavité de référence ultra-stable. Cette cavité doit être courte (10 cm) pour assurer sa stabilité et il est donc nécessaire d'avoir des miroirs avec une bonne réflexion pour que les résonances soient suffisamment étroites⁴. Techniquement, ces miroirs ne peuvent pas avoir une réflexion élevée pour toutes les longueurs d'onde des lasers, c'est pourquoi l'équipe utilise une deuxième cavité, la cavité de transfert. Cette cavité

4. La largeur des résonances est donnée par $\delta\nu = c(1 - \sqrt{RR_2})/(2\pi L)$, avec L la longueur de la cavité, c vitesse de la lumière et R , R_2 les coefficients de réflexion des miroirs.

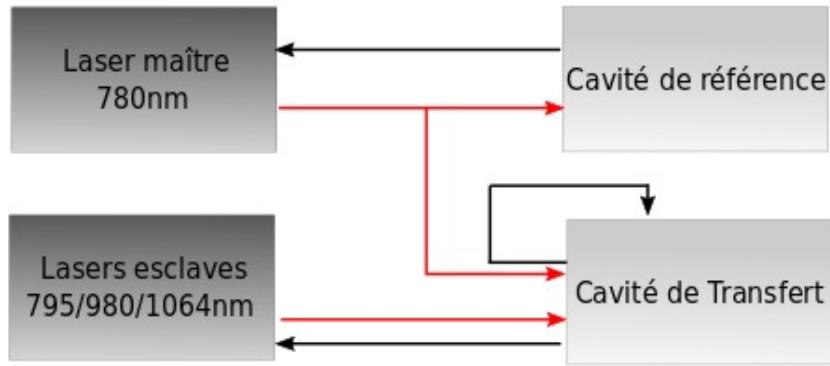


FIGURE 3 – Schéma résumant l’asservissement de l’ensemble des lasers du projet. En rouge, les faisceaux laser et en gris les signaux électroniques d’asservissement.

à une longueur de 75 cm et ainsi, pour avoir des largeurs de résonance du même ordre que la cavité de référence, il est possible d’utiliser des miroirs moins réfléchissants donc de plus large bande. L’idée est alors de stabiliser la deuxième cavité, intrinsèquement moins stable, sur la cavité de référence.

Pour réaliser cet asservissement, un laser, le TA780, est dans un premier temps stabilisé sur la cavité de référence en rétroagissant électroniquement sur le courant de la diode laser et sur un actionneur piézoélectrique contrôlant la cavité externe. Ensuite, ce laser stabilisé est envoyé dans la deuxième cavité, appelée cavité de transfert. Cette fois, la rétroaction électronique agit sur les piézoélectriques d’un miroir de la cavité et ainsi la résonance de la cavité est ajustée sur la fréquence du laser. Enfin, les autres lasers à stabiliser peuvent être envoyés dans la cavité de transfert et asservis sur cette cavité. Un résumé de ce principe général d’asservissement est représenté sur la figure 3. À mon arrivée, le laser maître, TA780, était déjà asservi sur la cavité ultra-stable et mon travail pendant ce stage portait sur l’installation de la cavité de transfert, son asservissement ainsi que l’asservissement des lasers : DL795, Titane-Saphir à 960 nm et 1064.

Enfin, le laser Toptica DL Pro à 780 (DL780) étant proche en fréquence du TA780, la rétroaction sur le DL780 est directement effectué en faisant interférer les deux lasers ensemble et en démodulant le signal obtenu à la différence de fréquence désirée, environ 6.8GHz, proche de l’écart des niveaux F=1 et F=2 de l’état $5S_{1/2}$.

3.3 La cavité de référence SLS

La cavité fabriquée par Stable Laser Systems (SLS) joue le rôle de la cavité ultra-stable et permet de stabiliser deux des lasers du banc optique. C’est un tube en ULE⁵ sur lequel deux miroirs sont collés par contact optique pour former une cavité de type Fabry-Pérot, le tout placé sous vide poussé⁶ à $\sim 5.10^{-8}$ mbar. Pour assurer la stabilité de la cavité, la température à l’intérieur de l’enceinte est contrôlée de telle sorte que le coefficient d’expansion de l’ULE soit nul. L’intervalle spectral libre vaut $c/2L$ avec c la vitesse de la lumière et L la longueur de la cavité. La longueur de 10 cm de la cavité SLS impose ainsi un intervalle spectral libre de 1.5 GHz. Les deux lasers qui sont stabilisés par cette cavité sont le TA780

5. Ultra Low Expansion

6. Pression entre 10^{-7} et 10^{-9} mbar

et le Titane-Saphir 1, le TA780 étant utilisé comme laser maître afin de stabiliser la cavité de transfert et le Titane-Saphir stabilisé à 960 nm pour la raie correspondante à 480 nm. La mi-largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité vaut 28 kHz à 780 nm, soit une finesse d'environ 27000, légèrement meilleure que celle spécifiée par le fabricant (25000). Les performances à 960 nm pour la cavité sont du même ordre qu'à 780 nm.

Deuxième partie

Asservissement en fréquence des lasers

4 Méthode Pound-Drever-Hall

4.1 Principe général

Cette partie décrit la méthode que j'ai suivie pour obtenir un signal d'erreur permettant la stabilisation d'un laser à partir d'une cavité de référence et réciproquement la stabilisation d'une cavité à partir d'un laser de référence. La technique que j'ai utilisée est appelée Pound-Drever-Hall [6] et permet de stabiliser l'ensemble des lasers utilisés dans l'expérience.

Ce verrouillage consiste dans un premier temps en la modulation en phase, à la pulsation Ω , d'un faisceau laser (section 4.2) puis de l'envoyer dans une cavité. La lumière réfléchie est ensuite mesurée par une photodiode puis démodulée à la fréquence Ω pour obtenir le signal d'erreur (section 4.3) et asservir le laser ou la cavité.

4.2 Modulation en phase : effet Pockels

L'effet Pockels permet de réaliser une modulation de fréquence d'un faisceau traversant un cristal non linéaire. Les appareils utilisant cet effet sont appelés modulateurs électro-optique (EOM). Cet effet correspond à une modification de la phase d'un champ électrique E passant dans un matériau biréfringent sur lequel on applique une tension $V = E_g d$ sur une distance d .

C'est un effet du second ordre sur la polarisation, $P = \chi_1 E + \chi_2 E_g E = \chi_{eff} E$ avec $\chi_{eff} = \chi_1 + \chi_2 E_g$. L'indice optique du milieu s'écrivant $n = \sqrt{1 + \chi_{eff}} \simeq 1 + \chi_{eff}/2$, on en déduit que $n \simeq n_0 + AV$ avec A une constante. Pour un champ électrique de la forme $E = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$ avec la relation $k = \omega n/c$, on peut donc écrire $E = E_0 e^{i(\omega t - A'V)}$ avec A' une constante. En utilisant un signal sinusoïdal de pulsation Ω pour la tension on obtient finalement :

$$E = E_0 e^{i(\omega t - a \cos(\Omega t))} \quad (1)$$

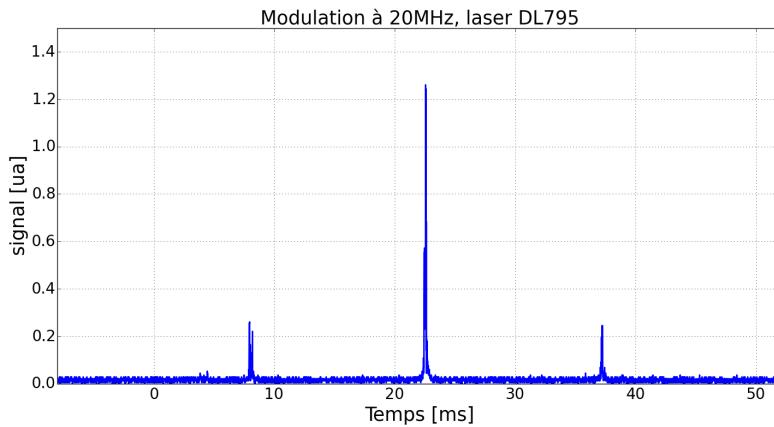


FIGURE 4 – Mesure de la modulation de phase à 20MHz pour le laser DL795.

En faisant l'hypothèse que a est petit dans l'équation (1), un développement limité à l'ordre 1 donne :

$$E \simeq E_0 e^{i\omega t} (1 - i a \cos(\Omega t)) = E_0 e^{i\omega t} - \frac{ia}{2} E_0 e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{ia}{2} E_0 e^{i(\omega-\Omega)t} \quad (2)$$

D'après l'équation (2), en faisant traverser une cellule de Pockels à un laser, on obtient donc une oscillation principale à ω et deux oscillations voisines à $\omega + \Omega$ et $\omega - \Omega$. Un exemple de modulation de phase à 20MHz que j'ai mesuré pour le laser DL795 est donné sur la figure 4.

Deux types d'EOM sont utilisés par l'équipe, les fibrés et non fibrés. L'EOM fibré possède une grande accordabilité alors que les non fibrés sont résonants à 20 MHz. Les EOM résonants sont utilisés dans la majorité des cas car la technologie fibrée est bien plus coûteuse.

4.3 Réponse de la cavité au signal modulé et signal d'erreur

En partant d'un signal modulé en phase à la pulsation Ω , calculons la réponse en réflexion de la cavité de longueur L ayant comme coefficient de réflexion R et de transmission T . Un aller-retour dans la cavité revient à accumuler une phase $\phi = 2\omega L/c$ et être réfléchi par le deuxième miroir avec un coefficient de réflexion R_2 . On montre alors que pour un faisceau incident E_i à la pulsation ω , le champ réfléchi E_r vaut [7] :

$$E_r = \frac{-\sqrt{R} + (R+T)\sqrt{R_2}e^{i\phi}}{1 - \sqrt{R}R_2e^{i\phi}} E_i = S(\omega)E_i \quad (3)$$

Avec $S(\omega)$ la réponse de la cavité en transmission. Pour le signal modulé de l'équation (2) et en utilisant la formule (3), on obtient par linéarité :

$$E_r = S(\omega)E_0 e^{i\omega t} - S(\omega + \Omega) \frac{ia}{2} E_0 e^{i(\omega+\Omega)t} - S(\omega - \Omega) \frac{ia}{2} E_0 e^{i(\omega-\Omega)t} \quad (4)$$

A partir de l'équation (4), on déduit que la puissance mesurée par la photodiode, en négligeant les termes

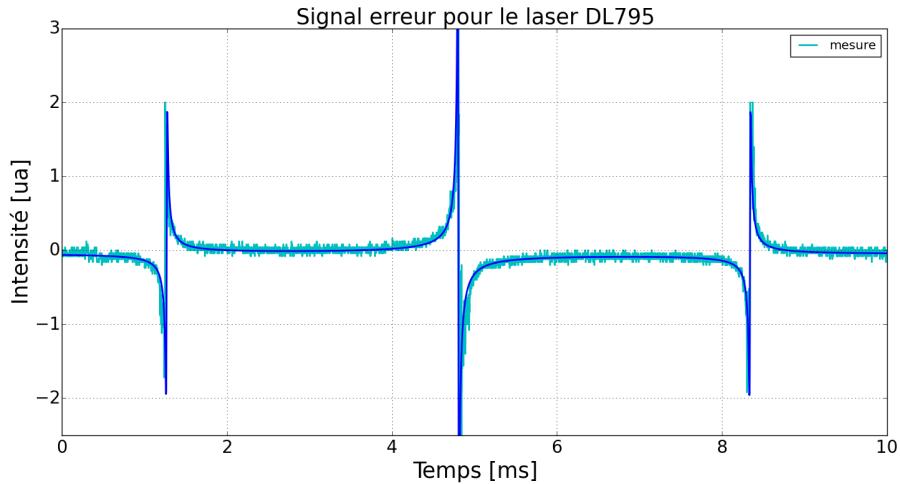


FIGURE 5 – En bleu marine est représentée la courbe théorique du signal d'erreur et en cyan la mesure du signal d'erreur obtenu avec le laser DL795.

oscillants à 2Ω , prend la forme :

$$P_r = Cste + aP_0Re[S(\omega)^*(S(\omega + \Omega) - S(\omega - \Omega))]sin(\Omega t) + aP_0Im[S(\omega)S(\omega + \Omega)^* - S(\omega)^*S(\omega - \Omega)]cos(\Omega t) + \text{terme en } 2\Omega \quad (5)$$

La démodulation à la fréquence Ω de la puissance, formule (5), moyennée donne donc finalement comme signal d'erreur :

$$P_{err} = aP_0Im[S(\omega)S(\omega + \Omega)^* - S(\omega)^*S(\omega - \Omega)] \quad (6)$$

La figure 5 permet de comparer le signal d'erreur théorique, équation (6), en bleu marine avec le signal d'erreur mesuré dans le cas du laser DL795 modulé à 20 MHz, en cyan.

4.4 Approximation proche de la résonance

Si l'on se place proche de la résonance pour ω et que l'on a Ω assez grand⁷, les fréquences $\omega \pm \Omega$ ne sont pas à résonance et la lumière est donc réfléchie par la cavité, ainsi $S(\omega \pm \Omega) \simeq -1$. On obtient alors de l'équation (6) le signal d'erreur :

$$P_{err} = -2aP_0Im[S(\omega)] \quad (7)$$

Le signal de pulsation ω étant proche de la résonance on peut écrire $\phi = 2N\pi + \delta\omega 2L/c$, si l'on modifie la fréquence du laser. À l'ordre 1, l'équation (7) est de la forme :

$$P_{err} \propto \frac{(1 - \sqrt{RR_2})(2\delta\omega L/c)}{(1 - \sqrt{RR_2})^2 + (2\delta\omega L/c)^2} \propto \delta\omega \quad (8)$$

À partir de l'équation (8), on remarque l'existence de deux pics pour $\delta\nu = \pm c(1 - \sqrt{RR_2})/(4\pi L)$, correspondant à la mi-largeur à mi-hauteur de l'intensité dans la cavité. Nous avons donc un signal d'erreur linéaire en l'écart à la résonance entre ces deux pics, permettant de distinguer si l'on est avant ou après résonance. Si l'on veut à l'inverse stabiliser la cavité sur un laser, on peut modifier la longueur de la cavité et on trouve de la même manière que $Im[S(\omega)] \propto \delta L$ proche de la résonance. Cela permet donc au choix de stabiliser un laser sur une cavité ou bien une cavité sur un laser.

4.5 Ajustement en fréquence : modulateur acousto-optique

La stabilisation d'un laser suppose de pouvoir rentrer en résonance avec la cavité stabilisatrice tout en gardant le laser à une fréquence proche d'une des transitions du rubidium. L'équipe utilise pour cela des modulateurs acousto-optiques(AOM) permettant de modifier la fréquence sur une plage d'un intervalle spectral libre dans le cas des lasers asservis sur la cavité de transfert.

AOM en simple passage

Un modulateur acousto-optique utilise la propagation d'une onde acoustique dans un solide pour induire une variation de pression conduisant à un changement de l'indice du milieu. Pour de la lumière incidente sur le matériau, cette périodicité sur l'indice est alors similaire à une diffraction de Bragg. On obtient ainsi une déflexion de la lumière incidente par un angle $sin(\theta) = \frac{m\lambda}{2\Lambda}$ avec λ la longueur d'onde de la lumière, Λ la longueur d'onde du son et m un entier relatif qui correspond à l'ordre de diffraction.

Cependant, contrairement à la diffraction de Bragg, les plans induits par l'onde sonore sont mobiles. En conséquence, la fréquence en sortie va être décalée, par effet Doppler, de la fréquence de l'onde sonore F tel que $f_s = f_i + mF$.

7. C'est-à-dire que $\Omega >$ largeur spectrale des pics de transmission de la cavité.

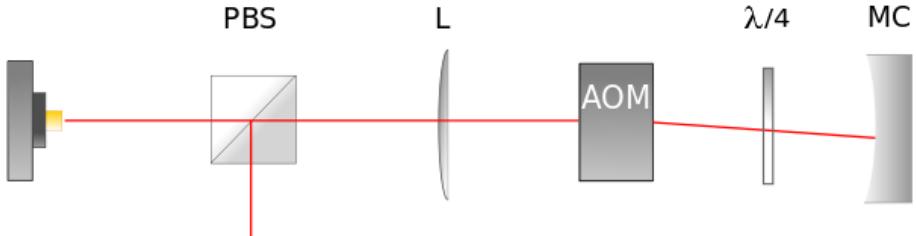


FIGURE 6 – Schéma de principe pour utiliser un AOM en double passage. L pour lentille, PBS pour lame séparatrice polarisée, MC pour miroir concave et en rouge le laser.

AOM en double passage

Pour s'affranchir de la dépendance en angle, problématique si l'on veut pouvoir modifier la fréquence sans perdre l'alignement, il est possible d'utiliser un modulateur acousto-optique en double passage. La lumière incidente est focalisée par une lentille puis déviée par le modulateur acousto-optique vers un ordre choisi. Ensuite, un miroir concave renvoie la lumière de sortie vers le modulateur qui va alors superposer le faisceau de retour avec celui d'arrivée. Pour séparer les deux faisceaux, on utilise le fait que la lumière des lasers est polarisée rectilignement. Ainsi, en ajoutant une lame quart d'onde avant le miroir, on obtient en retour une polarisation perpendiculaire à celle de la lumière incidente. Avec une lame séparatrice polarisée ajoutée au début du montage, on peut donc séparer ces deux faisceaux, voir la figure 6. Le faisceau de sortie est ainsi à la fréquence $f = f_i + 2mF$, ce qui permet aussi d'élargir la largeur de bande.

Les AOMs utilisés par l'équipe ont une largeur de bande de 200MHz en double passage permettant d'atteindre un intervalle spectral libre pour la cavité de transfert. Dans le cas de la cavité ultra-stable, l'intervalle spectral libre est 7 fois plus grand et donc les AOMs ne permettent pas de parcourir tout l'intervalle. Pour contourner ce problème le groupe utilise alors des EOMs fibrés pour déplacer la fréquence à résonance en plus de faire la modulation à 20 MHz.

5 La cavité de transfert

5.1 Présentation de la cavité de transfert

La cavité de transfert est une cavité de type Fabry-Perot avec un miroir plan en entrée et un miroir concave de rayon $R=5\text{m}$ en sortie. Les deux miroirs sont maintenus par trois barreaux en verre ULE pour augmenter la stabilité, voir figure 7. La cavité est placée dans une enceinte sous vide poussé afin d'avoir un indice optique le plus constant possible et éviter des dérives avec la température, cf figure 8. Si il est possible de se limiter à une pression de l'ordre du mbar plutôt que d'avoir un vide poussé pour atteindre une bonne stabilité de la cavité, cela impliquerait l'usage d'une pompe primaire qui génère beaucoup de vibrations. Pour éviter ces vibrations mécaniques parasites, il a été retenu de descendre en pression jusqu'à une valeur suffisamment basse pour utiliser une pompe ionique qui elle ne génère aucune vibration. Le pompage pour faire le vide s'effectue depuis une croix située à l'arrière de la chambre à vide de la cavité, voir figure 8. La pression actuelle de la cavité de transfert est de 5.10^{-8} mbar .

Il est en effet primordial d'avoir cette cavité la plus stable possible puisqu'elle a pour rôle de stabiliser trois des lasers du projet. Avec une longueur de 75 cm entre ces deux miroirs, l'intervalle spectral libre se trouve être bien plus petit que celui de la SLS, à savoir 200 MHz contre 1.5 GHz. D'un point de vue



FIGURE 7 – *Plan de la cavité de transfert. À chaque extrémité un miroir, en bleu les trois barreaux en ULE et sur chaque fixation en acier deux pieds en viton permettant de soutenir la cavité dans l’enceinte à vide.*

technique, cela rend plus facile la stabilisation de trois lasers en même temps sur cette cavité, ayant des modulateurs acousto-optiques pouvant scanner les 200 MHz comme expliqué dans la section 4.5. Pour asservir la cavité, trois composants piézoélectriques sont placés derrière le miroir concave afin d’ajuster la longueur de la cavité par rapport à la résonance d’un laser de référence. Les connexions avec les piézoélectriques sont faites depuis la croix de l’enceinte à vide.

5.2 Vide poussé pour la cavité de transfert

5.2.1 Nettoyage des pièces à vide

Avant de mettre des éléments en acier inoxydable sous vide, un nettoyage de ces pièces a dû être effectué. La procédure suivie [8] consiste dans un premier temps à laver grossièrement avec du savon et de l’eau pour retirer les principales marques de graisses puis de nettoyer les pièces avec de l’acétone en essayant d’atteindre les zones difficiles d’accès. Finalement, on place la pièce dans un bain à ultrasons dans de l’acétone pendant 15 minutes. Les ultrasons permettent de générer des bulles microscopiques pouvant ainsi atteindre les régions difficiles d'accès tel que les trous pour les vis. Lors de l'implosion des bulles, des turbulences sont créées et vont arracher les dépôts sur les surfaces et dans les zones difficilement accessibles des pièces.

5.2.2 Pompage à vide

La cavité de transfert est actuellement à une pression de 5.10^{-8} mbar, correspondant au régime de vide poussé. Pour arriver à ce type de vide, plusieurs pompes sont utilisées suivant le régime de pression dans lequel on se situe. Tout d’abord une pompe primaire permet de passer de la pression ambiante de 1bar au mbar. Ensuite, une pompe turbo permet au plus de descendre jusqu’à des pressions de l’ordre 10^{-7} mbar sans étuvage. Cette pompe fonctionne en régime balistique, les pales utilisées dans cette pompe doivent atteindre une vitesse équivalente à celle des molécules pour pouvoir les pomper, il n'est donc pas possible de l'utiliser à l'air libre car cela risquerait de casser les pales. À partir d'une pression de l'ordre de 10^{-6} mbar, une pompe ionique peut être ajoutée. La pompe ionique fonctionne avec deux électrodes

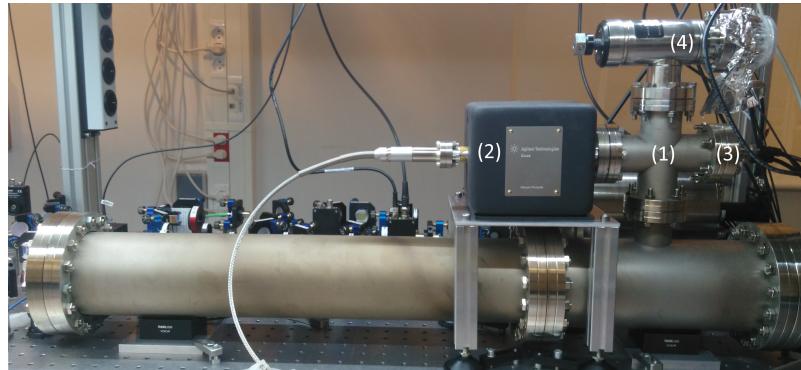


FIGURE 8 – La cavité de transfert à l'intérieur de la chambre à vide, la croix en haut à droite (1) permet le raccordement avec la pompe ionique (2) à sa gauche en noir ainsi que la connexion aux piézoélectriques à droite (3). Le haut de la croix (4) permet de se raccorder à la pompe primaire et turbo.

qui permettent d'ioniser les molécules restantes et de les capturer sur les électrodes, c'est pourquoi elle nécessite un vide poussé avant d'être mise en route. Une fois la pression suffisamment basse, dans notre cas 5.10^{-8} mbar, seule la pompe ionique est conservée pour maintenir le vide car elle présente l'avantage de ne pas créer de vibration mécanique, voir figure 7.

5.2.3 Étuvage de la cavité de transfert



FIGURE 9 – Premier étuvage de la cavité de transfert. Elle est entourée par la chaussette chauffante et mise sous vide.

Dans le régime de vide poussé, un phénomène de dégazage apparaît pour l'ensemble des pièces placées sous-vide. Du gaz, principalement de l'hydrogène, piégé en surface des solides se libère en atteignant ces ordres de pression. Afin d'avoir la pression la plus faible possible pour activer la pompe ionique, deux étuvages de la cavité de transfert ont été effectués.

Étuvage de l'enceinte à vide

Tout d'abord, la chambre à vide avec les fixations des miroirs et celles des barres ULE placées à l'intérieur de la chambre ont été mis sous vide avec la pompe turbo, sans la pompe ionique, jusqu'à une pression de 5.10^{-7} mbar. L'ensemble a ensuite été chauffé jusqu'à 260 °C pendant 72h afin de dégazer au maximum ces pièces en acier. Le chauffage de l'enceinte a été réalisé avec une chaussette chauffante et la mesure de la température a été effectuée avec trois thermocouples : l'un proche de l'entrée de la cavité, l'un sur la croix permettant le raccordement aux pompes et l'autre à un des pieds, cf figure 9. Pour isoler thermiquement l'ensemble, plusieurs couches d'aluminium ont été déposées autour de la structure. Pour

des questions de sécurité, l'enceinte a été placée en hauteur sur des pieds reposant sur une palette afin de limiter la conduction thermique avec la table en bois. Nous avons aussi fait attention à ne pas dépasser un chauffage de plus de 2°C/min, limite donnée par les constructeurs pour les hublots en verre. La figure 10

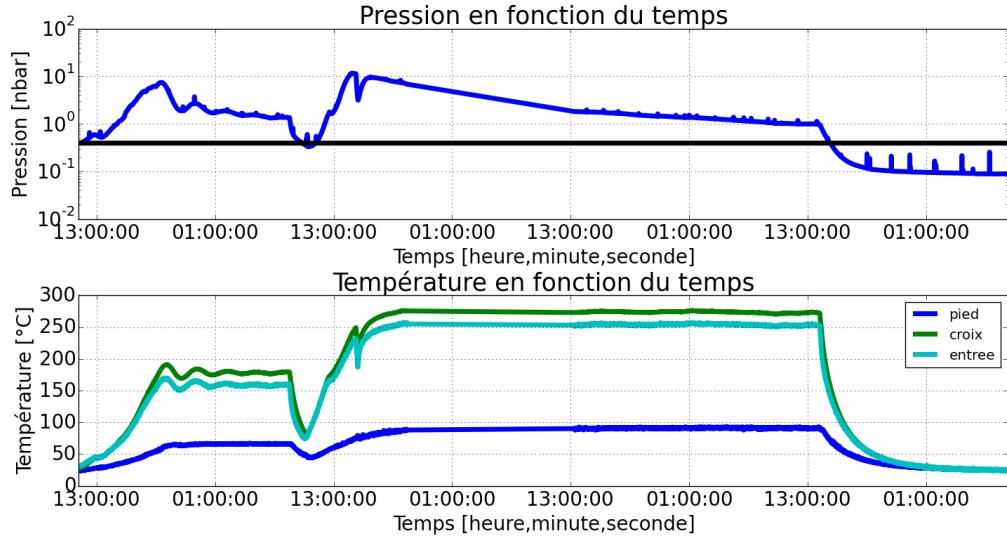


FIGURE 10 – Courbe de la pression dans l'enceinte en fonction du temps en haut et de la température de l'enceinte en fonction du temps pendant le premier étuvage d'une durée de trois jours.

donne le suivi de la température et la pression en fonction du temps pour ce premier étuvage. On observe bien une augmentation de la pression dans un premier temps à cause du gaz qui se libère en surface puis grâce à la pompe, le vide est à nouveau fait et permet de retourner à une valeur plus basse en pression, 9.10⁻⁸ mbar contre 5.10⁻⁷ mbar avant étuvage.

Étuvage de la cavité assemblée

Dans un deuxième temps, la cavité a été assemblée puis installée dans la chambre à vide. Un deuxième étuvage a alors été effectué, jusqu'à 120 °C, pour ne pas endommager les piézoélectriques permettant de déplacer le miroir et ne pouvant pas dépasser les 150 °C. Cette fois, l'étuvage a été réalisé directement sur la table optique en surélevant l'enceinte pour limiter la conduction thermique, bien que moins critique au vu de la température de chauffage et de la composition de la table optique. L'étuvage a duré l'équivalent d'une semaine et a permis de finalement atteindre la pression de 5.10⁻⁸ mbar en ne conservant que la pompe ionique. La courbe du suivi de cet étuvage est disponible en annexe, figure 17.

5.3 Les modes de la cavité

La cavité de transfert a pour longueur L=75 cm avec un miroir plan en entrée et un miroir concave de rayon R=5 m en sortie. Les modes TEM_{nmq} de la cavité sont donnés par :

$$\nu_{qmn} = \frac{c}{4\pi L} [2\pi q + (2m + 2n + 2)\arccos(\sqrt{1 - L/R})] \quad (9)$$

avec n,m,q trois entiers relatifs, voir [9]. La partie en n,m de l'équation (9) vient des modes transverses de la cavité et le mode longitudinal est celui dépendant de q. La distance spectrale entre deux modes transverses consécutifs définit l'intervalle spectral libre qui vaut donc c/2L. On souhaite injecter les lasers dans le

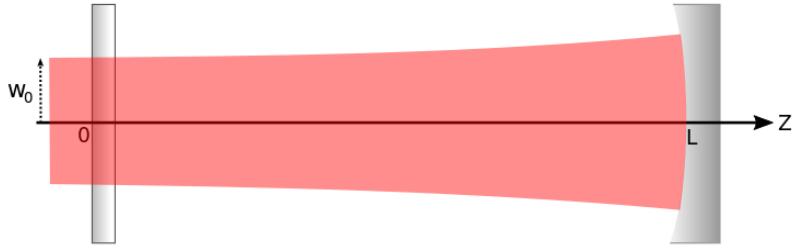


FIGURE 11 – Schéma représentant le mode fondamental de la cavité de transfert : faisceau gaussien caractérisé par une mi-largeur, w_0 , à e^{-2} en intensité. À gauche le miroir plan et à droite le miroir concave de rayon R .

mode fondamental TEM_{00q} correspondant à un faisceau gaussien. Ce faisceau gaussien est caractérisé par une mi-largeur à e^{-2} en intensité : w_0 . Pour calculer cette largeur du mode fondamental dans la cavité, il suffit d'imposer que le rayon de courbure de l'onde en $z=L$ coïncide avec le rayon du miroir de sortie, voir figure 11. On en déduit alors que

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R-L)}} \quad (10)$$

Cela permet ainsi de justifier le choix des télescopes présents sur le montage afin d'assurer une bonne injection dans le mode fondamental. Pour les lasers utilisés on obtient à partir de (10) : $w_{780} = 0.66$ mm, $w_{795} = 0.67$ mm, $w_{960} = 0.74$ mm et $w_{1064} = 0.78$ mm.

6 Montage pour l'asservissement

6.1 Électronique : régulateur PID

Pour rétroagir sur les lasers à stabiliser et la cavité de transfert, le signal d'erreur Pound-Drever Hall est envoyé dans un Proportionnel Intégral Dérivé (PID). Un PID permet de sommer trois opérations sur le signal d'erreur, respectivement un terme proportionnel, integral et derivé. Un PID possède une ou deux sorties. Dans le cas d'un PID avec deux sorties, on distingue la sortie rapide et la sortie lente. La sortie rapide va permettre de corriger les variations rapides de la fréquence, en rétroagissant en général sur le courant. Pour cela, l'intégrateur utilisé est dit limité, avec un temps de mémoire court afin d'être uniquement sensible à ces variations. Au contraire, la sortie lente corrige les dérives lentes et utilise donc un intégrateur illimité qui a une mémoire grande relativement à l'intégrateur limité.

Pour l'asservissement des lasers DL795 et TA780, la sortie rapide est associée aux courants des diodes lasers et la sortie lente à des piézoélectriques agissant sur un réseau permettant d'ajuster la fréquence. Pour le 1064, la sortie lente est associée à un contrôle de température et la sortie rapide à un contrôle sur le courant de la diode. Enfin pour les deux Titane-Saphir la rétroaction lente se fait sur un piézoélectrique lent (0-50 Hz) derrière un miroir et la sortie rapide du PID est envoyé sur un piézoélectrique rapide (0-50 kHz) placé derrière un autre miroir. Dans le cas de la stabilisation de la cavité de transfert, un PID à une seule sortie a été utilisé pour rétroagir sur les piézoélectriques placés à l'arrière du miroir concave.

6.2 Montage type pour l'asservissement

Sans perte de généralité, puisque le principe d'asservissement est identique pour les quatre lasers⁸, je présente ici le montage optique et électronique pour le laser 1064 dans la cavité de transfert afin de réaliser l'asservissement. Le montage complet est plus compact, afin par exemple d'utiliser le moins d'EOM possible, mais chaque laser suit un schéma équivalent à celui présenté ici.

Dans un premier temps, à une des sorties de fibre du laser est installé un télescope avec deux lentilles permettant de modifier la largeur du faisceau pour injecter la lumière dans le fondamental de la cavité, cf section 5.3. Ensuite, le faisceau rectilignement polarisé est dirigé vers un modulateur acousto-optique (AOM) en double passage, voir la partie 4.5, afin de déplacer la fréquence à résonance avec la cavité de transfert. Le laser modulé est récupéré avec une lame séparatrice polarisée et passe dans le modulateur électro-optique (EOM) qui le module en phase pour l'asservissement par la méthode Pound-Drever-Hall, voir section 4.2. Deux miroirs plans sont ajoutés pour ajuster l'injection du laser dans la cavité. Le faisceau

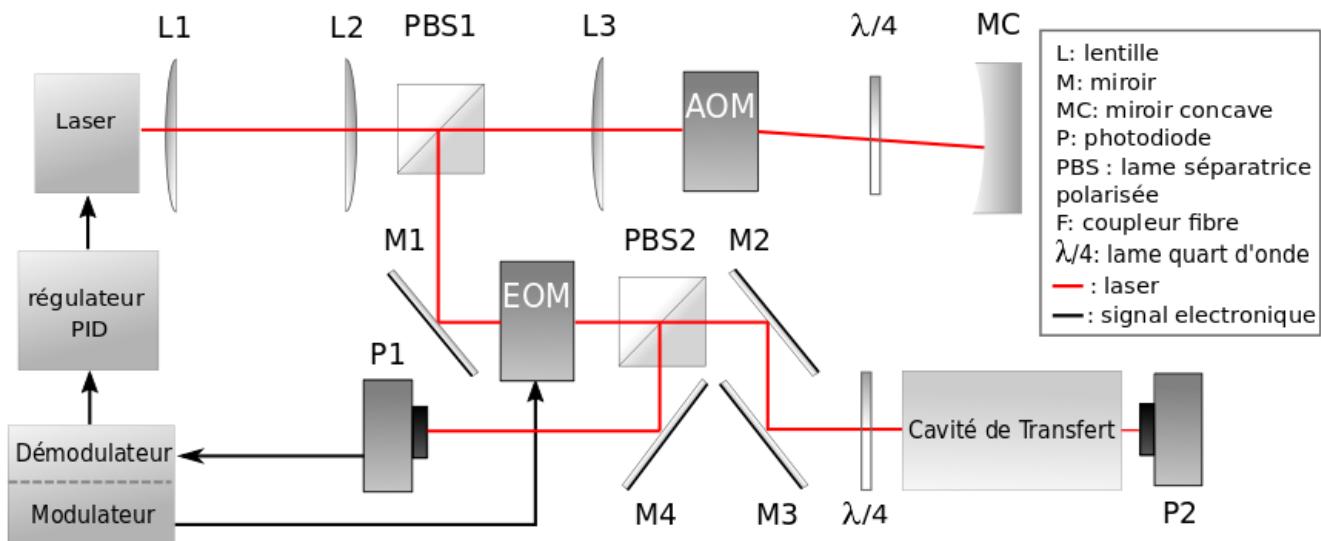


FIGURE 12 – Schéma du montage pour l'asservissement dans le cas d'une rétroaction sur le laser

laser arrive finalement dans la cavité de transfert et une photodiode permet de mesurer l'intensité en transmission qui est utilisée pour vérifier que le verrouillage se fait au maximum de la résonance. Pour effectuer la mesure de la réflexion sur la cavité, une lame quart d'onde est placée avant la cavité ainsi qu'une lame séparatrice polarisée afin de séparer le faisceau réfléchi et de l'envoyer vers une photodiode.

Ensuite, le signal électronique de la photodiode est dirigé sur le démodulateur, voir section 4.3, qui envoie son signal au régulateur PID, section 6.1. Le régulateur PID rétroagit alors sur le laser. Dans le cas de l'asservissement de la cavité de transfert, la rétroaction du régulateur PID est envoyé sur la cavité. Le schéma du montage est visible sur la figure 12.

Dans le cas réel avec l'ensemble des lasers, tous les faisceaux réfléchis sont séparés par un réseau avant d'être indépendamment mesurés par une photodiode afin d'obtenir un signal d'erreur pour chaque laser. Pour le laser 780, la modulation en fréquence ici opérée par un modulateur acousto-optique (AOM) est réalisée par un modulateur électro-optique (EOM) fibré ayant une bande spectrale suffisamment grande pour couvrir l'intervalle spectral libre de la cavité de référence SLS, voir figure 3. En effet, les EOMs non

8. Les trois lasers asservis sur la cavité de transfert et le laser TA780 injecté dans la cavité pour la stabiliser.

fibrés utilisés sont résonants à 20MHz et ne permettent donc pas d'avoir une bande de cette largeur.

7 Estimation de la largeur des lasers asservis

7.1 Mesure du temps de vie des photons dans la cavité de transfert

Afin d'estimer la largeur spectrale des lasers asservis, il est nécessaire de mesurer la largeur spectrale des pics de transmission de la cavité qui peut directement être déduite d'une mesure de temps de vie de la lumière dans la cavité.

7.1.1 Méthode

Pour mesurer le temps de vie de la lumière dans la cavité, j'ai stabilisé le laser DL795 par la méthode de Pound-Drever-Hall, puis la mesure de la transmission de la cavité m'a permis de mesurer le temps de vie des photons dans la cavité en bloquant le faisceau en entrée. Un modulateur acousto-optique a joué le rôle d'interrupteur pour le faisceau d'entrée, permettant une transition entre l'état ouvert et fermé suffisamment rapide pour voir la relaxation du champ en transmission. Ainsi, on observe la décroissance exponentielle de l'intensité en fonction du temps permettant de déduire ce temps caractéristique τ . Finalement la largeur spectrale à mi-hauteur des pics de transmission est donnée par $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$. Cela permet aussi de déduire la finesse de la cavité, définie comme $F = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu}$, avec $\delta\nu = \frac{c}{2L}$ l'intervalle spectral libre de la cavité.

7.1.2 Résultat

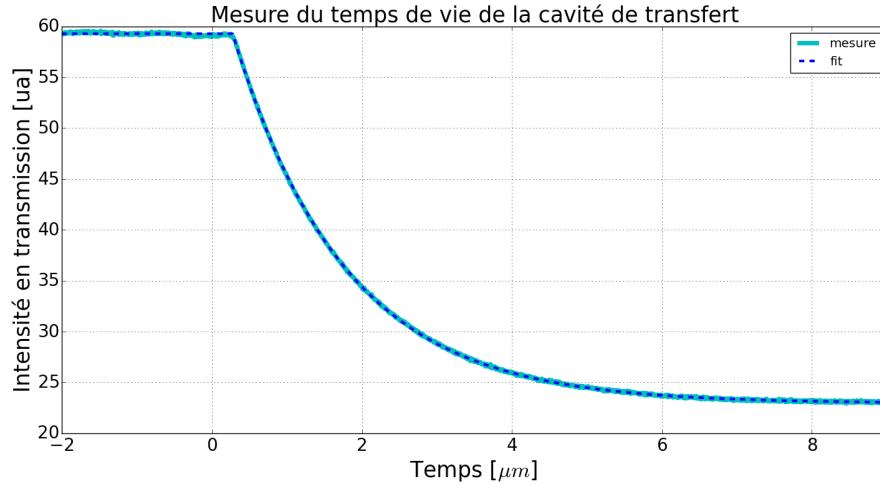


FIGURE 13 – Relaxation de la lumière dans la cavité en fonction du temps.

J'ai obtenu $\tau = 1.50 \pm 0.06 \mu\text{s}$ après mesure de l'intensité en transmission du DL795, voir figure 13. Une moyenne sur 65 réalisations a été effectué pour diminuer le rapport signal sur bruit. La largeur totale à mi-hauteur vaut ainsi $\Gamma = 106 \pm 4 \text{ kHz}$ et la finesse de la cavité $F = (1.88 \pm 0.07) \times 10^3$. Théoriquement, les deux miroirs ont une réflectivité $R=99.83\%$ et la finesse est donnée par $F = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} = 1.84 \times 10^3$. Le résultat mesuré concorde avec celui obtenu théoriquement.

7.2 Estimation de la largeur des lasers Titane-Saphir et DL795

7.2.1 Méthode

Afin de quantifier l'asservissement réalisé pour les lasers, j'ai effectué une estimation de la largeur spectrale après stabilisation par la méthode Pound-Drever-Hall. La méthode consiste à comparer le signal d'erreur avec et sans la stabilisation. Proche de la résonance, le signal d'erreur est linéaire entre les deux pics d'amplitude, voir section 4.4. De plus la distance spectrale entre ces deux pics est égale à la largeur de la cavité. Ainsi, en faisant le rapport entre l'amplitude du signal d'erreur sans stabilisation avec la largeur du bruit du signal d'erreur une fois le laser stabilisé on obtient le rapport entre la largeur à mi-hauteur de la cavité et la largeur à mi-hauteur du laser asservi.

7.2.2 Résultat

J'ai préalablement effectué une mesure du temps de vie de la cavité de transfert, voir partie 7.1, donnant une demi-largeur spectrale pour la cavité $\Gamma_{HWHM}^{cav} = 53 \pm 4$ kHz. Dans le cas du laser Titane-Saphir, la largeur du bruit du signal d'erreur asservi est de 0.07 V et l'amplitude pic à pic du signal d'erreur sans l'asservissement est de 0.9 V. On en déduit une estimation de la demi-largeur à mi-hauteur du laser Titane-Saphir $\Gamma_{HWHM}^{TiSa} = 4$ kHz, voir la figure 14. Sans asservissement, le Titane-Saphir a une mi-largeur à mi-hauteur, donnée par le constructeur, de 14 kHz (mesurée pendant 100 μ s).

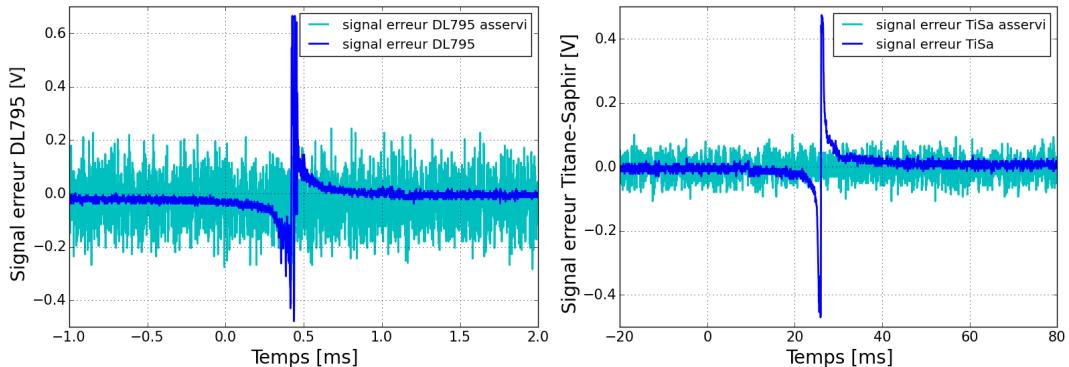


FIGURE 14 – En bleu marine le signal d'erreur avant la stabilisation. En cyan, le signal erreur du même laser pendant la stabilisation. À gauche les données du DL795 et à droite celles du Titane-Saphir.

Pour le laser DL795, on obtient par la même méthode une largeur estimée de $\Gamma_{HWHM}^{795} = 9$ kHz, voir figure 14. En comparaison, la mi-largeur sans l'asservissement se situe autour des 50 kHz [10]. Ces estimations sont en dessous des 10 kHz, l'ordre de grandeur de la largeur des transitions vers des états de Rydberg de cette expérience. Pour plus de détails sur l'estimation de la largeur du bruit, voir en annexe la partie Largeur du bruit.

7.3 Sauts de mode du laser 1064 nm

Lors de la tentative de stabilisation du laser 1064, nous avons observé un bruit à haute fréquence rendant impossible la stabilisation du laser et ressemblant à des sauts de mode. Diverses méthodes ont été utilisées pour s'affranchir du problème, en rétroagissant soit sur la température ou sur le courant. Le problème persistant, nous avons essayé de corriger cet effet en rétroagissant sur un AOM en voie rapide

et en corrigeant les dérives lentes sur le courant du laser. Cela a rendu possible une stabilisation mais de l'ordre d'une minute seulement. Nous avons aussi mesuré au spectromètre l'évolution de la longueur d'onde du laser en effectuant un balayage en fréquence sur le courant puis la température ce qui a confirmé l'hypothèse des sauts de mode. Il est donc présentement impossible de stabiliser le laser à cause de ces sauts. Si le 1064 n'intervient pas pour adresser les atomes vers les états de Rydberg, il permet de réaliser le piège dipolaire et doit stabiliser la cavité où seront réalisées les interactions entre photons.

Conclusion et perspectives

La cavité de transfert est maintenant définitivement installée sur le banc optique à une pression de 5.10^{-8} mbar suite à deux étuvages. La cavité a pu être stabilisée et a stabilisé à son tour les lasers DL795 et Titane-Saphir. Il a ainsi été possible de mesurer le temps de vie des photons dans la cavité stabilisée $\tau = 3.00 \pm 0.12 \mu\text{s}$ et ainsi de déduire la largeur à mi-hauteur des pics de transmission de celle-ci : $\Gamma = 106 \pm 4 \text{ kHz}$. Cela a permis de vérifier que la finesse mesurée était bien proche de celle attendue théoriquement ainsi que d'estimer la mi-largeur à mi-hauteur des lasers Titane-Saphire et DL795, valant respectivement 4 kHz et 9 kHz une fois l'asservissement réalisé. Ces deux largeurs sont donc bien inférieures à l'objectif fixé des 10 kHz.

Les stabilisations du laser Titane-Saphir ainsi que de la cavité de transfert ont été obtenues avec deux régulateurs PID temporaires. Merlin Enault-Dautheribes, un doctorant de l'équipe, travaille actuellement à la réalisation des régulateurs définitifs. Il faudra alors paramétrier ces régulateurs et estimer la stabilisation. Les sauts de mode observés sur le laser 1064 rendent impossible toute stabilisation sur la cavité de transfert. Actuellement, l'équipe cherche une solution avec le fabricant du laser car les documents techniques garantissaient un laser mono-mode. Il sera peut-être nécessaire d'acheter un autre laser dédié à la stabilisation de la cavité science mais il y aura quoi qu'il arrive un autre asservissement à réaliser. Enfin, il faudra s'assurer qu'il est bien possible de stabiliser tous les lasers simultanément sur la cavité de transfert et ceci sur un temps suffisamment grand.

D'un point de vue personnel, ces trois mois de stage m'ont permis d'apprendre beaucoup et d'approfondir mes connaissances sur des thématiques expérimentales variées tel que l'optique, le vide, l'électronique... Ce bagage de connaissances me sera grandement utile pour la thèse puisque la prochaine étape du projet est d'installer le piège magnéto-optique à deux dimensions pour les atomes de rubidium ainsi que d'installer la cavité science.

Références

- [1] Haroche, S. (2013). Nobel Lecture : Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary. *Reviews of Modern Physics*, 85(3) :1083(1102).
- [2] Saffman, Mark. "Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions : progress and challenges." *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 49.20 (2016) : 202001.
- [3] Steck, Daniel A. "Rubidium 87 D line data." (2001).
- [4] Cohen-Tannoudji, Claude, Bernard Diu, and Franck Laloë. "Mécanique quantique. Tome I." (1973).
- [5] Pritchard, Jonathan D., Kevin J. Weatherill, and Charles S. Adams. "Nonlinear optics using cold Rydberg atoms." *Annual Review of Cold Atoms and Molecules : Volume 1*. 2013. 301-350.
- [6] Black, Eric. "Notes on pound-drever-hall technique." *LIGO Technical notes* (1998).
- [7] Bondu, François. L'interféromètre Virgo : propriétés optiques, stabilisation en fréquence du laser. Diss. Université Nice Sophia Antipolis, 2008. (p21)
- [8] Coyne, Dennis. "LIGO vacuum compatible materials list." *LIGO-E960050-v12* (2013).
- [9] Besga, Benjamin. Micro-cavité Fabry Perot fibrée : une nouvelle approche pour l'étude des polaritons dans des hétérostructures semi-conductrices. Diss. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2013. (p15)
- [10] "<https://www.toptica.com/products/tunable-diode-lasers/ecdl-dfb-lasers/dl-pro/>"

Annexe

Raies rubidium

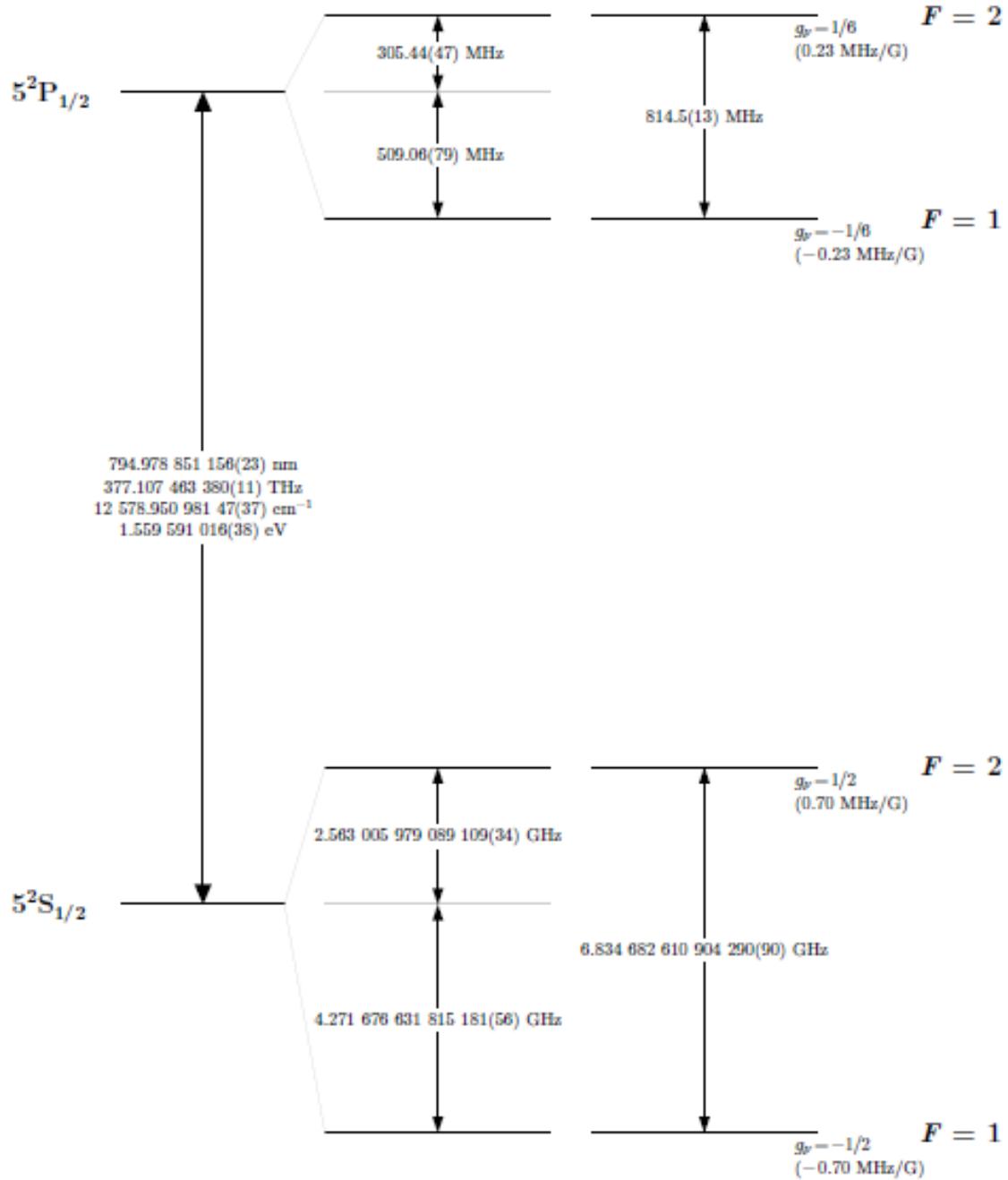


FIGURE 15 – Structure hyperfine de la transition D₁ du rubidium 87 [3].

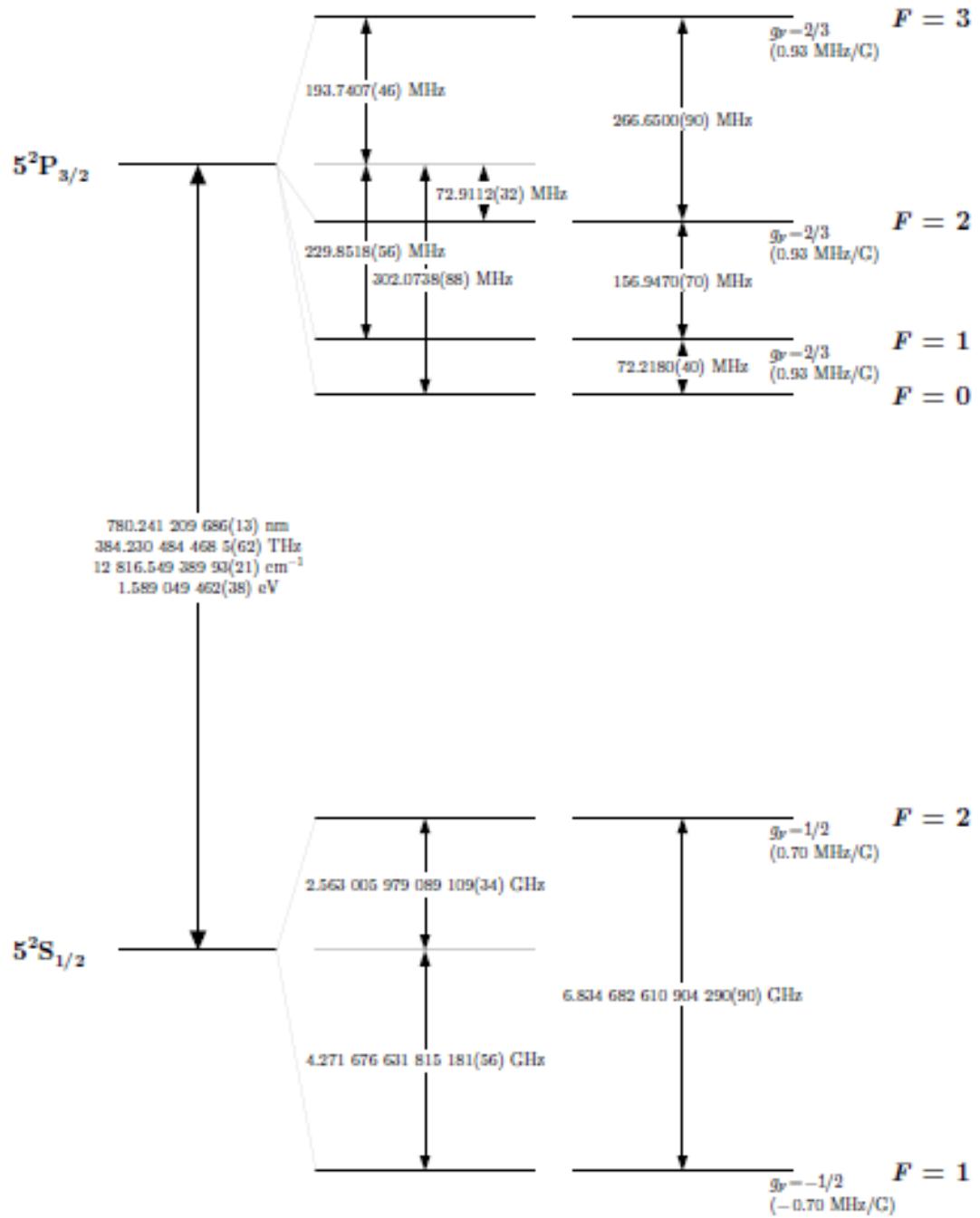


FIGURE 16 – Structure hyperfine de la transition D_2 du rubidium 87 [3].

Deuxième étuvage

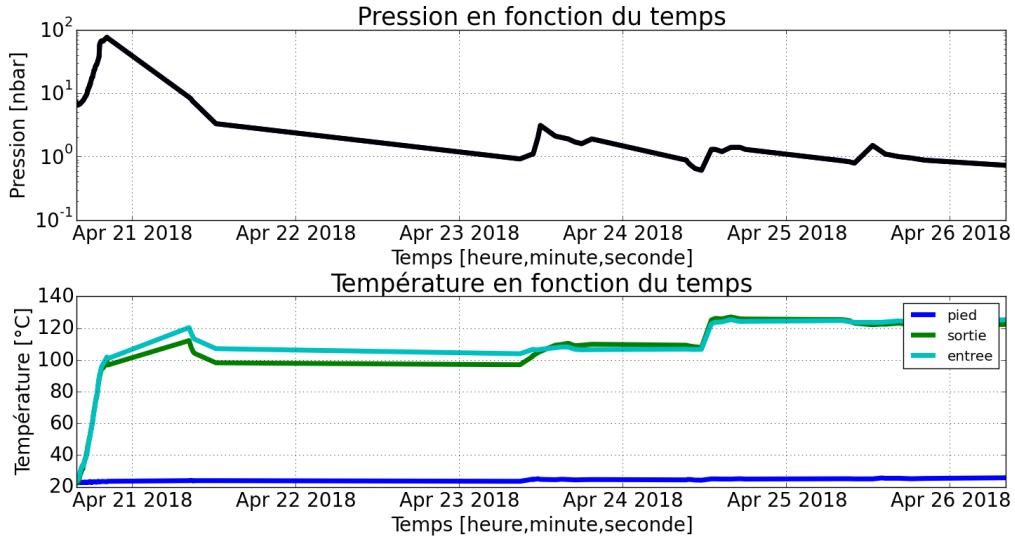


FIGURE 17 – Deuxième étuvage de l’ensemble de la cavité de transfert à 120 °C pendant 6 jours.

Largeur du bruit

L’occurrence en fonction de la valeur du signal d’erreur permet de vérifier le caractère gaussien du bruit. Dans le cas du laser DL795, le fit gaussien de ces données a un écart-type $\sigma_{fit} = 0.096$ V proche de celui du signal mesuré $\sigma_{mes} = 0.092$ V, voir figure 18. Cette méthode est utilisée dans la section 7.2 pour estimer la largeur des lasers Titane-Saphir et DL795.

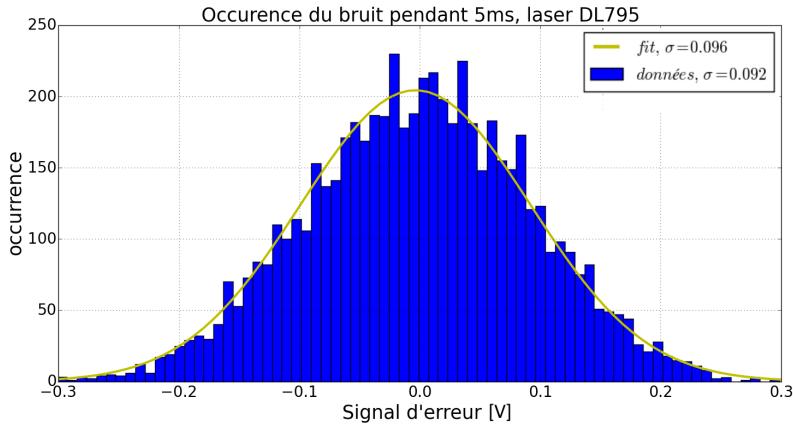


FIGURE 18 – En bleu, histogramme donnant le nombre de points en fonction de la valeur du bruit. En jaune, le fit par une fonction gaussienne.