

Rapport de stage de Master 2

Du 9 Mars au 31 Juillet 2026

Caractérisation d'un système laser pour le refroidissement et le piégeage d'atomes de Chrome

Esther Fromm

Superviseur :

Lucas Lavoine
lucas.lavoine@univ-paris13.fr

Laboratoire de Physique des Lasers
Équipe Gaz Quantiques Magnétiques (GQM)
99 Av. Jean Baptiste Clément,
93430 Villetaneuse

Table des matières

1	Introduction	2
2	Nouveau système laser	7
2.1	Fonctionnement du laser	7
2.2	Schéma du montage optique	8
2.3	Asservissement Pound-Drever-Hall	11
2.3.1	Principe	11
2.3.2	Caractérisation	13
2.4	Asservissement par absorption saturée	15
2.4.1	Principe	15
2.4.2	Mise en place expérimentale	16
3	Mesure du bruit d'intensité du laser	17
3.1	Mesures	18
3.2	Traitement des données	20
3.3	Résultats	21
3.3.1	Comparaison des méthodes de traitement	21
3.3.2	Caractérisation du bruit d'intensité	22
3.3.3	Comparaison entre bruit d'intensité et bruit de fréquence	23
4	Conclusion et perspectives	25
5	Autoévaluation des compétences C8.CE2 et C9	26
5.1	Communiquer au sujet de son projet, tant en interne qu'en externe	26
5.2	Adapter ses pratiques et ses compétences dans un environnement en évolution constante et rapide	26

1 Introduction

J’ai réalisé mon stage de fin d’études au Laboratoire de Physique des Lasers, dans le groupe Gaz Quantiques Magnétiques. Du 9 mars au 31 juillet 2026, j’ai eu la chance de rejoindre l’équipe travaillant sur l’étude du magnétisme quantique utilisant un condensat de Bose-Einstein de Chrome, sous l’encadrement de Lucas Lavoine. J’ai également eu l’occasion de travailler avec les autres membres de l’équipe : Laurent Vernac, Fatima Rahmouni, Benjamin Pasquiou et Bruno Laburthe-Tolra.

L’expérience sur laquelle j’ai travaillé vise à réaliser un gaz quantique dipolaire bidimensionnel avec des atomes de Chrome, afin d’étudier le magnétisme quantique. En effet, le Chrome est un métal de transition de numéro atomique $Z = 24$ et de configuration électronique $[Ar]3d^54s^1$, ce qui conduit à un état fondamental 7S_3 et à un spin $S = 3$. Les atomes de Chrome possèdent donc un large moment magnétique ($\mu = g_S S \mu_B = 6\mu_B$), ce qui implique des interactions dipolaires 36 fois plus importantes que dans les gaz quantiques d’atomes alcalins.

Ces interactions, contrairement aux interactions de contact, sont longue portée et anisotropes : leur intensité et leur signe dépendent de l’orientation relative des dipôles magnétiques. Le potentiel d’interaction dipôle-dipôle s’écrit :

$$V_{dd} = \frac{\mu_0}{4\pi} \mu_{Cr}^2 \frac{1 - 3\cos^2(\theta)}{r^3} \quad (1)$$

En effet, comme représentée sur la Figure 1, pour deux dipôles magnétiques parallèles, l’interaction est répulsive lorsque les dipôles sont orientés perpendiculairement à la direction qui les relie, tandis qu’elle devient attractive lorsque les dipôles sont alignés selon cette direction.

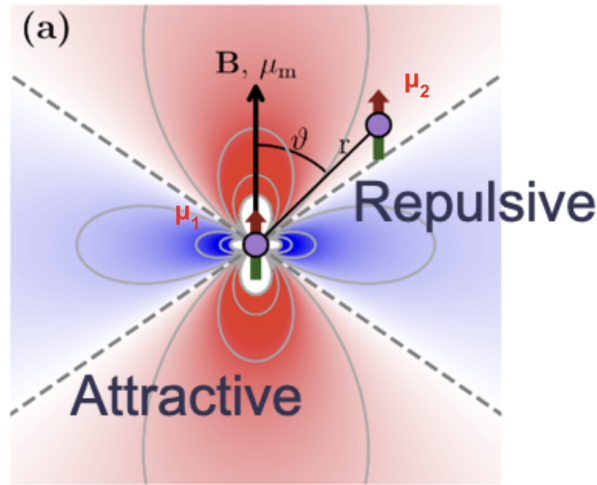


FIGURE 1 – Anisotropie de l’interaction dipolaire entre deux dipôles magnétiques

Le premier condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr a été obtenu en 2005 par l’équipe de Tilman Pfau à l’Université de Stuttgart [1]. Cette même équipe a été pionnière dans l’observation expérimentale d’interaction dipôle-dipôle dans un gaz quantique dégénéré, en mettant en évidence l’anisotropie de l’expansion d’un condensat de Chrome en fonction de l’orientation des dipôles magnétiques [2]. Ce n’est que peu de temps après, en 2008, que l’équipe dans laquelle je travaille a obtenu son premier condensat de ^{52}Cr [3]. Depuis, elle s’est imposée comme une équipe pionnière dans l’étude du magnétisme quantique à l’aide de gaz quantiques dipolaires, avec notamment des travaux récents consacrés à l’étude de la croissance de corrélations quantiques pendant la dynamique hors équilibre d’un système de spins, et du magnétisme itinérant dans des réseaux optiques de Chrome [4, 5, 6].

Les travaux menés au sein de l’équipe portent sur l’étude de la dynamique hors équilibre de systèmes quantiques isolés en présence d’interactions dipolaires, afin de mieux comprendre les mécanismes de thermalisation quantique.

Pour mieux comprendre le principe général de l'expérience, considérons une séquence expérimentale typique d'étude d'une dynamique de spin hors équilibre, représentée sur la Figure 2.

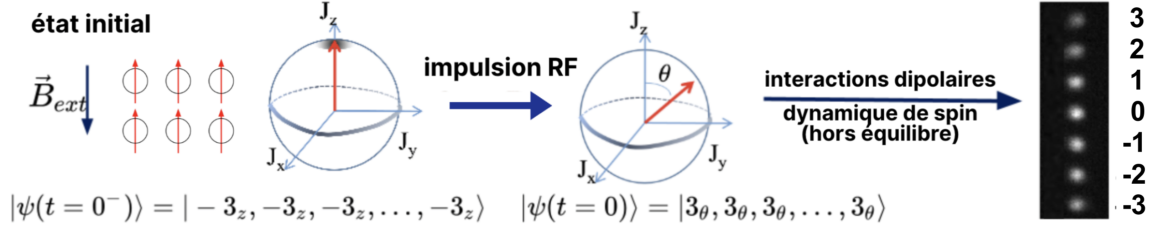


FIGURE 2 – Séquence expérimentale typique

Initialement, les atomes sont placés dans un champ magnétique qui définit l'axe de quantification (Oz) et lève la dégénérescence des sous-états Zeeman. Les atomes se trouvent initialement dans l'état fondamental, correspondant au niveau de plus basse énergie : l'état $|m_S = -3\rangle$.

Afin d'étudier la dynamique de spin hors équilibre, le système est ensuite perturbé de manière contrôlée par l'application d'une impulsion radiofréquence (RF). Cette impulsion est réalisée à l'aide d'un champ magnétique oscillant à la fréquence de Larmor. Elle agit comme une rotation globale du spin collectif sur la sphère de Bloch et permet ainsi de préparer un état cohérent de spin.

Le système évolue ensuite sous l'effet des interactions dipôle-dipôle, et afin de suivre la dynamique du système, une mesure de la distribution des populations dans les différents états de spin est réalisée. Pour cela, une séparation de type Stern et Gerlach est réalisée : les atomes sont libérés (extinction du piège) en présence d'un gradient de champ magnétique, les différents sous-états Zeeman subissent ainsi des forces distinctes et sont séparés spatialement pendant leur temps de vol. Le Chrome possédant un spin $S = 3$, cette méthode conduit à l'apparition de 7 nuages, correspondant aux 7 sous-états ensuite imagés par fluorescence. Cette mesure permet ainsi de suivre l'évolution des populations au cours de la dynamique et donc de caractériser l'état de spin collectif du système.

Les expériences sont réalisées à partir d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de chrome. Pour l'obtenir, les atomes subissent différentes étapes de piégeage et de refroidissement, dans une enceinte à ultravide. Celle que nous allons utiliser est schématisée sur la Figure 3.

Afin d'atteindre un vide de l'ordre de 5×10^{-11} mbar, le pompage est réalisé en plusieurs étapes et avec différentes pompes : une pompe primaire sèche, une pompe turbomoléculaire, une pompe à sublimation de titane et enfin une pompe ionique.

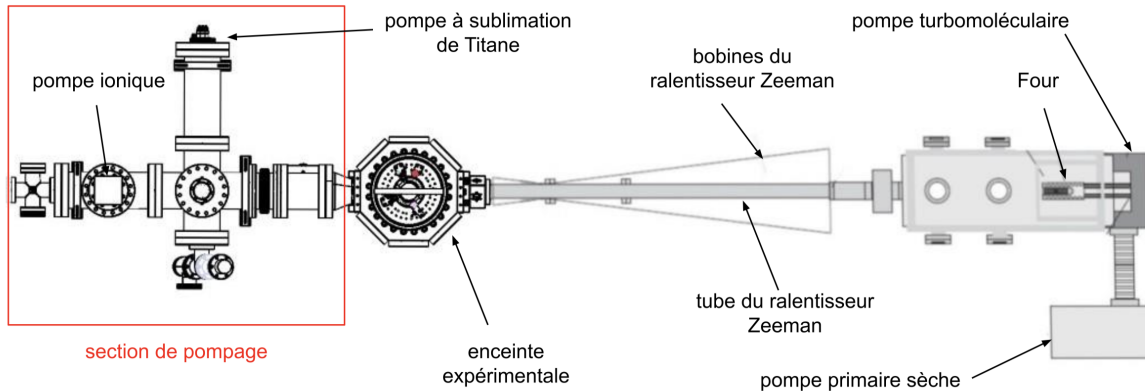


FIGURE 3 – Schéma du montage

1. **Le four** : À température ambiante, le Chrome possède une pression de vapeur saturante très faible. Il est donc nécessaire de le chauffer à une température élevée ($\approx 1500^\circ\text{C}$) afin d'obtenir un jet atomique suffisamment intense. En sortie du four, les atomes subissent un refroidissement transverse selon deux axes orthogonaux à la direction de propagation du jet. Cette étape permet de collimater le faisceau et donc de maximiser le nombre d'atomes qui pourront être en effet ralentis par le ralentisseur Zeeman.
2. **Le ralentisseur Zeeman** : Les atomes issus du four possèdent une vitesse moyenne d'environ 500 m/s, trop élevée pour qu'ils soient capturés par le piège magnéto-optique (MOT). Ils traversent donc préalablement un ralentisseur Zeeman, constitué d'un tube de 90 cm de long, à l'intérieur duquel se propage un faisceau laser contre-propageant au jet atomique. À chaque cycle d'absorption - émission spontanée, l'absorption directionnelle d'un photon du faisceau laser transmet aux atomes une quantité de mouvement opposée à leur vitesse, tandis que l'émission spontanée, isotrope, ne modifie pas leur quantité de mouvement en moyenne. Les atomes sont ainsi progressivement ralentis. Autour de ce tube sont placées des bobines dont le nombre de spires varie le long du ralentisseur Zeeman afin de créer un gradient de champ magnétique. Ce gradient compense le décalage Doppler au fur et à mesure du ralentissement des atomes et permet donc de maintenir les atomes à résonance avec le laser. En effet, à mesure que les atomes se déplacent et ralentissent, l'effet Doppler provoque un décalage de leur fréquence de résonance. Mais simultanément, l'effet Zeeman engendré par le champ magnétique, compense ce décalage de fréquence. Les atomes peuvent ainsi absorber un grand nombre de photons successivement et être ralentis jusqu'à une vitesse de 30 m/s, compatible avec la vitesse de capture de MOT.
3. **Le piégeage des atomes de Chrome** : Le processus de piégeage implique plusieurs transitions atomiques, qui sont toutes résumées sur la Figure 4.

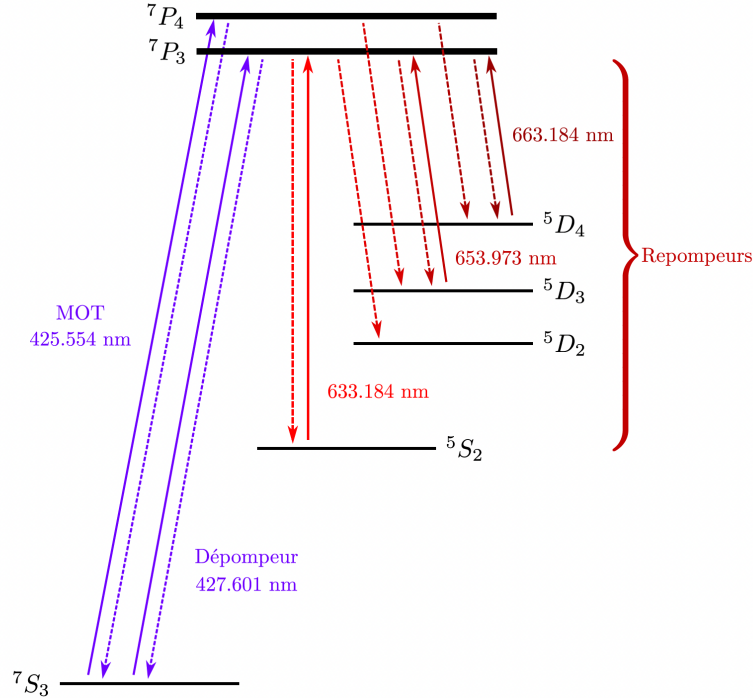


FIGURE 4 – Transitions utilisées pour le piégeage et refroidissement du ^{52}Cr

Dans un premier temps, les atomes sont piégés par un **piège magnéto-optique (MOT)** composé de trois paires de faisceaux contre-propageants dans chaque direction de l'espace et de deux bobines en configuration anti-Helmholtz. Les atomes sont simultanément refroidis par une force de friction due au refroidissement laser et piégés par une force de rappel résultant du champ magnétique quadrupolaire généré par les bobines. Nous utilisons pour le refroidissement, la transition $7S_3 \rightarrow 7P_4$ à 425 nm, dont

la largeur naturelle est de $\Gamma = 2\pi \times 5$ MHz, puisque cette dernière est quasi-fermée. Les atomes ont cependant une probabilité non nulle d'échapper à la boucle de refroidissement en se désexcitant dans les états métastables 5D_4 , 5D_3 et 5D_2 . Il est donc nécessaire de repomper ces atomes dans l'état 7P_3 .

Cependant, adresser la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ induit des collisions inélastiques assistées par la lumière et donc des pertes. Les atomes se trouvant dans les états métastables 5D_4 et 5D_3 ne subissant pas ces collisions, ce problème peut être évité en stockant les atomes dans ces états avant de les réutiliser pour la suite de la séquence expérimentale. Pour cela, un faisceau de dépompage est utilisé afin de transférer les atomes vers l'état 7P_3 , dont la désexcitation alimente plus efficacement les états métastables.

Les atomes sont ensuite confinés par un **piège dipolaire conservatif croisé**, assuré par un laser à 1075 nm. Cette longueur d'onde est fortement désaccordée vers le rouge des transitions atomiques du Chrome, ce qui permet de réaliser un potentiel dipolaire attractif. En effet, le champ électrique du laser $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})\cos(\omega t)$ entraîne la création d'un dipole atomique oscillant $\vec{d} = \alpha(\omega)\vec{E}$, avec $\alpha(\omega)$ la polarisabilité des atomes de Chrome. L'énergie potentielle des atomes vaut donc :

$$V_{dipole}(\vec{r}) = -\frac{\alpha(\omega)I(\vec{r})}{2\epsilon_0 c} \quad (2)$$

avec $I(\vec{r})$ l'intensité du laser. Le laser étant désaccordé dans le rouge, $\alpha(\omega) > 0$. Les atomes sont donc attirés par les régions de forte intensité lumineuse, c'est-à-dire au point de focalisation du laser.

4. **Évaporation** : Une fois le piège dipolaire chargé, la puissance du laser (et donc la profondeur des puits de potentiel) est diminuée progressivement : c'est ce qu'on appelle l'étape d'évaporation. Elle permet de diminuer la température du gaz en laissant s'échapper les atomes les plus énergétiques, tandis que les collisions entre atomes permettent au gaz de thermaliser à une température plus basse. Lors des dernières expériences réalisées, l'équipe a obtenu un condensat de Bose-Einstein de 10 000 atomes, avec une fraction condensée supérieure à 80% [5].

Une manière d'étudier le magnétisme de particules interagissant via des interactions dipolaires est de charger les atomes dans un réseau optique. En effet, cette configuration constitue une plateforme de simulation quantique intéressante. D'une part, elle permet de choisir la distance entre chaque atome afin d'obtenir des interactions dipolaires suffisamment fortes. Nous cherchons ainsi à utiliser la plus petite distance possible, puisque l'interaction dipôle-dipôle décroît en $1/r^3$ où r est la distance interatomique. Dans notre cas, cette distance est fixée par un réseau optique de période 266 nm (réalisé avec un laser à 532 nm), qui constitue un compromis permettant de rapprocher les atomes le plus possible tout en évitant d'adresser les transitions du Chrome situées autour de 425 nm. Pour cette distance interatomique, l'énergie caractéristique de l'interaction dipôle-dipôle est de l'ordre de $V_{dd} \sim 1 - 3$ Hz. D'autre part, elle offre la possibilité d'ajuster l'intensité relative du transport et des interactions (dipolaires et de contact), en réglant la profondeur des réseaux avec l'intensité des lasers. Il est donc possible de contrôler la compétition entre ces trois termes. Dans le régime de Mott par exemple, les atomes sont placés dans un réseau très profond, ce qui supprime le terme de transport. Le système est alors dominé par les interactions dipolaires lorsque chaque site est occupé par un seul atome, les interactions de contact étant absentes.

Reconstruction d'une partie de l'expérience

Initialement, l'expérience consistait à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome chargé dans un réseau optique tridimensionnel. Elle est cependant actuellement en reconstruction afin d'améliorer simultanément plusieurs aspects.

Le premier point d'amélioration concerne le contrôle de l'environnement magnétique. En effet, les atomes de Chrome possédant un moment magnétique important, notre système est particulièrement sensible aux champs magnétiques parasites et à leurs fluctuations. Ainsi, des champs provenant par exemple des alimentations utilisées ou de la ventilation, peuvent perturber la dynamique des spins que nous souhaitons étudier. Afin de mieux contrôler cet environnement, la chambre de science est dorénavant composée de titane, un matériau non magnétique. Aussi, l'influence des champs magnétiques externes peut être caractérisée au fur et à mesure de la reconstruction de l'expérience. Et pour finir, des cellules de césium seront placées directement à l'intérieur

de la chambre afin de mesurer le champ magnétique au plus près des atomes (Figure 5). L'objectif étant de réduire au maximum les fluctuations du champ magnétique externe et d'améliorer la connaissance du champ effectivement ressenti par les atomes.

Le deuxième axe d'amélioration concerne la préparation du système. Les impulsions radiofréquences utilisées pour manipuler les états de spin seront désormais générées par deux bobines placées directement dans la chambre à vide ((Figure 5). Ces dernières seront orientées à 90 degrés l'une par rapport à l'autre et alimentées en quadrature afin de générer un champ magnétique circulairement polarisé. Cette configuration permet de mieux respecter les conditions de l'approximation de l'onde tournante (RWA) et ainsi d'améliorer la fidélité des impulsions radiofréquences.

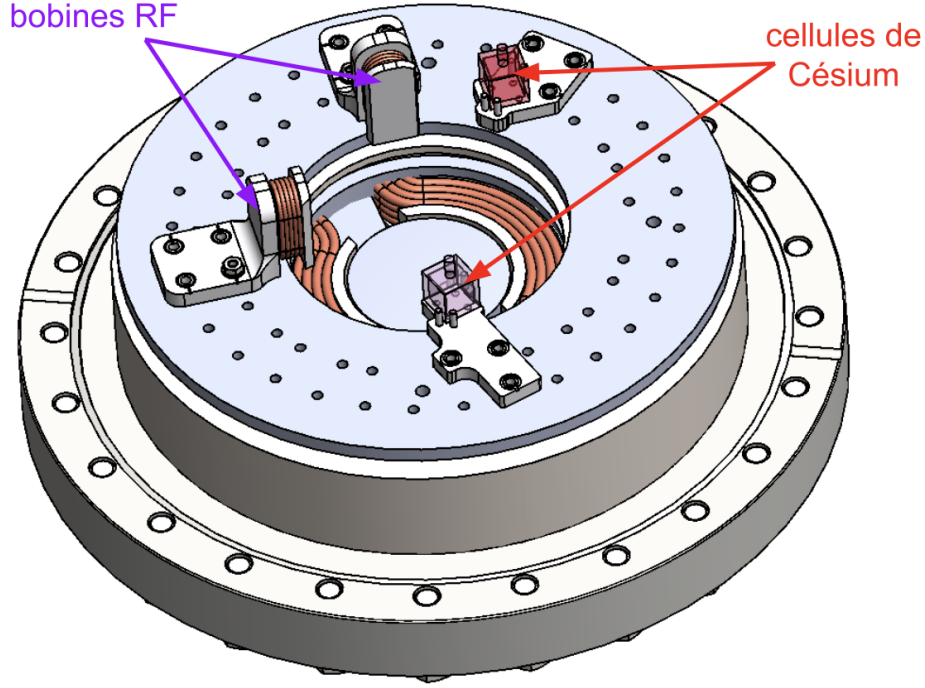


FIGURE 5 – Schéma de l'intérieur de la chambre de science

L'objectif est aussi de passer à un réseau bidimensionnel. L'intérêt étant de simplifier le système. En effet, lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan du réseau, cette configuration permet d'annuler le facteur d'anisotropie de l'Hamiltonien décrivant les interactions dipolaires :

$$\begin{aligned}\hat{H}_{dd} &= \sum_{i,j} \frac{\mu_0 \mu_i \mu_j}{4\pi r_{ij}^3} (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}) \left(\hat{S}_i^z \hat{S}_j^z - \frac{1}{4} (\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+) \right) \\ &= \sum_{i,j} \frac{\mu_0 \mu_i \mu_j}{4\pi r_{ij}^3} \left(\hat{S}_i^z \hat{S}_j^z - \frac{1}{4} (\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+) \right)\end{aligned}\tag{3}$$

où les sites occupés du réseau sont indicés par i et j , les $\hat{S}_i^\alpha$ sont les opérateurs de spin adimensionnels pour le site i , et $\hat{S}_i^\pm = \hat{S}_i^x \pm i\hat{S}_i^y$ sont les opérateurs d'augmentation et de diminution de la projection de spin pour le site i . Cet Hamiltonien regroupe les termes d'Ising et d'échange des interactions dipolaires, avec r_{ij} la norme du vecteur reliant le site i au site j et θ_{ij} l'angle entre ce vecteur et la direction du champ magnétique externe, valant donc $\theta_{ij} = \frac{\pi}{2}$ dans cette configuration.

Les modèles théoriques prédisent alors un état fondamental corrélé, de type ferromagnétique XY, que nous souhaiterions étudier. Cette géométrie est également prédite comme favorable à l'apparition de corrélations

quantiques de type spin squeezing, dont l'amplitude devrait croître avec le nombre d'atomes [7].

Enfin, le système de détection sera amélioré. Une nouvelle optique d'imagerie, avec une ouverture numérique plus importante, sera utilisée. En effet, celle-ci passera de 0.1 à 0.5, ce qui permettra de collecter davantage de photons et donc d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Par ailleurs, un nouveau laser, plus puissant, sera utilisé pour les différentes étapes de l'expérience. Il sera utilisé pour le ralentisseur Zeeman, le refroidissement transverse, le piège magnéto-optique et l'imagerie. Cette puissance supplémentaire permettra de gagner en stabilité. En effet, cela permettra d'utiliser des faisceaux de plus grand diamètre, donc moins sensibles aux variations d'alignement. De plus, des faisceaux plus larges permettront d'illuminer les atomes de manière plus homogène. Ce qui permettra d'assurer une diffusion de photons plus homogène entre les différents sous-états Zeeman. Cette homogénéité et cette stabilité sont particulièrement importantes pour les mesures de corrélations quantiques, puisque ces dernières nécessitent un grand nombre de répétitions expérimentales et donc une bonne reproductibilité d'un cycle expérimental à l'autre (stabilité "shot-to-shot").

Mon stage a principalement porté sur la caractérisation de ce nouveau système laser. Notamment à travers l'étude de son bruit fréquentiel et de son bruit d'intensité (RIN).

2 Nouveau système laser

Ce laser est un laser *VEXLUM VALO SHG - single frequency 426 nm*, émettant à 425.55 nm une puissance d'environ 1 W.

2.1 Fonctionnement du laser

Un schéma simplifié du fonctionnement du laser, de type VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) est présenté Figure 6.

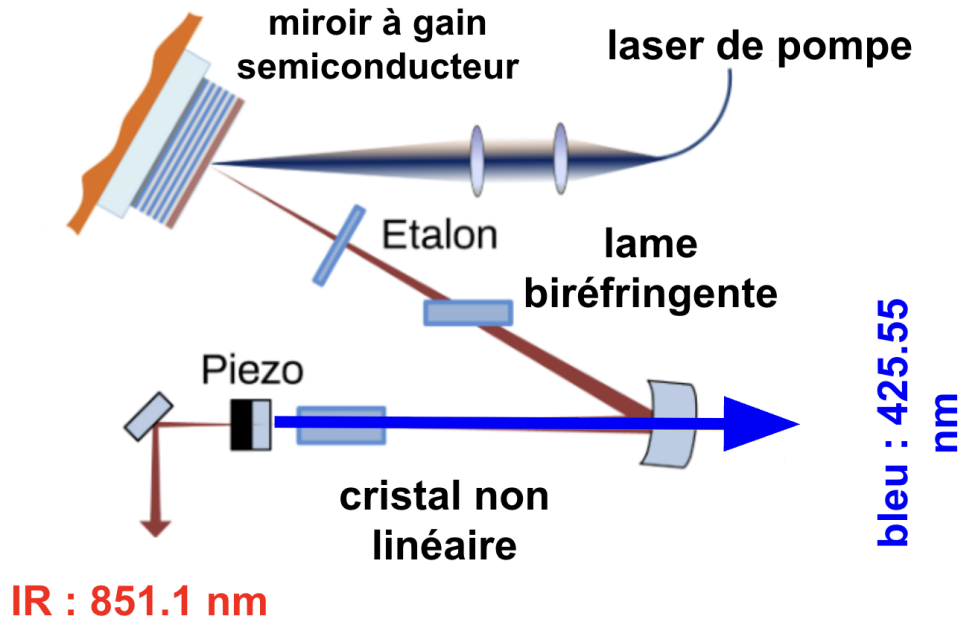


FIGURE 6 – Schéma d'un laser VECSEL fournissant un faisceau fondamental à 851.1 nm et un faisceau doublé à 425.55 nm - schéma adapté de [8]

Le système produit un faisceau infrarouge à 851.1 nm ensuite converti en faisceau bleu à 425.55 nm par génération de seconde harmonique dans un cristal non linéaire.

Comme présenté sur la Figure 6, le milieu amplificateur est un miroir à gain semiconducteur, pompé optiquement par un laser focalisé à sa surface afin de créer une inversion de population permettant l'amplification du rayonnement laser. La cavité est ensuite constituée de deux autres miroirs, dont un miroir dichroïque et un autre monté sur un actionneur piézoélectrique permettant d'ajuster la longueur de la cavité et donc la fréquence du laser. Un cristal non linéaire est placé à l'intérieur de la cavité afin d'assurer le doublage de fréquence par génération de seconde harmonique. Le faisceau fondamental à 851.1 nm est extrait du côté du miroir monté sur le piezo, tandis que le faisceau doublé à 425.55 nm est transmis par le miroir dichroïque.

Afin d'assurer un fonctionnement monomode stable, la cavité contient un étalon et une lame biréfringente (BRF) servant à sélectionner le mode de la cavité que l'on souhaite amplifier.

L'étalon, constitué d'une lame à face parallèles, agit comme une cavité et donc introduit une transmission de fréquence périodique. Il se comporte donc comme un filtre sélectionnant certains modes de la cavité (Figure 7). Le réglage de l'étalon s'effectue en changeant sa température. En effet, une variation de température modifie son indice de réfraction ainsi que son épaisseur par dilatation thermique. Ces variations entraînent une modification du chemin optique dans la cavité et déplacent les fréquences de transmission de l'étalon.

La lame biréfringente (BRF) introduit aussi une transmission dépendante de la longueur d'onde (Figure 7). En effet, la différence d'indice entre ses axes ordinaire et extraordinaire engendre un déphasage dépendant de la fréquence entre les deux composantes de polarisation du faisceau incident. La polarisation de sortie est ainsi modifiée différemment selon la fréquence. Cette variation de polarisation va se traduire par une transmission dépendant de la fréquence : certaines longueurs d'onde vont subir plus de pertes que d'autres, de part leur différence de polarisation. Le réglage de la BRF s'effectue quant à lui en changeant son angle d'incidence, ce qui a pour effet de changer le déphasage entre les deux composantes de polarisation du faisceau incident et donc de décaler spectralement les pics de transmission.

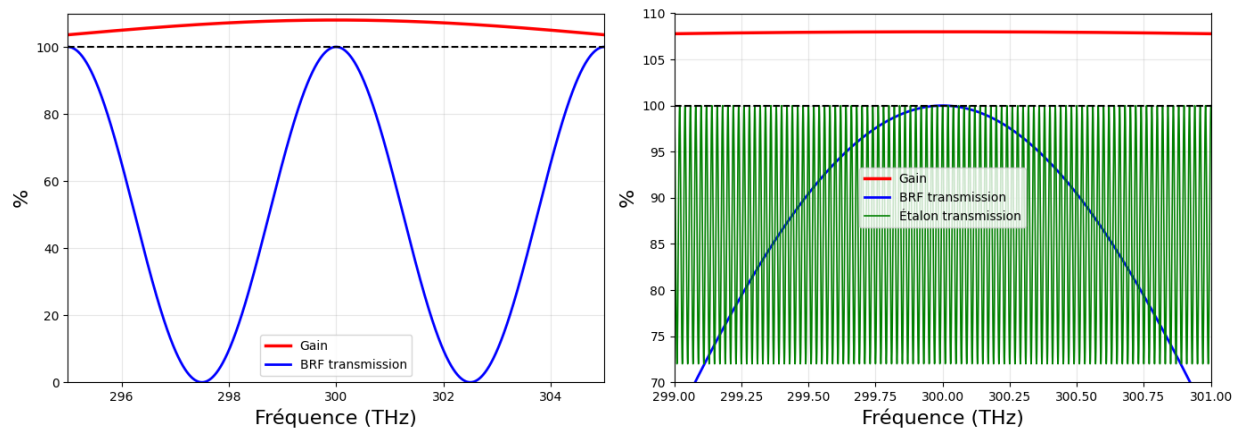


FIGURE 7 – Gain d'un VECSEL (en rouge) en fonction de la fréquence, et transmission de la lame biréfringente et de l'étalon - adapté du manuel du VEXLUM

Comme présenté Figure 7, la lame biréfringente permet une sélection grossière, tandis que l'étalon permet un réglage plus fin. L'association de ces deux composants permet d'obtenir une bande passante de sélection suffisamment étroite afin de sélectionner un unique mode de la cavité.

2.2 Schéma du montage optique

Le système laser est schématisé sur la Figure 8.

Comme expliqué précédemment, le système fournit une sortie bleue à 425.55 nm avec une puissance d'environ 1 W, et prélève une partie de la puissance afin de fournir une sortie dans l'infrarouge à 851.1 nm, avec une puissance d'environ 160 mW. Le bleu étant obtenu en doublant la fréquence de l'infrarouge, toute correction

appliquée à l'infrarouge a un impact sur la sortie à 425.55 nm.

La sortie infrarouge à 851.1 nm est séparée en deux faisceaux. Le premier est dirigé vers un lambdamètre afin d'effectuer les réglages grossiers de la fréquence du laser autour de 851.1 nm. Le second faisceau est utilisé pour un premier asservissement réalisé sur une cavité Fabry-Perot.

La sortie bleue à 425.55 nm est également divisée en deux faisceaux. Le premier est destiné à l'expérience, donc va être utilisé pour le refroidissement, le piégeage et l'imagerie, tandis que le second est utilisé pour un deuxième asservissement utilisant une cathode creuse de Chrome. Cette voie est elle-même séparée en trois faisceaux : deux faisceaux contre-propageants envoyés dans la cathode creuse sont utilisés pour l'obtention du signal d'erreur du second asservissement ; tandis qu'un troisième faisceau est dirigé directement vers une photodiode balancée afin de servir de référence et de s'affranchir des fluctuations d'intensité du laser.

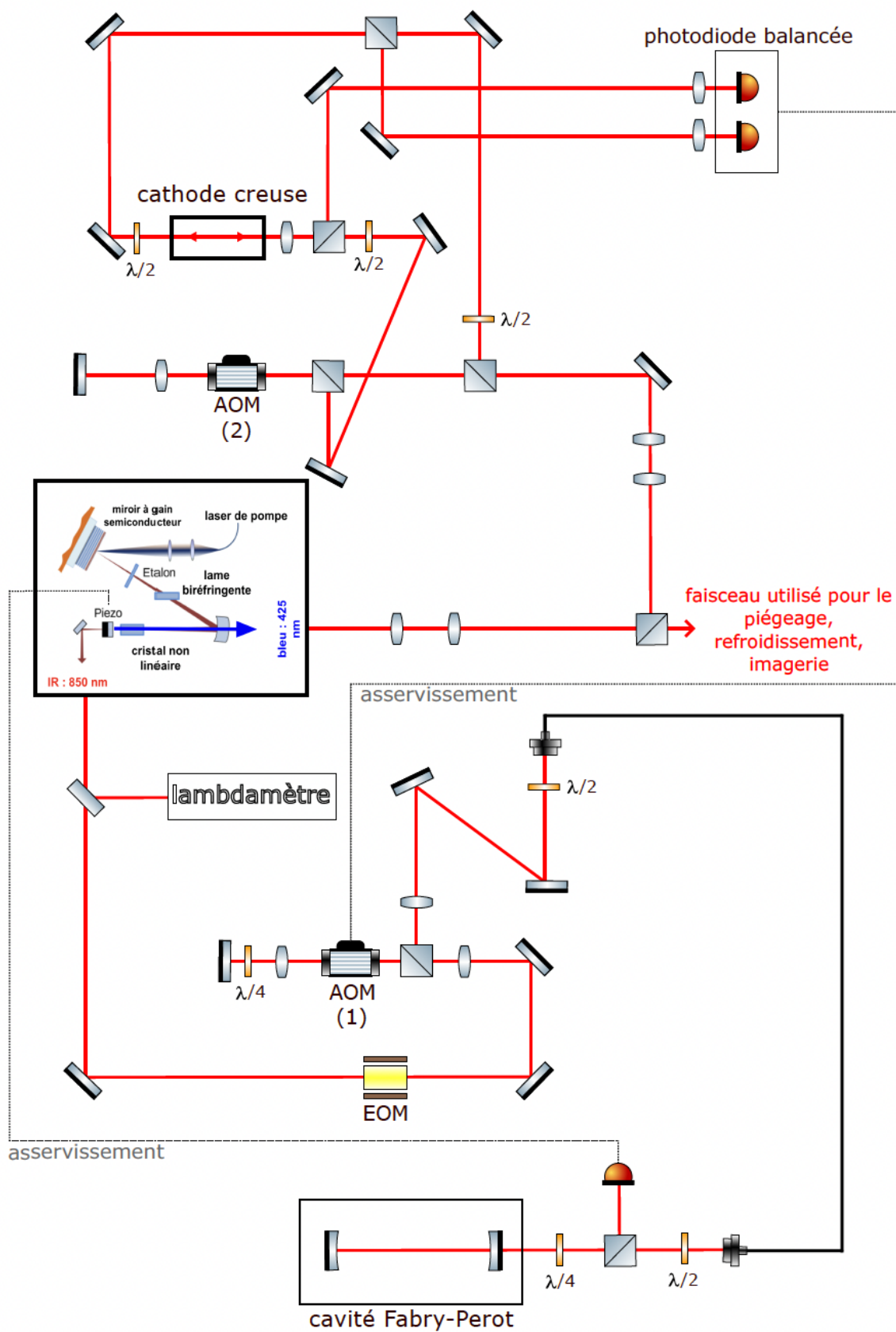


FIGURE 8 – Schéma du système laser avec la partie supérieure correspondant à l'asservissement par absorption saturée, et la partie inférieure à l'asservissement Pound-Drever-Hall

Au vu de ses différentes utilisations, le laser se doit d'être stable en fréquence à l'échelle de la largeur de la transition utilisée pour le refroidissement, le piégeage et l'imagerie (5 MHz). Nous avons donc implémenté deux asservissements complémentaires afin d'assurer cette stabilité. En effet, nous souhaitons corriger deux types de fluctuations, représentés sur la Figure 9. Dans la suite, nous qualifierons ces fluctuations de *rapides* ou *lentes*.

Les fluctuations dites *rapides*, sont essentiellement dues au bruit technique du système laser, tels que le bruit de l'alimentation du laser de pompe ou celui du reste de l'électronique utilisée. Ces fluctuations vont induire un élargissement de la raie effective du laser et ainsi dégrader l'efficacité de refroidissement, de piégeage et de l'imagerie des atomes. Afin de réduire ces fluctuations, le laser est asservi sur une cavité Fabry-Perot de référence.

Les fluctuations dites *lentes*, proviennent principalement des dérives thermiques de la cavité Fabry-Perot. Elles entraînent un déplacement de la fréquence centrale du laser et vont se traduire par une variabilité des résultats obtenus d'un cycle expérimental à l'autre (shot-to-shot). Nous utilisons donc un deuxième asservissement par spectroscopie d'absorption saturé qui permet de corriger ces dérives en maintenant la fréquence du laser sur la transition à 425 nm du Chrome.

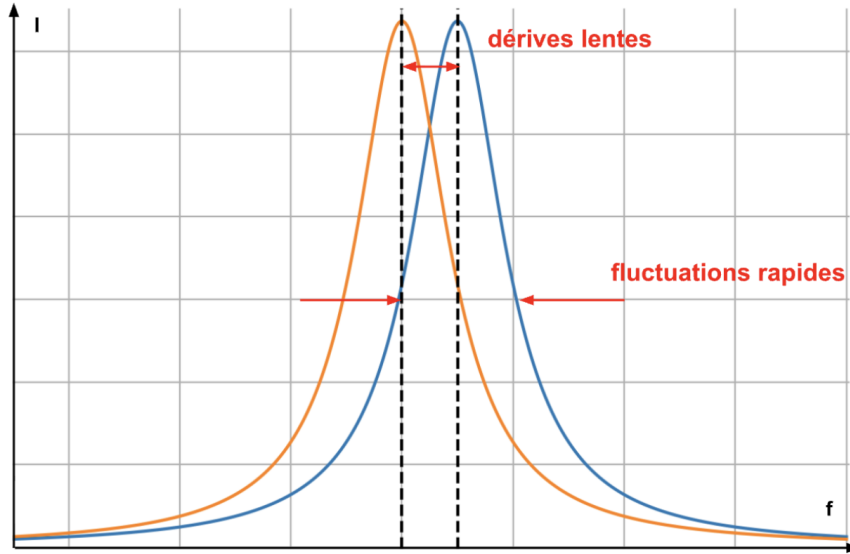


FIGURE 9 – Qualité spectrale effective d'un laser

Ces deux asservissements reposent sur des principes différents, qui seront présentés dans la suite.

2.3 Asservissement Pound-Drever-Hall

2.3.1 Principe

L'objectif de l'asservissement Pound-Drever-Hall est de verrouiller la fréquence du laser sur un mode de résonance d'une cavité Fabry-Perot de référence. Il s'agit d'une cavité confocale de longueur $L = 30$ cm injectée en $\frac{c}{4L}$. Dans cette configuration, l'intervalle spectral libre, correspondant à l'écart entre deux pics de transmission successifs de la cavité, est donné par :

$$\Delta\nu = \frac{c}{4L} = 250 \text{ MHz} \quad (4)$$

Avec c la vitesse de la lumière. La cavité est constituée de deux miroirs séparés par un barreau en verre ULE (Ultra Low Expansion), dont le coefficient de dilatation thermique est très faible. Cela permet de limiter les variations de longueur de la cavité et donc d'améliorer sa stabilité fréquentielle [9].

Lorsque le laser est à résonance, toute dérive de sa fréquence entraîne une variation des puissances transmise et réfléchi. Toutefois, une simple mesure de ces puissances ne suffit pas pour réaliser un asservissement fréquentiel puisqu'elle ne permet pas de déterminer si la fréquence du laser est supérieure ou inférieure à la fréquence de résonance. En effet, la courbe de transmission (et de manière équivalente, de réflexion) est symétrique autour du maximum (ou du minimum de réflexion) de résonance. Afin de réaliser un asservissement efficace, il est nécessaire d'obtenir un signal dispersif, c'est-à-dire sensible au signe du désaccord entre la fréquence du laser et celle de la résonance de la cavité.

La méthode de Pound-Drever-Hall [10] repose sur la mesure de la phase du champ réfléchi par la cavité. Pour cela, le faisceau laser traverse un modulateur électro-optique (EOM) qui applique une modulation de phase à une fréquence Ω . Un EOM est constitué d'un cristal dont l'indice de réfraction varie lorsque l'on applique une tension radiofréquence à ses bornes, par effet Pockels. La lumière se propage ainsi dans un milieu dont l'indice varie périodiquement dans le temps, ce qui induit une modulation périodique de sa phase. De cette façon, le laser que nous utilisons peut être modulé en phase. En particulier, dans le cas d'une modulation sinusoïdale de fréquence Ω , le champ électrique du laser après passage dans l'EOM s'écrit [11] :

$$E(t) = E_0 e^{-i2\pi\nu_0 t} e^{-i\beta \sin(2\pi\Omega t)}, \quad (5)$$

En utilisant le développement en fonctions de Bessel, le champ modulé peut se décomposer en une porteuse et une infinité de bandes latérales. Dans le cas d'une faible profondeur de modulation ($\beta \ll 1$), les termes d'ordre supérieur peuvent être négligés et l'on utilise $J_0(\beta) \simeq 1$ et $J_{\pm 1}(\beta) \simeq \pm\beta/2$. On obtient alors :

$$E(t) \simeq E_0 \left[e^{-i2\pi\nu_0 t} + \frac{\beta}{2} e^{-2i\pi(\nu_0+\Omega)t} - \frac{\beta}{2} e^{-2i\pi(\nu_0-\Omega)t} \right]. \quad (6)$$

Une modulation sinusoïdale génère donc deux bandes latérales autour de la porteuse ν_0 situées aux fréquences $\nu_0 \pm \Omega$.

La fréquence de modulation est choisie de telle sorte que ces bandes latérales vont être presque totalement réfléchies par la cavité, puisqu'elles sont hors résonance. Dans notre cas, la fréquence de modulation vaut $\Omega = 20$ MHz. Elles vont donc servir de référence de phase. En revanche, la porteuse, étant proche de la résonance, va être majoritairement transmise, bien qu'une faible partie va être réfléchi. Lors de cette réflexion, la porteuse va acquérir une phase dépendante du désaccord fréquentiel qui nous intéresse.

En effet, cette réflexion peut être décrite par le coefficient de réflexion complexe de la cavité :

$$r_{\text{cav}}(\nu) = r \frac{e^{i\phi(\nu)} - 1}{1 - r^2 e^{i\phi(\nu)}}, \quad (7)$$

qui dépend de la fréquence de l'onde incidence ν , du coefficient de réflexion en amplitude du miroir r et de la phase acquise lors d'un aller retour dans la cavité $\phi(\nu) = \frac{\nu_{\text{res}} - \nu}{\text{ISL}}$, avec ν_{res} une fréquence de résonance de la cavité. Le champ réfléchi peut alors s'écrire :

$$E_r(\nu, t) \simeq E_0 \left[r_{\text{cav}}(\nu_0) e^{-2i\pi\nu_0 t} + \frac{\beta}{2} r_{\text{cav}}(\nu_0 + \Omega) e^{-2i\pi(\nu_0+\Omega)t} - \frac{\beta}{2} r_{\text{cav}}(\nu_0 - \Omega) e^{-2i\pi(\nu_0-\Omega)t} \right]. \quad (8)$$

Lorsque la fréquence de modulation est suffisamment grande devant la largeur de résonance de la cavité, les bandes latérales sont suffisamment éloignées de la résonance pour que leur coefficient de réflexion soit presque constant et principalement réel, tandis que le coefficient de réflexion de la porteuse varie fortement avec le désaccord. Le signal en réflexion correspond donc aux interférences de la porteuse réfléchi et des bandes latérales : on obtient un battement à la fréquence de modulation Ω , détecté par une photodiode. Ce signal est ensuite démodulé et filtré (avec un filtre passe-bas à 30 kHz) afin d'obtenir un signal d'erreur proportionnel au déphasage entre la porteuse et les bandes latérales. Il présente une forme dispersive et s'annule exactement à la résonance. Le signal change donc de signe de part et d'autre de la résonance (Figure 10). Il indique donc non seulement l'amplitude du désaccord fréquentiel mais aussi son sens.

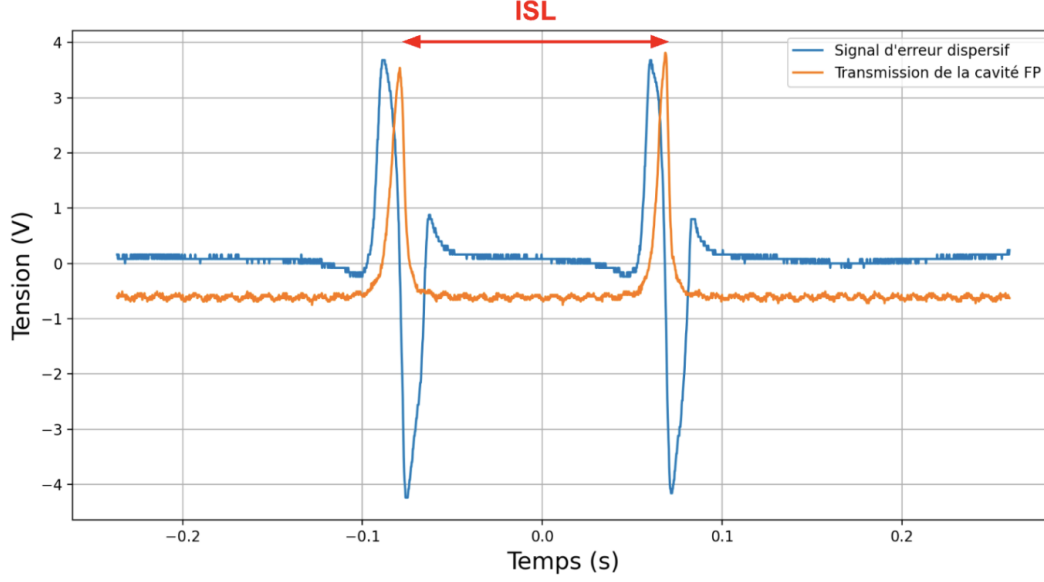


FIGURE 10 – Le signal d’erreur dispersif PDH et la transmission de la cavité Fabry-Perot, obtenus en appliquant une rampe de fréquence au piezo du laser, donc en faisant varier sa fréquence

Ce signal d’erreur est utilisé dans une boucle d’asservissement avec un correcteur PI (proportionnel-intégrateur) rétroagissant sur le piezo du laser, afin de corriger sa fréquence et la maintenir verrouillée sur un mode de résonance de la cavité Fabry-Perot. Le point de fonctionnement utilisé se situe à l’annulation du signal d’erreur, c’est-à-dire à la résonance de la cavité.

Cependant, plusieurs modes de résonance de la cavité Fabry-Perot peuvent potentiellement être utilisés pour l’asservissement. Le mode choisi est celui dont la fréquence est la plus proche de la transition atomique du Chrome utilisée pour l’absorption saturée. Expérimentalement, ce choix est réalisé en commençant par ajuster la fréquence du laser grâce à son piezo tout en surveillant sa longueur d’onde au lambdamètre. Les signaux d’erreur des deux boucles d’asservissement (l’asservissement Pound-Drever-Hall sur la cavité de référence et l’asservissement sur la transition atomique par absorption saturée) sont ensuite observés simultanément à l’oscilloscope afin d’identifier le mode de la cavité correspondant à la transition atomique.

2.3.2 Caractérisation

Afin de caractériser à la fois les performances de l’asservissement Pound-Drever-Hall et de mesurer le spectre du laser VEXLUM, le signal d’erreur a été analysé en mesurant sa densité spectrale de bruit. En effet, au voisinage du point de fonctionnement, ce signal est proportionnel aux fluctuations de fréquence. Lorsque le laser est asservi, les variations du signal d’erreur correspondent directement au bruit fréquentiel résiduel du laser.

Nous avons mesuré la densité spectrale de bruit du signal d’erreur à l’aide d’une carte d’acquisition Red Pitaya, qui en mode analyseur de spectre fournit un spectre exprimé en densité spectrale de tension (V^2/Hz). Afin d’obtenir une grandeur liée aux fluctuations de fréquence du laser, il faut convertir cette mesure en densité spectrale de bruit fréquentiel (Hz^2/Hz). Cette conversion repose sur la calibration de la pente du signal d’erreur, exprimée en V/s , et sur la mesure de l’intervalle spectral libre de la cavité (Hz) permettant d’effectuer la conversion temps/fréquence.

Conversion : Afin de réaliser cette calibration, il faut commencer par mesurer l’intervalle spectral libre de la cavité (ISL), ce qui nous permettra d’associer l’axe temporel de l’oscilloscope à un axe fréquentiel (Figure 10). Nous trouvons un intervalle spectral libre de 0.147 seconde, correspondant à 250 MHz. Ainsi qu’une pente de $-1557 V/s$, ce qui correspond donc à une pente de $1.1 MHz / V$.

Afin d'identifier les différentes contributions au bruit et d'isoler le bruit réellement lié au laser, nous avons mesuré plusieurs spectres. Une première mesure a été réalisée afin d'isoler le bruit intrinsèque à la carte d'acquisition. Une seconde mesure a été effectuée sur le signal d'erreur en l'absence de signal optique afin de caractériser le bruit de l'électronique. Enfin, les spectres du signal d'erreur ont été enregistrés avec et sans asservissement. Dans le cas dit "sans asservissement", nous gardons en réalité un asservissement minimal, limité à un faible intégrateur (I) permettant de maintenir le laser à proximité du point de fonctionnement sans modifier significativement sa dynamique fréquentielle. En effet, il est nécessaire de rester au voisinage de ce point pour effectuer la conversion du signal d'erreur en fluctuations de fréquence comme nous venons de le voir. Pour le cas asservi, l'asservissement a été optimisé expérimentalement en ajustant les gains du proportionnel et de l'intégrateur, et en cherchant le meilleur compromis entre réduction du bruit et stabilité de la boucle.

Les différents spectres sont présentés Figure 11.

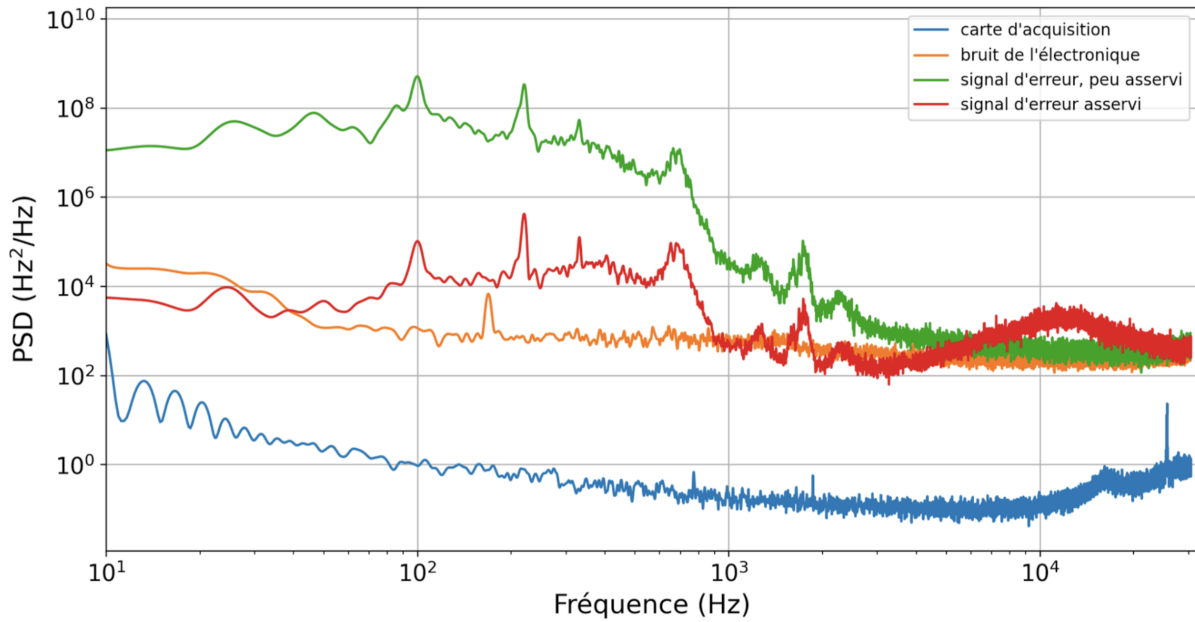


FIGURE 11 – Densité spectrale de bruit de fréquence du signal d'erreur Pound-Drever-Hall

Les fluctuations observées aux basses fréquences (de 10 Hz à quelques centaines de Hz) sont principalement dues au bruit acoustique ou aux vibrations mécaniques du montage expérimental. Les spectres obtenus montrent que l'asservissement réduit efficacement le niveau de bruit dans cette gamme de fréquence : on observe une diminution de 20 dB entre 10 Hz et 1 kHz. Aussi, dans le cas asservi, la densité spectrale de bruit rejoint le plancher de bruit de l'électronique à partir d'environ 1 kHz. Au delà de cette fréquence, les performances de l'asservissement sont donc limitées par l'électronique utilisée. Un pic est également visible à 100 Hz, aussi bien avec qu'en l'absence d'asservissement. Ce dernier est vraisemblablement dû à la seconde harmonique du pic à 50 Hz, caractéristique des réseaux électriques.

Il est également possible d'estimer la bande passante de cet asservissement grâce à la légère bosse (appelée "servo bump") autour de 10 kHz.

Le servo bump est un phénomène caractéristique des systèmes asservis. En effet, à l'approche de la fréquence de coupure, le déphasage accumulé dans la boucle devient suffisamment important pour que le signal de correction ne soit plus en opposition de phase avec la perturbation, mais soit au contraire en phase avec celle-ci. Le bruit n'est alors plus diminué mais amplifié.

Il est important de noter que le servo bump est ici volontairement plus apparent que dans un réglage optimisé afin d'évaluer la bande passante de notre asservissement.

Dans notre cas, la bande passante est principalement limitée par celle de l'actionneur piezoélectrique utilisé pour corriger la fréquence du laser. Celle-ci est d'environ 10 kHz, en accord avec la position du servo bump observé sur le spectre. Au-delà de cette fréquence, la réponse du piezo devient insuffisamment rapide. De plus, notre mesure est elle-même limitée par le filtre passe-bas de la démodulation (30 kHz). Nous ne l'avons pas encore mis en oeuvre, mais il serait intéressant d'augmenter la bande passante de ce filtre afin de pouvoir mesurer le spectre en fréquence du laser au delà de cette limite.

Finalement, pour obtenir le bruit RMS résiduel sur l'infrarouge, on intègre ce spectre de 100 Hz à 12 kHz donc sur 10 ms. Nous obtenons 35 kHz lorsque le laser est asservi, contre 700 kHz avec uniquement un léger intégrateur. L'asservissement permet ainsi de réduire le bruit de fréquence du laser d'un facteur d'environ 20. Le bruit résiduel obtenu dans le cas asservi (35 kHz) est largement inférieur à la largeur naturelle de la transition du Chrome $\Gamma \simeq 5$ MHz, ce qui garantit une stabilité fréquentielle suffisante pour les applications de refroidissement, de piégeage et d'imagerie.

Le bruit de fréquence étant doublé lors de la conversion vers le bleu, cela correspond à un bruit RMS de 1.4 MHz pour le laser en fonctionnement libre à cette longueur d'onde.

Ces résultats sont cohérents avec les spécifications du constructeur, qui annonce un bruit RMS inférieur à 1 MHz sur un temps d'intégration de 1 ms. Bien que les temps d'intégration ne soient pas identiques, les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur alors que nous intégrons sur un temps plus long. Ce qui nous permet de conclure que le laser tend à être même moins bruité que ce qui a été annoncé, ou du moins conforme aux spécifications.

2.4 Asservissement par absorption saturée

2.4.1 Principe

L'objectif de ce deuxième asservissement est de corriger les dérives de fréquence lentes de la cavité Fabry-Perot en verrouillant la fréquence du laser sur une transition atomique. En effet, la cavité dérive d'environ 1 MHz au cours d'une journée d'expérience. Contrairement à une cavité, dont les fréquences de résonance dépendent de sa longueur et sont donc sensibles aux variations mécaniques et thermiques, une transition atomique constitue une référence de fréquence absolue.

Cette transition atomique est étudiée dans une cathode creuse, qui produit un nuage d'atomes de Chrome. Si un unique faisceau laser traverse ce nuage tandis que sa fréquence est balayée, le spectre d'absorption présentera une raie élargie par effet Doppler de l'ordre du GHz. En effet, les atomes du nuage possèdent une distribution de vitesses thermiques qui va entraîner un décalage Doppler et donc un élargissement de la résonance.

Afin de s'affranchir de cet élargissement, la technique d'absorption saturée utilise une paire de faisceaux contre-propageants : un faisceau de pompe, de forte intensité, et un faisceau sonde, de plus faible intensité [12].

En raison de l'effet Doppler, une fréquence laser donnée est résonante avec une classe de vitesse particulière d'atomes. Les fréquences perçues par les atomes ayant une composante v_z de leur vitesse dans la direction de propagation des deux faisceaux sont données par :

$$\nu_1 = \nu_{\text{sonde}} - \frac{kv_z}{2\pi} \quad \nu_2 = \nu_{\text{pompe}} + \frac{kv_z}{2\pi} \quad (9)$$

Lorsque les deux faisceaux sont résonants avec la même classe de vitesse, le faisceau de pompe sature la transition en excitant une partie de ces atomes. Simultanément, le faisceau sonde, comme son nom l'indique, vient sonder les atomes restants : son absorption diminue donc pour cette classe de vitesse.

En balayant la fréquence du laser, cette diminution locale de l'absorption apparaît sous la forme d'un creux étroit. Cette résonance est beaucoup plus fine que la largeur Doppler : sa largeur à mi-hauteur est d'environ 30 MHz, soit 6 fois la largeur naturelle de la transition. En effet, la largeur spectrale du laser étant négligeable devant celle de la transition, la largeur mesurée provient principalement de la saturation induite par le faisceau de pompe.

La Figure 12 présente le signal d'absorption saturée observé à l'oscilloscope, sur lequel apparaît clairement ce creux d'absorption, utilisé comme référence spectrale pour l'asservissement en fréquence du laser.

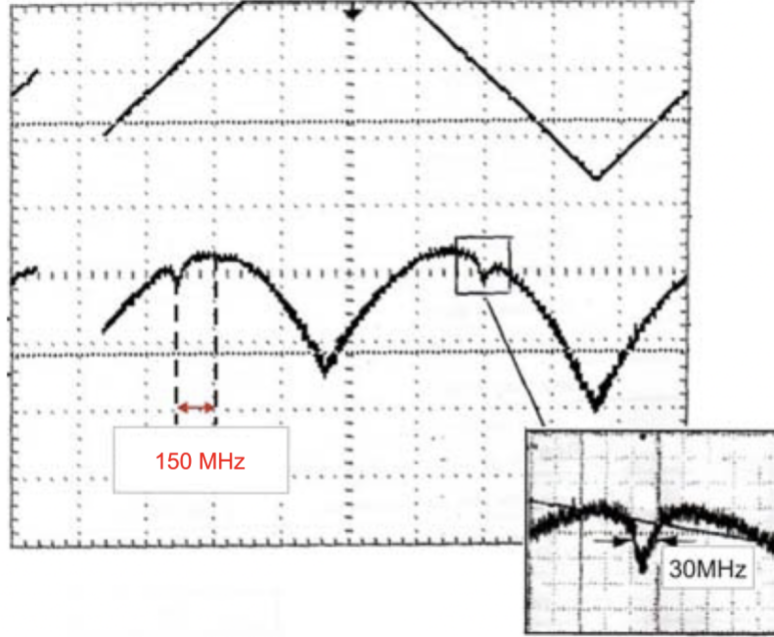


FIGURE 12 – Signal d'absorption saturée - [12]

Habituellement, la méthode d'absorption saturée est réalisée avec deux faisceaux contre-propageants de même fréquence. Dans cette configuration, les deux faisceaux ne peuvent interagir simultanément qu'avec les atomes ayant une vitesse longitudinale v_z nulle. Le pic est alors centré sur la résonance.

Cependant, dans notre montage, un modulateur acousto-optique est utilisé (AOM (2) sur la Figure 8) afin de décaler la fréquence du laser de pompe de $\Delta = 150$ MHz. Les deux faisceaux n'interagissent plus avec les atomes de vitesse nulle, mais avec une classe de vitesse longitudinale :

$$v_z = \frac{\Delta}{k} \quad (10)$$

Ce décalage est choisi de manière à obtenir une fréquence laser adaptée aux différentes utilisations expérimentales (MOT, ralentisseur Zeeman, imagerie, refroidissement transverse).

Cet AOM permet aussi de moduler la fréquence du laser afin de générer un signal d'erreur exploitable pour l'asservissement. Le signal est ensuite détecté et démodulé et on obtient, comme pour le premier asservissement, un signal dispersif antisymétrique. Ce signal d'erreur est ensuite utilisé dans une boucle d'asservissement rétroagissant sur l'AOM (1) sur la Figure 8 placé en amont de la cavité Fabry-Perot et agissant sur le faisceau à 851.1 nm.

2.4.2 Mise en place expérimentale

Les mises en place expérimentales de ces deux asservissements sont complémentaires. En effet, avant de verrouiller le laser sur un mode de résonance de la cavité Fabry-Perot, il est nécessaire de vérifier que celui-ci soit spectralement proche de la transition utilisée pour l'asservissement par absorption saturée.

C'est pour cela qu'au moment de verrouiller le laser avec l'asservissement Pound-Drever-Hall, il est nécessaire de visualiser à l'oscilloscope les deux signaux d'erreur issus des deux asservissements. Une rampe de tension est appliquée au piezo du laser afin de balayer sa fréquence et d'observer les différents pics de transmission de la cavité ainsi que leur position relative par rapport au passage par zéro du deuxième signal d'erreur, qui correspond à la résonance d'absorption saturée (Figure 13).

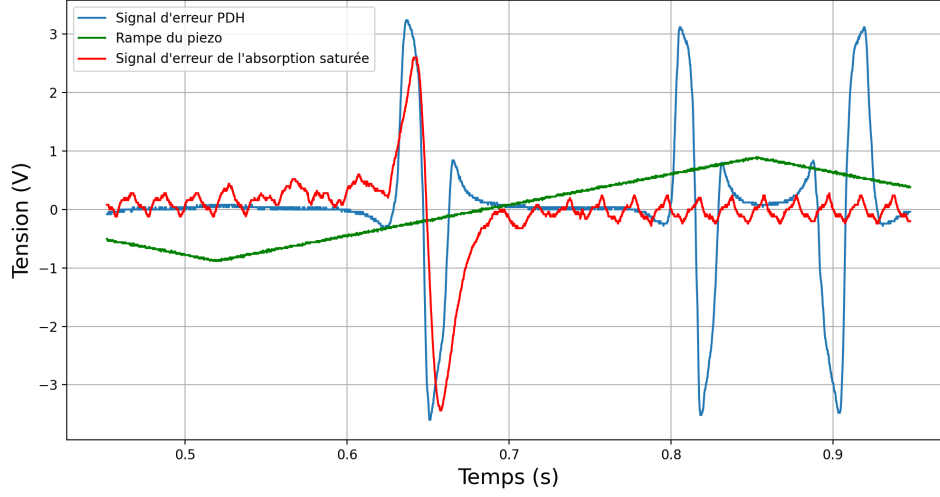


FIGURE 13 – Visualisation simultanée des deux signaux d’erreur (Pound-Drever-Hall et absorption saturée) lors d’un balayage de la fréquence du laser obtenu par application d’une rampe de tension sur le piezo

Une fois le mode de la cavité dont le passage par zéro du signal d’erreur PDH est situé au voisinage du passage par zéro du signal d’erreur d’absorption saturée, la rampe de tension est arrêtée. Nous ajustons ensuite manuellement la fréquence du laser afin d’amener le signal d’erreur PDH au voisinage de zéro et de verrouiller le laser en ce point.

Une fois le laser verrouillé sur ce mode de la cavité Fabry-Perot, l’asservissement par absorption saturée peut être réalisé.

3 Mesure du bruit d’intensité du laser

Le RIN (Relative Intensity Noise) d’un laser correspond aux fluctuations de son intensité optique normalisées par sa puissance moyenne. Sa mesure nécessite l’analyse du spectre de bruit sur une large plage de fréquences ainsi que la détection de fluctuations d’amplitude souvent très faibles.

La principale difficulté de la mesure du RIN réside dans le fait que les fluctuations d’intensité du laser sont généralement très faibles, souvent d’une amplitude inférieure au bruit propre de la chaîne de mesure. En effet, le signal mesuré contient non seulement les fluctuations d’intensité que nous souhaitons mesurer, mais également plusieurs contributions parasites provenant de la chaîne de détection. Les principales sources de bruit limitantes sont [13] :

- le **bruit de grenaille de photons** (photon shot noise), causé par la nature discrète des photons dont l’arrivée sur la photodiode est aléatoire (même pour un laser parfaitement stable). En effet, l’arrivée des photons suit une statistique de Poisson, donc la fluctuation relative du nombre de photons détectés est donnée par :

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (11)$$

Cette fluctuation entraîne des fluctuations de la puissance optique mesurée. La densité spectrale de fluctuations de puissance vaut :

$$S_{\delta P}(f) = 2P_d h\nu \quad (12)$$

où P_d est la puissance lumineuse envoyée sur la photodiode et $h\nu$ l’énergie du photon à la fréquence du laser. Ce qui correspond à :

$$RIN_{photon}(f) = \frac{S_{\delta P}(f)}{P_d^2} = \frac{2h\nu}{P_d} \quad (13)$$

$$RIN_{photon,dB}(f) = 10\log_{10}\left(\frac{2h\nu}{P_d}\right) \quad (14)$$

- le **bruit de grenaille du courant** (current shot noise), également causé par la nature discrète de la lumière, il correspond aux fluctuations statistiques du nombre d'électrons générés lors de la conversion des photons incidents en courant électrique.

La densité spectrale de puissance du bruit de courant est donnée par :

$$S_{\delta P}(f) = 2qI \quad (15)$$

où q est la charge élémentaire et I le photocourant. Ce qui correspond à :

$$RIN_{courant}(f) = \frac{S_{\delta I}(f)}{I^2} = \frac{2q}{I} \quad (16)$$

$$RIN_{courant,dB}(f) = 10\log_{10}\left(\frac{2q}{I}\right) \quad (17)$$

- le **bruit propre de la photodiode** (plancher de bruit de mesure) et de son électronique d'amplification qui fixe le niveau minimal de bruit détectable lorsqu'aucun signal optique n'est présent

Pour réellement mesurer les fluctuations d'intensité du laser, il faut qu'elles soient supérieures à ces différentes sources de bruit. Il est donc nécessaire d'utiliser une chaîne de mesure dont le bruit intrinsèque est plus faible que les fluctuations d'intensité du laser. L'oscilloscope utilisé doit également avoir une très bonne résolution verticale afin de détecter ces faibles fluctuations, ainsi qu'une bonne résolution fréquentielle pour caractériser leur spectre et identifier d'éventuelles composantes de bruit à des fréquences spécifiques.

3.1 Mesures

Les fluctuations d'intensité du laser ont été mesurées à l'aide d'une photodiode amplifiée PDA36A-EC de chez Thorlabs. Une fraction du faisceau à 425.55 nm destiné à l'expérience (Figure 8) est prélevée et envoyée sur celle-ci. La puissance optique est ajustée avec une lame $\frac{\lambda}{2}$ suivie d'un cube séparateur polarisant (PBS) : la rotation de la lame permet de modifier la polarisation du faisceau et donc la fraction de puissance transmise ou réfléchi par le cube.

La photodiode convertit les variations de puissance optique en un signal électrique, qui est ensuite acquis par un oscilloscope Tektronic MS044B. Ce dernier offre à la fois une bonne résolution verticale (12 bits) permettant de mesurer de très faibles fluctuations d'amplitude, et une bonne résolution fréquentielle.

Il est important de noter que la photodiode possède un gain d'amplification réglable, mais que sa bande passante diminue lorsque son gain augmente. Il existe donc un compromis entre la sensibilité de la mesure et la gamme de fréquences accessible. C'est pour cela, qu'afin de caractériser le bruit d'intensité du laser sur une large gamme de fréquence, nous avons réalisé nos mesures dans deux configurations distinctes.

Première configuration : gain de 30 dB

Avec un gain de 30 dB, la bande passante de la photodiode est de 260 kHz. Il n'est donc pas utile que la bande passante de l'oscilloscope soit largement supérieure à cette valeur. Nous choisissons donc une fréquence d'échantillonnage de 3.125 MS/s, ce qui correspond donc, d'après le critère de Shannon-Nyquist, à une bande passante de 1.56 MHz. La tension délivrée par la photodiode a été acquise pendant 10 secondes, ce qui correspond à une résolution fréquentielle de 0.1 Hz après transformation de Fourier. Nous sommes donc sensibles à des fréquences allant de 0.1 Hz à 260 kHz.

Dans cette configuration, nous mesurons à l'aide d'un puissancemètre placé en face de la photodiode, une puissance incidente de $P_d = 1.3 \text{ mW}$.

Afin d'estimer le plancher de bruit attendu de la photodiode, nous utilisons sa responsivité ainsi que son gain de conversion courant-tension, spécifiés dans sa notice. À 425 nm, sa responsivité vaut approximativement $R \simeq 0.1 \text{ A/W}$. Le courant continu généré par la photodiode est alors :

$$I = P_d \times R = 1.335 \text{ mA} \quad (18)$$

Le gain de conversion dans cette configuration étant de :

$$G = 4.75 \times 10^4 \text{ V/A} \quad (19)$$

La tension continue en sortie vaut :

$$V = G \times I = 6.34 \text{ V} \quad (20)$$

La densité spectrale de bruit équivalent en entrée de la photodiode est caractérisée par un $NEP = 1.21 \times 10^{-12} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui correspond à un plancher de bruit théorique de mesure de :

$$RIN_{photodiode}(f) = 20\log_{10}\left(\frac{NEP \times R \times G}{V}\right) = -180 \text{ dBc/Hz} \quad (21)$$

Les bruits de photons et de grenaille du courant sont ensuite estimés à partir de la puissance optique détectée et du courant photoélectrique, d'après les formules précédentes :

$$RIN_{photon,dB}(f) = -152 \text{ dBc/Hz} \quad (22)$$

$$RIN_{courant,dB}(f) = -146 \text{ dBc/Hz} \quad (23)$$

Nous sommes donc, dans cette configuration, limités par le bruit de grenaille du courant.

Deuxième configuration : gain de 0 dB

Pour un gain de 0 dB, la bande passante de la photodiode est de 10 MHz. Nous choisissons donc une fréquence d'échantillonnage de 31.25 MS/s, ce qui correspond donc, d'après le critère de Shannon-Nyquist, à une bande passante de 15.6 MHz. La tension délivrée par la photodiode a cette fois-ci été acquise pendant 1 seconde, ce qui conduit à une résolution fréquentielle de 1 Hz. Nous sommes donc sensibles à des fréquences allant de 1 Hz à 10 MHz.

Nous mesurons cette fois-ci une puissance incidente de $P_d = 38.2 \text{ mW}$. Dans cette configuration, $G = 1.51 \times 10^3 \text{ V/A}$ et $NEP = 2.91 \times 10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. On en déduit donc, comme précédemment :

$$RIN_{photodiode}(f) = -182 \text{ dBc/Hz} \quad (24)$$

$$RIN_{photon,dB}(f) = -166 \text{ dBc/Hz} \quad (25)$$

$$RIN_{courant,dB}(f) = -161 \text{ dBc/Hz} \quad (26)$$

Ici nous sommes donc limités par le bruit de photons.

Le niveau de fluctuations d'intensité attendu du laser ($RIN_{constructeur} = -131 \text{ dBc/Hz}$) étant supérieur à ces deux planchers, la sensibilité de notre chaîne de détection est théoriquement suffisante pour permettre la mesure du RIN.

Pour chacune de ces deux configurations, nous avons réalisé plusieurs acquisitions afin d'identifier les différentes contributions au bruit mesuré. Une première acquisition est effectuée avec l'oscilloscope seul, puis avec la photodiode non éclairée, et enfin avec la photodiode éclairée par le laser dans différentes conditions : laser libre, asservi sur l'infrarouge, puis asservi simultanément sur l'infrarouge (Pound-Drever-Hall) et le bleu (absorption saturée).

3.2 Traitement des données

Les signaux temporels sont ensuite traités numériquement afin d'estimer leur densité spectrale de puissance. Pour cela, deux méthodes ont été utilisées.

- La première consiste à calculer la fonction d'autocorrélation du signal, puis à en déduire la densité spectrale de puissance par transformation de Fourier, conformément au théorème de Wiener-Khinchin [14]. En effet, nous mesurons à l'oscilloscope les fluctuations de tension $U(t) - U_0$ avec U_0 la tension moyenne détectée par la photodiode. Le bruit relatif du signal peut alors être décrit par la fluctuation fractionnaire :

$$\epsilon(t) = \frac{U(t) - U_0}{U_0} \quad (27)$$

La fonction d'autocorrélation associée est donnée par :

$$\langle \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) dt, \quad (28)$$

avec T la durée d'acquisition du signal.

La densité spectrale de puissance du bruit relatif est ensuite obtenue à partir de cette fonction d'autocorrélation en appliquant le théorème de Wiener-Khinchin. La fonction d'autocorrélation étant réelle et paire, la densité spectrale peut s'exprimer sous la forme d'une transformée en cosinus, ce qui revient à ne considérer que les fréquences positives :

$$S_\epsilon(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\tau \cos(\omega\tau) \langle \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) \rangle. \quad (29)$$

Cette expression est normalisée afin de conserver l'égalité :

$$\int_0^\infty S_\epsilon(\omega) d\omega = \int_0^\infty S_\epsilon(\nu) d\nu = \langle \epsilon^2(t) \rangle = \epsilon_0^2, \quad (30)$$

Cependant les acquisitions contiennent 31.25 millions de points, ce qui rend le calcul numérique particulièrement long.

Afin de réduire le temps de calcul, deux traitements distincts ont été réalisés (Figure 14).

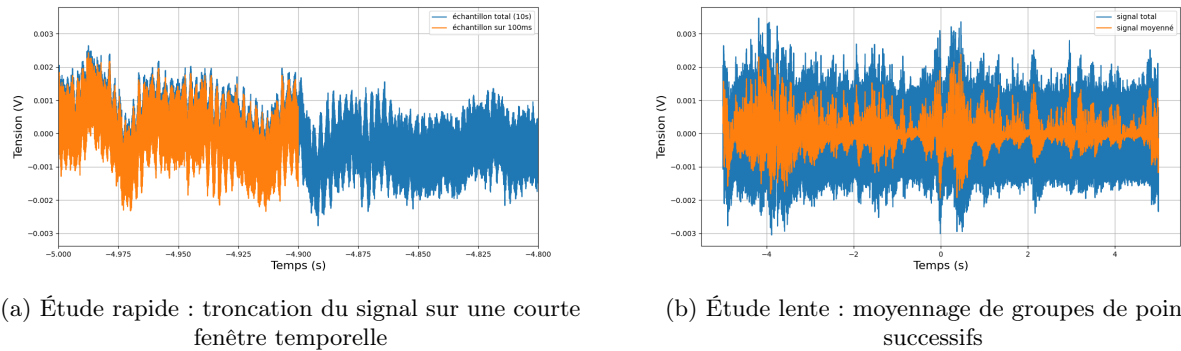


FIGURE 14 – Les deux études réalisées afin de réduire le nombre d'échantillons

Nous avons réalisé une première étude, dite rapide, consistant à tronquer le signal afin de ne conserver qu'une courte fenêtre temporelle pour l'analyse. Elle permet d'étudier les composantes des hautes fréquences, au prix d'une résolution fréquentielle plus faible puisque la durée de l'acquisition est raccourcie. Un exemple de signal normalisé et tronqué est présenté Figure 15a. Un léger offset apparaît entre le signal tronqué et le signal complet. Celui-ci provient du fait que la portion de signal sélectionnée possède une valeur moyenne

légèrement différente de celle de l'acquisition complète. Lors du calcul du RIN, chaque signal doit être normalisé par sa propre valeur moyenne.

La durée de la fenêtre de troncature a été adaptée à chaque configuration expérimentale : une fenêtre de 100 ms est conservée pour la configuration à 30 dB, contre 10 ms pour la configuration à 0 dB. Dans les deux cas, on passe de 31.25 millions d'échantillons à 312 500.

La seconde étude, dite lente, consiste à réaliser un binning temporel, c'est-à-dire à remplacer des groupes de 1000 points successifs du signal par leur moyenne. Ainsi, il est possible d'étudier les composantes des basses fréquences.

- La deuxième méthode utilisée a été celle de Welch, implémentée à l'aide d'une fonction SciPy optimisée. Celle-ci consiste à diviser l'ensemble des données en segments de durée identique, qui se chevauchent partiellement, et à calculer par transformation de Fourier, le périodogramme de chaque segment. La densité spectrale de puissance est ensuite estimée en moyennant tous les périodogrammes obtenus. Si par exemple le signal temporel $x[n]$ de longueur M est divisé en K segments de longueur N , décalés de D échantillons les uns par rapport aux autres, cette fonction calcule, pour chaque segment, le périodogramme :

$$P_k(f) = \frac{1}{NU} \left| \sum_{n=1}^N h(n) x(n + (k-1)D) e^{-j2\pi f n} \right|^2 \quad (31)$$

où $h(n)$ est une fenêtre de pondération de longueur N et $U = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |h(n)|^2$ la constante de normalisation associée à cette fenêtre.

La fonction estime ensuite la densité spectrale de puissance en moyennant les périodogrammes :

$$\hat{S}_{\text{Welch}}(f) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K P_k(2\pi f) \quad (32)$$

À partir de la densité spectrale de puissance de la tension délivrée par la photodiode, la densité spectrale du bruit d'intensité est calculée puis normalisée par la puissance optique moyenne du laser afin d'obtenir le Relative Intensity Noise (RIN), exprimée en dBc/Hz.

3.3 Résultats

3.3.1 Comparaison des méthodes de traitement

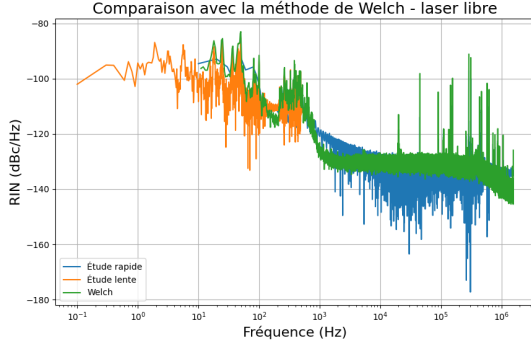
Avant d'analyser les différentes contributions au bruit d'intensité du laser, nous avons comparé les deux méthodes de traitement des données décrites précédemment. Cette comparaison permet à la fois de valider la cohérence des deux méthodes et de mieux comprendre le fonctionnement de la méthode Welch.

La Figure 15 présente le RIN du laser libre (a) et du laser asservi sur la cavité Fabry-Perot (b) après traitements numériques par la méthode passant par l'autocorrélation ainsi qu'avec la fonction Welch. Ces données ont été acquises dans la première configuration, donc lorsque le gain de la photodiode est de 30 dB.

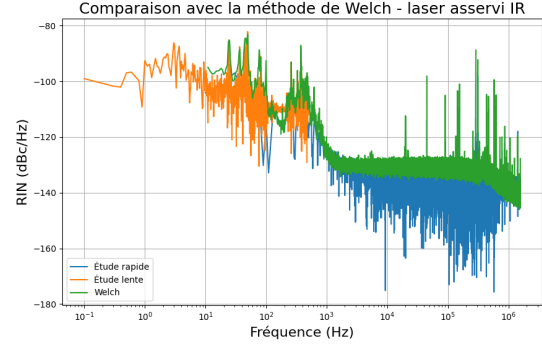
Les résultats obtenus à partir des deux études (lente et rapide) et de la méthode Welch présentent un comportement similaire. La forme globale et le plancher de bruit sont les mêmes, et on retrouve notamment les pics aux mêmes composantes spectrales.

Cependant, on observe que la méthode de Welch fournit une estimation moins bruitée de la densité spectrale de puissance. Cela vient du fait que contrairement à la méthode passant par l'autocorrélation, le signal temporel est divisé en plusieurs segments et les périodogrammes associés sont moyennés. Ce moyennage réduit les fluctuations statistiques et permet ainsi d'obtenir une courbe moins bruitée.

Pour s'en assurer, nous avons divisé le signal temporel correspondant au laser libre, puis calculé la densité spectrale de puissance de chaque échantillon avant de les moyenner.



(a) laser libre



(b) laser asservi PDH

FIGURE 15 – Comparaison des différentes méthodes de traitement numérique afin d’obtenir, à partir des signaux temporels, le RIN du laser

3.3.2 Caractérisation du bruit d’intensité

Une fois la cohérence des différentes méthodes de traitement numérique des données vérifiée, nous avons caractérisé le bruit d’intensité du laser. Comme expliqué précédemment, pour chaque configuration plusieurs acquisitions ont été effectuées, afin de distinguer les différentes contributions du bruit de la chaîne d’acquisition (oscilloscope), du bruit de la photodiode et du bruit d’intensité du laser.

Sur la Figure 16 sont présentés les spectres de RIN, ainsi que le bruit de grenaille du courant, limitant dans cette configuration.

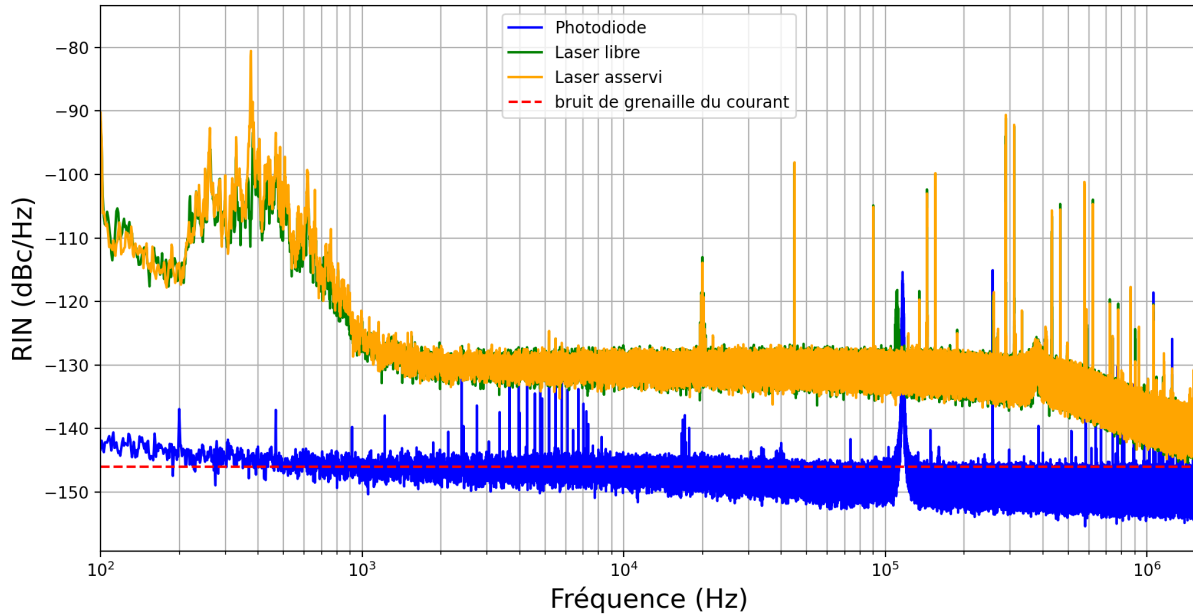


FIGURE 16 – Spectres de RIN du laser libre et asservi, comparé au bruit de la photodiode

Nous n’observons aucune différence significative lorsque que le laser est asservi ou non. Il semblerait donc que l’asservissement en fréquence n’introduise pas de bruit d’intensité supplémentaire mesurable.

Les deux spectres présentent une bosse de bruit entre 200 Hz et 1 kHz. Après quoi, entre 1 et 300 kHz, la densité spectrale atteint un plancher proche de -130 dBc/Hz. À plus haute fréquence, le bruit du laser n’est plus mesurable car inférieur à celui de la photodiode. Cette limite est cohérente avec la bande passante

de la photodiode (260 kHz), qui restreint la gamme de fréquences sur laquelle les fluctuations d'intensité du laser peuvent être mesurées avec une sensibilité suffisante.

Cette bosse de bruit peut s'expliquer par la présence de deux systèmes de filtrage dans le VEXLUM : un correcteur de bruit électronique actif (<1 kHz) et un filtre passif passe-bas (>1 kHz).

La densité spectrale de bruit d'intensité du laser libre est à comparer aux données constructeur. Ces dernières indiquent que le bruit d'intensité relatif quadratique moyen (RMS RIN) est inférieur à 0.05% de 10 Hz à 3 MHz. Cette comparaison peut être réalisée de deux manières.

- En supposant que le bruit d'intensité est blanc sur l'intervalle spectral de mesure.
Dans ce cas, la valeur constructeur correspond à un plancher de bruit de :

$$RIN_{constructeur} = -131 \text{ dBc/Hz} \quad (33)$$

La densité spectrale de bruit mesurée est supérieure à cette valeur entre 100 Hz et 1 kHz, puis atteint un plancher proche de -130 dBc/Hz et diminue progressivement à partir de 260 kHz (bande passante de la photodiode). Les performances mesurées sont donc du même ordre de grandeur que les données constructeur.

- En intégrant directement la densité spectrale de bruit d'intensité du laser libre.
Cette intégration entre 100 Hz et 3 MHz donne :

$$RMS \text{ RIN} = 0.017\% \quad (34)$$

Et entre 10 Hz et 1.56 MHz :

$$RMS \text{ RIN} = 0.042\% \quad (35)$$

Ces deux valeurs sont inférieures à 0.05%, nos mesures sont donc là encore en accord avec les performances annoncées.

3.3.3 Comparaison entre bruit d'intensité et bruit de fréquence

Finalement, nous nous sommes intéressés au potentiel couplage entre les fluctuations de fréquence et les fluctuations d'intensité du laser. Le but étant de vérifier que nous n'ajoutons pas de bruit d'intensité en asservissant le laser sur la cavité Fabry-Perot. Sur la Figure 17 sont présentés simultanément le RIN et la densité spectrale de bruit de fréquence du laser asservi uniquement sur l'infrarouge, donc sur la cavité.

Nous n'observons pas de différence entre le RIN du laser libre et asservi sur l'infrarouge. L'asservissement sur la cavité ne semble donc pas dégrader le bruit d'intensité du laser.

Aussi, en dehors du pic à 100 Hz, déjà identifié dans les mesures de bruit de fréquence, aucune structure commune ne permet de mettre en évidence un couplage significatif entre les fluctuations de fréquence et d'intensité du laser. On remarque néanmoins que les deux spectres présentent une chute du niveau de bruit dans une même gamme de fréquences (entre 100 Hz et 10 kHz).

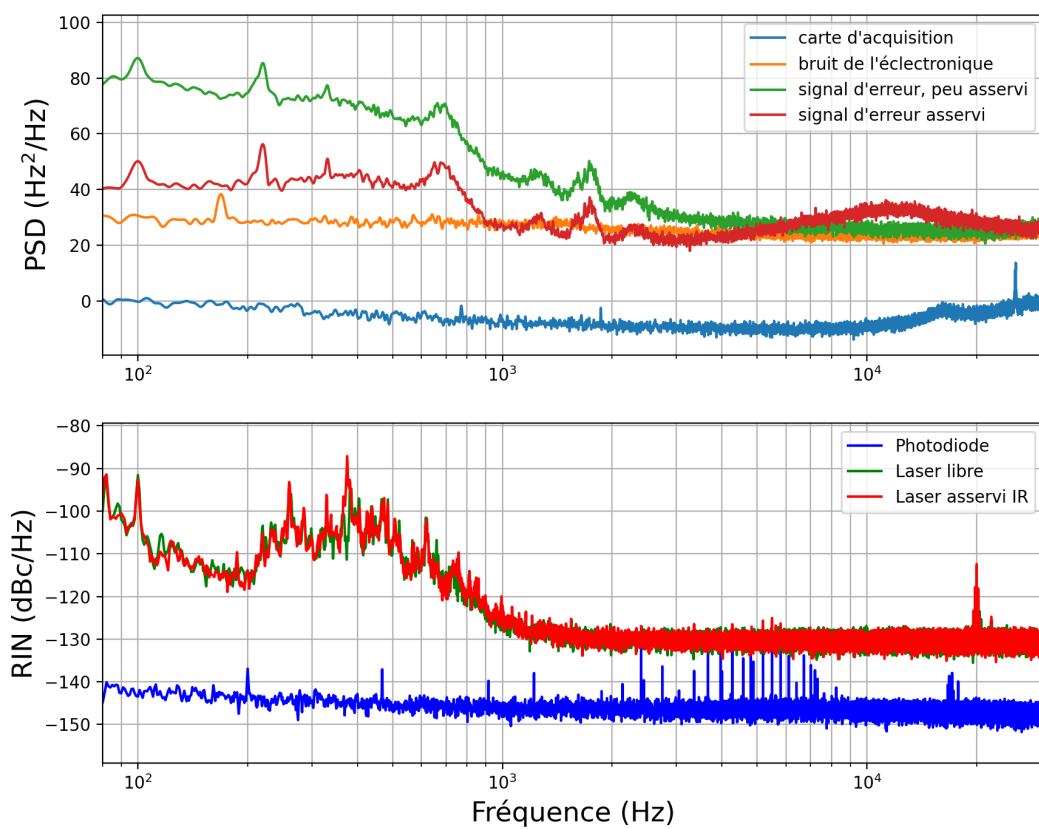


FIGURE 17 – Comparaison entre le bruit d'intensité relatif (RIN) et la densité spectrale de bruit de fréquence du laser lorsqu'il est libre et lorsqu'il est asservi sur la cavité Fabry-Perot

4 Conclusion et perspectives

L’objectif principal de mon stage a été la mise en place et la caractérisation d’un système laser. Cette caractérisation a principalement été axée sur la stabilité fréquentielle et la stabilité en intensité du laser, deux propriétés essentielles pour la future expérience dans laquelle il va être utilisé.

Concernant la stabilité du laser, ce stage m’a permis de prendre en main le système laser en effectuant différents réglages nécessaires à son fonctionnement. J’ai aussi participé à la mise en oeuvre et caractérisation des deux asservissements en fréquence du laser, puis à la mesure de son bruit d’intensité relatif (RIN).

Au delà de cette étude, ce stage m’a permis de découvrir le fonctionnement d’une expérience d’atomes froids et les différentes contraintes liées à sa construction. J’ai pu commencer à me familiariser avec les techniques d’ultravide en participant par exemple à l’installation de certains éléments sur la chambre de science. J’ai également contribué à l’alignement de la chambre par rapport à l’axe du ralentisseur Zeeman en réalisant deux périscopes, ou encore au bobinage des bobines RF.

Au cours de mon stage, le laser VEXLUM a dû être renvoyé au constructeur pour réparation car il n’atteignait plus les puissances annoncées. Les prochaines étapes consisteront donc à reprendre l’alignement optique de l’ensemble du montage (Figure 8) et à poursuivre la reconstruction de l’expérience, notamment avec la remise en fonctionnement du système à ultravide. J’aurai l’occasion de prendre part à ces développements dans le cadre de la thèse que je débiterai au sein de cette même équipe, sous l’encadrement de Laurent Vernac et Lucas Lavoine, en octobre 2027.

Remerciements

Je tiens à remercier Lucas Lavoine et Laurent Vernac de m’avoir permis de réaliser ce stage et d’avoir pris le temps de répondre à toutes mes questions. Je remercie également Lucas Lavoine de m’avoir guidée dans la réflexion et la rédaction de ce rapport. Mes remerciements vont également à Fatima Rahmouni et Benjamin Pasquiou qui ont pris le temps de participer aux discussions autour des résultats présentés et avec qui j’ai pu échanger tout au long de mon stage. Je souhaite également remercier l’ensemble des doctorants pour leur accueil. Enfin, je remercie Bruno Laburthe-Tolra, qui m’a accueillie au sein du laboratoire.

5 Autoévaluation des compétences C8.CE2 et C9

Je vais maintenant vous présenter une analyse des compétences C8.CE2 et C9, développées au cours de mon stage.

5.1 Communiquer au sujet de son projet, tant en interne qu'en externe

Concernant cette compétence, je pense qu'un bon exemple a été mon entretien de sélection pour l'école doctorale. En effet, une grosse partie de cette présentation a porté sur mon stage. Les diapositives utilisées sont disponibles ici.

En effet, mon jury était composé d'un enseignant-chercheur en chimie, d'un enseignant-chercheur en informatique, d'un spécialiste des atomes froids ainsi que de la directrice de l'école doctorale. Face à cette diversité de profils, j'ai été amenée à adapter ma présentation afin que chacun puisse comprendre et évaluer les objectifs et enjeux du projet de thèse pour lequel je candidatais.

Durant la séance de questions qui a suivi ma présentation, j'ai également ajusté mes réponses en fonction du domaine d'expertise de mes interlocuteurs. En effet, le spécialiste des atomes froids a orienté ses questions sur les aspects théoriques de mon sujet de thèse, tandis que les enseignants-chercheurs en chimie et informatique se sont davantage intéressés aux méthodes expérimentales ou aux traitements des données. Enfin, la directrice de l'école doctorale a plus axé ses questions sur l'organisation et le planning de ma future thèse ainsi que ma motivation à la réaliser. J'ai donc dû au cours de cet entretien, adapter le contenu de mes réponses en mettant l'accent sur les aspects les plus pertinents pour répondre à chacun de mes interlocuteurs.

5.2 Adapter ses pratiques et ses compétences dans un environnement en évolution constante et rapide

Le Laboratoire de Physique des Lasers est un environnement de recherche pluridisciplinaire dans lequel collaborent des chercheurs permanents (57), des personnels contractuels (15), des doctorants (28), des post-doctorants (7) et des stagiaires. Sans compter ces derniers, le nombre de personnes travaillant au LPL s'élève à 107.

Concernant la diversité au sein du laboratoire, j'ai observé un déséquilibre flagrant de genre. Parmi les membres permanents, le laboratoire compte 6 femmes pour 51 hommes, soit environ 10% de femmes. Ce déséquilibre est également observable chez les doctorants bien que moins prononcé, avec 6 femmes pour 22 hommes, soit environ 20% de femmes. Au sein de l'équipe qui m'a accueillie pour mon stage, composée de 14 personnes, 4 sont des femmes. Cependant, ces dernières sont principalement des doctorantes (2) et des post-doctorantes (2), ce qui illustre bien une représentation féminine plus importante parmi les personnels en début de carrière que parmi les permanents.

À ma connaissance, aucune politique spécifique en matière de recrutement n'a été mise en place à ce sujet. En revanche, j'ai appris lors de l'Assemblée Générale du laboratoire, qu'un comité "Égalité et Parité", composé d'une femme et d'un homme, était présent au sein du laboratoire. Ce comité sensibilise les membres du laboratoire en relayant des conférences, des formations et des campagnes d'information, notamment par l'intermédiaire d'affiches présentes dans les locaux. Il constitue aussi un point de contact pour les personnes souhaitant signaler des situations de discrimination ou de harcèlement sexiste ou sexuel.

Concernant les enjeux environnementaux, il existe aussi un comité dédié au développement durable, composé de deux personnes. Vous pouvez accéder à l'organigramme du laboratoire ici. Plusieurs actions ont déjà été mises en oeuvre, notamment l'encouragement à privilégier les moyens de transport à plus faible empreinte carbone lors des déplacements pour des conférences, ainsi que la possibilité de réaliser du télétravail lorsqu'il est compatible avec le travail en cours.

Lors de l'Assemblée Générale du laboratoire, j'ai également appris qu'un nouveau projet était en cours de création afin de favoriser le partage du matériel technique entre les différentes équipes. À l'heure actuelle, les équipes recensent l'ensemble du matériel dont elles disposent afin de constituer une base commune permettant d'identifier les outils disponibles et d'encourager leur mutualisation. Ce projet vise à limiter l'achat

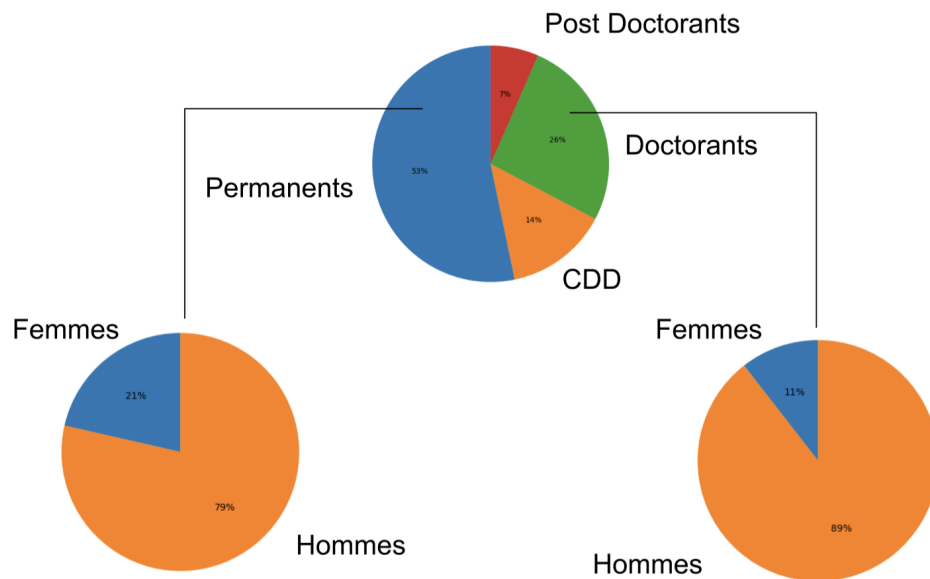


FIGURE 18 – Répartitions du personnel au Laboratoire de Physique des Lasers

de matériel déjà disponible au sein du laboratoire et à favoriser les échanges et discussion entre équipes.

Concernant la compétence C9.CE1, je pense qu'un bon exemple de processus réflexif réalisé pendant mon stage a été le travail de préparation à la mesure du RIN du laser. Avant d'entreprendre les mesures, j'ai effectué des recherches bibliographiques afin de me familiariser avec les méthodes de mesure du RIN et, plus généralement, avec les notions nécessaires à la compréhension de mon sujet de stage. J'ai ensuite réalisé les calculs théoriques permettant d'estimer les niveaux de bruit attendus. J'ai comparé le niveau de bruit du RIN à celui de la chaîne de détection afin de m'assurer que le bruit de l'oscilloscope ou de la photodiode ne limiterait pas la mesure. Cette étape a montré que l'oscilloscope disponible dans notre équipe n'était pas suffisamment performant. Nous avons donc cherché, avec mon tuteur, un autre oscilloscope plus performant au sein du laboratoire répondant aux caractéristiques requises.

Références

- [1] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau. Bose-einstein condensation of chromium. *Physical Review Letters*, 94 :160401, 2005.
- [2] J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, S. Giovanazzi, P. Pedri, and L. Santos. Observation of dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas. *Physical Review Letters*, 95 :150406, 2005.
- [3] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J-C. Keller, and O. Gorceix. All-optical production of chromium bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, 77 :061601, 2008.
- [4] Y. Aziz Alaoui, S. Muleady, E. Chaparro, Y. Trifa, A. Maria Rey, T. Roscilde, B. Laburthe-Tolra, and L. Vernac. Measuring bipartite spin correlations of lattice-trapped dipolar atoms. *Physical Review Letters*, 133 :203401, 2024.
- [5] T. Lauprêtre, J. Daniel Bernal, Y. Baamara, A. Maria Rey, L. Vernac, and B. Laburthe-Tolra. Probing coherences and itinerant magnetism in a dipolar lattice gas. *Physical Review Letters*, 136 :103401, 2026.
- [6] Y. Aziz Alaoui, B. Zhu, S. Robert Muleady, W. Dubosclard, T. Roscilde, A. Maria Rey, B. Laburthe-Tolra, and L. Vernac. Measuring correlations from the collective spin fluctuations of a large ensemble of lattice-trapped dipolar spin-3 atoms. *Physical Review Letters*, 129 :023401, 2022.
- [7] Y. Triffa and T. Roscilde. Scalable spin squeezing in two-dimensional arrays of dipolar large-s spins. *Physical Review Letters*, 133 :083601, 2024.
- [8] Vexlum. Vecsel laser technology.
- [9] Gabriel Bismut. *Excitations d'un condensat de Bose-Einstein dipolaire*. PhD thesis, Université Paris XIII, 2012.
- [10] Eric D. Black. An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1) :79–87, 2001.
- [11] Anaïs Molineri. *Un nouveau dispositif pour étudier la relaxation d'un système quantique à N corps*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2019.
- [12] Arnaud Pouderous. *Refroidissement et piégeage d'atomes de chrome*. PhD thesis, Université Paris XIII, 2007.
- [13] Germain Guiraud. *Développement de sources laser à fibres dopées ytterbium haute puissance, mono-fréquence et à bas bruit d'intensité*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2022.
- [14] T. A. Savard, K. M. O'Hara, and J. E. Thomas. Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Physical Review A*, 56, 1997.