



LICENCE SCIENCES DE LA MATIÈRE
Ecole Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I

ARTHUR ILMAN
Stage 2022-2023
L3 Physique

LASER SUPER-RADIANT À EMISSION CONTINUE

Résumé :

L'objet de ce stage est de participer à la mise en place d'un prototype de LASER super-radiant à émission continue. J'ai pu participer à l'asservissement des LASER bleus utilisés pour le refroidissement LASER et pour acheminer un flux continu d'atomes de strontium vers la cavité LASER prévue pour l'émission super-radiante.

Mots clés :

- Strontium
- Atomes froids
- Asservissement
- Spectroscopie d'absorption saturée
- Refroidissement LASER

Encadrant :

BENJAMIN PASQUIOU, Ingénieur de recherche au CNRS
benjamin.pasquiou@univ-paris13.fr / 01 49 40 33 85
Laboratoire de physique des Lasers : équipe des Gaz Quantiques Magnétiques (GQM)
Université Sorbonne Paris Nord, 99 Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	1
1 Principe général de fonctionnement	2
1.1 Le Strontium 88	2
1.2 Présentation du dispositif	2
1.3 Avancée du dispositif expérimental au début de mon stage	6
2 Asservissement des LASER	6
2.1 Asservissement du LASER esclave	6
2.1.1 Injection du LASER maître dans le LASER esclave	6
2.1.2 Contrôle de l'asservissement du LASER esclave : assemblage d'une cavité Fabry-Pérot	9
2.2 Asservissement du LASER maître	14
2.2.1 Principe de la spectroscopie d'absorption saturée	14
2.2.2 Réglages effectués	17
3 Acheminement des atomes vers la cavité Super-radiante	19
Conclusion	20
Références	20
Annexe A : Schéma optique global de l'expérience	21
Annexe B : Fonctionnement d'une diode LASER	21
Annexe C : Fonctionnement d'un Modulateur accousto-optique	23
Annexe D : Fonctionnement d'un Modulateur électro-optique	23

Remerciements

Avant toute chose, je tiens à remercier toute l'équipe des GQM pour l'accueil dans leur laboratoire, leur sympathie et pour leur aide. Merci à Benjamin Pasquiou mon maître de stage pour m'avoir accompagné tout au long de ce stage, pour avoir pris le temps de m'expliquer les différentes parties du dispositif et sans qui je n'aurais pas fait grand-chose. Merci également à Martin Robert-de-Saint-Vincent et Bruno Laburthe-Tolra pour avoir pris le temps de la discussion avec moi et pour leurs conseils.

Merci à Pauline Guesdon, stagiaire de M2 avec qui je partageais la salle de manip, et pour l'entraide dans nos expériences respectives. Bon courage pour le début de ta thèse en septembre! Merci à Husain Ahmed, doctorant de l'équipe pour ses conseils et pour avoir pris le temps de me montrer son expérience de piégeage d'une mer de Fermi dans un réseau optique.

Merci enfin à toute l'équipe des ateliers d'optique, de mécanique et d'électronique pour leur disponibilité leur aide précieuse sur la conception des différents composants de l'expérience. Merci tout particulièrement à Hanniffe Mouhamad pour avoir pris le temps de me montrer comment souder les circuits électroniques sur plaquettes.

Introduction

La mesure de plus en plus précise du temps est un défi de la physique actuelle par exemple parce que cela permet de mesurer les effets de dilatation du temps sur terre très faibles du fait des vitesses faibles devant celle de la lumière et d'un champ gravitationnel relativement peu intense (voir SAVALLE s. d.). Bien que l'horloge atomique existe déjà, en utilisant comme référence une transition micro-onde (de fréquence de l'ordre du GHz) entre deux niveaux hyperfins du Césium 133, la lumière LASER émise par super-radiance pourrait se révéler être une meilleure alternative pour concevoir une telle horloge.

L'émission super-radiante correspond à un phénomène quantique d'émission collective de lumière par un ensemble d'atomes (voir LABURTHE-TOLRA et al. 2023, NORCIA 2019). Le pompage optique se fait avant l'entrée dans la cavité par un LASER. Après cela les atomes entrent dans la cavité, et se couplent via leurs dipôles atomiques électriques grâce au champ optique de la cavité. Plus il y a d'atomes avec leur dipôle synchronisé dans le mode de la cavité, plus le couplage avec un atome seul est fort. Cela diffère de l'émission stimulée utilisée dans les cavités LASER où l'amplification de la lumière est réalisée en traversant un milieu à gain (positif, si l'inversion de population est correctement réalisée) et donc s'amplifie petit-à-petit. L'intérêt de la lumière super-radiante est d'être moins sensible aux perturbations thermiques et mécaniques et donc au dérèglement de la longueur de la cavité car c'est l'interaction atome-atome qui fixe la longueur d'onde de la lumière émise (finesse du spectre de lumière émise plus importante que celle de la cavité); contrairement à un LASER classique où c'est le champ qui fixe la cohérence par émission stimulée.

Le LASER super-radiant existe déjà sous forme pulsée, mais celui-ci est peu convenant pour une mesure du temps du fait que la lumière existe pendant un temps court (typiquement de l'ordre de 1 ms) ce qui élargit son spectre à cause de la limite de résolution de la transformée de Fourier. Développer un modèle de laser super-radiant continu (non abouti actuellement) pourrait donc permettre d'affiner le spectre pour avoir une mesure précise du temps tout en ayant un dispositif plus stable.

1 Principe général de fonctionnement

Dans un premier temps, je vais décrire le dispositif mis en place pour réaliser une émission super-radiante continue, puis je spécifierai où en était l'expérience lorsque je suis arrivé.

1.1 Le Strontium 88

Tout d'abord, l'atome utilisé pour l'émission laser est du Strontium 88 (noté ^{88}Sr pour la suite). On le choisit lui plutôt que les autres isotopes car c'est le plus abondant en milieu naturel. De plus, il est de spin nucléaire nul ce qui nous arrange étant donné que cela simplifie sa structure hyperfine. Il possède notamment deux transitions dans le visible utilisées pour l'expérience : une transition bleue vers 461nm ($^1S_0 \rightarrow ^1P_1$) de largeur naturelle 30MHz et une transition rouge vers 689nm ($^1S_0 \rightarrow ^3P_1$) de largeur naturelle 7kHz. Comme la radiation rouge est environ 3000 fois plus fine que la bleue, c'est elle que l'on utilisera pour le pompage optique du laser super-radiant. La radiation bleue nous servira à préparer un flux de ^{88}Sr froid gazeux continu dans la cavité LASER.

1.2 Présentation du dispositif

Pour commencer, voici une vue d'ensemble de la machine super-radiante du LPL :

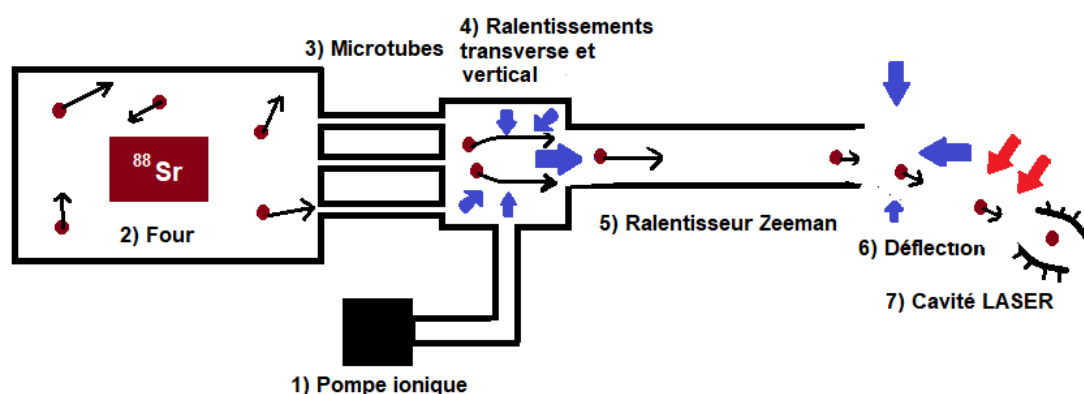


FIGURE 1 – Machine super-radiante du LPL

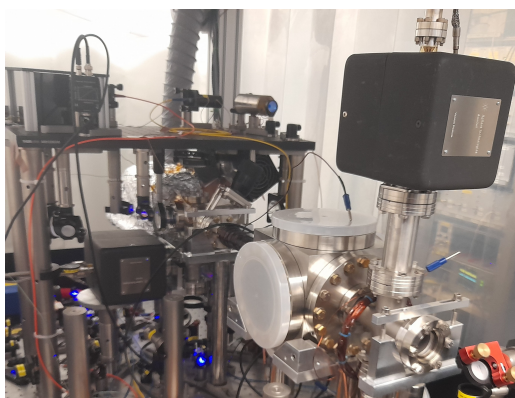


FIGURE 2 – Photo de la machine super-radiante du LPL

Décrivons la point par point :

1. **Pompe ionique** : Elle permet le maintien du vide dans l'enceinte de l'expérience, à environ 10^{-9} mBar. Le principe est d'ioniser les gaz près de la pompe en cations grâce aux chocs avec un flux d'électrons. Ensuite, les cations formés sont capturés par un champ électrique qui les bloque contre l'anode du dispositif. Il en résulte une diminution de la pression au niveau de la pompe qui, par appel d'air, vide progressivement l'enceinte. Cela est utile déjà parce que le strontium se recouvre d'une couche d'oxyde de strontium en environ 15 minutes à l'air libre mais surtout pour perturber le moins possible le trajet du gaz froid d'atomes et qu'il se propage sans aucun chocs vers la cavité. Le vide se fait en environ 1 semaine.
2. **Four** : Il sert à chauffer le ^{88}Sr à la valeur nominale de 440°C . Dans de telles conditions de températures et de pression, le strontium est encore solide mais une faible partie est sublimée et la pression dans l'enceinte atteint la pression de vapeur saturante de ^{88}Sr à cette température, soit entre 10^{-7} et 10^{-6} mBar. Cette température permet à la fois d'avoir un flux satisfaisant d'atomes pour réaliser les expériences tout en assurant la longévité de la machine. En effet, du fait du comportement exponentiel de la pression de vapeur saturante en fonction de la température, une hausse de 10°C peut faire la différence entre un four qui dure 2 ans ... ou 2 mois.
3. **Microtubes** : Ce sont des petits tubes d'ouvertures de quelques centaines de micromètres et d'une dizaine de millimètres de long, qui permettent de sélectionner grossièrement les atomes de strontium ayant une vitesse horizontale.

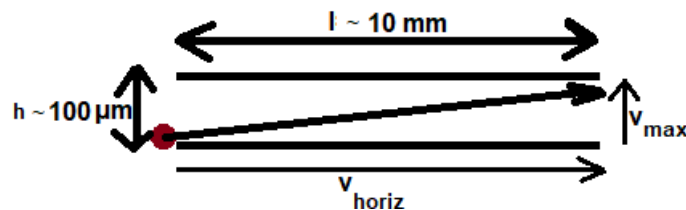


FIGURE 3 – Schéma d'un microtube et de l'atome le plus limite admis

Ainsi, les atomes sortant du four ayant une vitesse v_{horiz} entre 500 et 600m.s^{-1} parcourent le microtube en un temps $\tau = \frac{l}{v_{horiz}}$. Les atomes ayant une vitesse la moins horizontale sont ceux qui taperaient le microtube s'ils étaient infinitésimalement plus long, donc ceux qui parcourent au plus une distance h pendant la durée τ de la traversée à la vitesse v_{max} . D'où $v_{max} = \frac{h}{\tau} v_{horiz} \approx 5\text{m.s}^{-1}$. Cependant, il faut aussi prendre en compte que certains atomes tapent les microtubes mais contribueront quand même au faisceau : certains subissent une réflexion lors du choc et d'autres se fixent puis sont réémis avec une vitesse aléatoire ; donc en réalité v_{max} est plus grande que cette estimation.

4. **Ralentissements transverse et vertical** : Cependant, certains atomes dévient trop de la trajectoire horizontale pour pouvoir arriver jusqu'au bout du dispositif. Le dispositif fait environ $D=0.5\text{m}$ de longueur et le ralentisseur Zeeman fait environ 17mm de hauteur. Les atomes se propagent horizontalement à une vitesse de la centaine de m.s^{-1} après le ralentisseur Zeeman, on voit alors que la distance d maximale dans une direction perpendiculaire parcourue sur la durée du trajet est $d = \frac{v_{max}}{v_{horiz}} D \approx 25\text{mm}$. Donc les atomes tapent contre les bords du ralentisseur et n'arrivent pas jusqu'à la cavité. On emploie alors un ralentissement LASER transverse

pour rediriger les atomes à l'horizontale. On soumet les atomes à deux faisceaux lasers contrapropageants dans les directions transverse et verticale, de fréquence ω_l proche de la transition bleue ω_0 de ^{88}Sr .

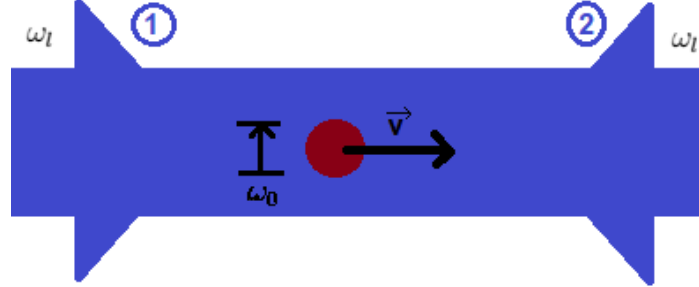


FIGURE 4 – Principe de fonctionnement du ralentissement LASER

Soit \vec{k} le vecteur d'onde du champ électromagnétique. La condition de résonance entre l'atome et le laser est donc :

$$\begin{cases} 1 : \omega_l = \omega_0 + kv \\ 2 : \omega_l = \omega_0 - kv \end{cases} \quad (1.1)$$

Si on prend $\omega_l < \omega_0$ (voir page 23 pour la modification de la fréquence de la lumière), alors seul le LASER 2 pourra être résonnant. En absorbant un photon, l'atome reçoit également sa quantité de mouvement donc une quantité de mouvement $\hbar\vec{k}$. Comme le photon et l'atome vont en sens opposés, l'atome ralentit. Lorsqu'il se désexcite par émission spontanée, il réémet le photon dans une direction aléatoire, ce qui en moyenne sur un grand nombre de cycle ne le fait ni accélérer ni décélérer lors de l'émission. Par conséquent l'atome ralentit dans la direction des lasers, lors de l'absorption de photons.

Pour ce qui est du choix des paramètres expérimentaux, afin de maximiser la force à une vitesse donnée, on prend un désaccord $\delta = \omega_l - \omega_0$ de l'ordre de la largeur naturelle $\frac{\Delta\nu}{2}$ de la raie divisée par 2. En effet, si le désaccord est trop faible, la force exercée sera trop faible car l'effet des deux LASER se compensera et si le désaccord est trop grand le dispositif ne ralentira pas bien les atomes de faible vitesse. Pour, s'en convaincre, le réseau de graphes suivant permet de visualiser mon propos :

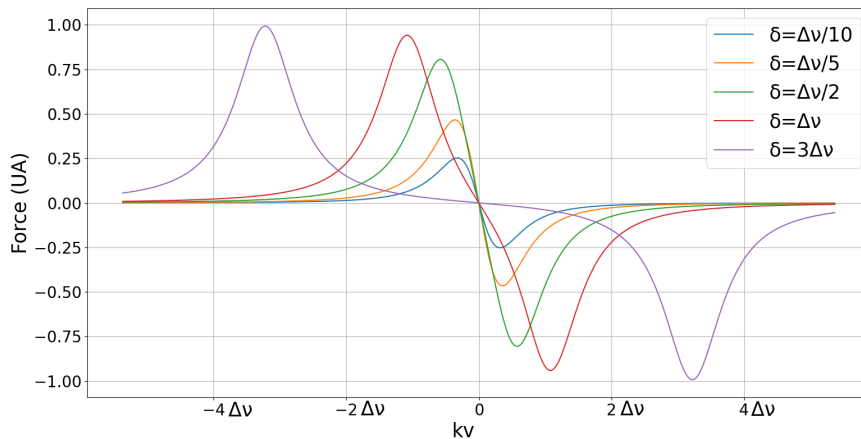


FIGURE 5 – Force de friction en fonction de la vitesse de l'atome

Ensuite, les atomes sortant du four seront ramenés vers la direction horizontale si kv_{lim} est inférieur à la largeur naturelle $2\pi\frac{\Delta\nu}{2}$ de la raie divisée par 2 ; où v_{lim} est la vitesse limite à partir de laquelle on atteint le sommet de la lorentzienne. Une petite application numérique donne alors $v_{lim} = \frac{\lambda\Delta\nu}{2} \approx 7\text{m s}^{-1} > v_{max} = 5\text{m s}^{-1}$ la vitesse perpendiculaire maximale des atomes sortant des microtubes ; donc tous les atomes seront bien affectés et ramenés vers une vitesse horizontale. Le refroidissement est limité par la température Doppler de la transition $T_D = \frac{2\pi\hbar\Delta\nu}{2k_B} \approx 1.2\text{mK}$, ce qui mène à une vitesse minimale de l'ordre de 0.5m s^{-1} , soit une distance horizontale parcourue $d \approx 2.5\text{mm}$ ce qui est bien plus satisfaisant, car le ralentisseur Zeeman fait environ 17 mm de diamètre. On perdra alors beaucoup moins d'atomes, mais ceux qui peuplent des gammes de vitesses bien plus élevées ne seront alors pas assez ralentis. Pour plus de détails, voir METCLAF et VAN DER STRATEN s. d.

5. **Ralentisseur Zeeman :** Avant d'entrer dans la cavité super-radiante, les atomes doivent être ralentis. En effet, ils se dirigent axialement à la vitesse 500m s^{-1} environ, et on souhaiterait les faire atteindre une vitesse entre 10m s^{-1} et 100m s^{-1} pour qu'ils aient le temps de se coupler dans la cavité pour l'émission super-radiante. Le principe est sensiblement le même que le ralentissement LASER, mais la variation de vitesse se fait sur une trop grande gamme pour que, pour un désaccord de LASER donné $\delta = \omega_l - \omega_0$, la condition de résonance soit contenue dans la largeur naturelle de la raie sur l'entièreté du trajet. On peut alors modifier le désaccord δ progressivement quand l'atome avance mais c'est peu compatible avec un régime continu. Ou encore utiliser plusieurs LASER mais c'est un peu cher payé. Pour résoudre ce problème, on utilise l'Effet Zeeman pour décaler continûment les niveaux d'énergie de nombre quantique magnétique m_l non nul pour que, malgré la décélération, l'atome absorbe toujours la lumière incidente. Pour cela le champ magnétique doit être variable le long de la direction de propagation (en pratique, une bobine de section variable). On choisit une décroissance en racine pour que la décélération soit constante. Pour plus de détails sur le four ou le ralentisseur Zeeman, voir RIBOLZI s. d.
6. **Déflexion :** Une fois les atomes ralentis à 10m.s^{-1} , ils sont prêts à entrer dans la cavité LASER. Cependant, afin de les éloigner au plus des perturbations extérieures pour maximiser le couplage, on veut écarter ^{88}Sr au plus de la lumière bleue du ralentisseur Zeeman. Pour cela, on défléchit le jet d'atomes froids d'environ 20° puis on les laisse se propager en ligne droite vers la cavité. Pour cela, on fait des mélasses optiques (comme le refroidissement transverse en sortie du four) mais qui bougent : les deux faisceaux LASER n'ont pas la même fréquence, ce qui fait une "onde stationnaire" qui se déplace à la vitesse correspondant au désaccord entre les deux LASER. Ainsi, les atomes refroidissent transversalement et atteignent une vitesse nulle dans le référentiel de l'onde qui bouge.
7. **Cavité LASER :** Avant d'entrer dans la cavité, les atomes sont pompés par le LASER rouge. Le jet d'atomes doit être très perpendiculaire à l'axe du mode optique de la cavité pour que le couplage ait lieu, car les atomes doivent tous synchroniser leur émission sur la même phase du champ électrique et donc il ne faut pas que cette phase change lors de leur mouvement dans la cavité. Le fait que les atomes soient renouvelés en permanence dans la cavité nous permet de réaliser de l'émission LASER sur un système à deux niveaux : on n'a pas besoin de réaliser d'inversion de population puisque l'on apporte en permanence de nouveaux atomes excités qui remplacent ceux qui se sont désexcités sur le mode de la cavité.

1.3 Avancée du dispositif expérimental au début de mon stage

Lors de mon arrivée, les LASER rouges étaient déjà préparés. Seules les voies de lumière vers la cavité super-radiante n'avaient pas été réalisées car la plateforme n'avait pas été finie par l'atelier mécanique. Je n'ai jamais utilisé cette partie du montage et j'ai travaillé plutôt sur les LASER bleus. En effet, plusieurs voies optiques étaient déjà montées ; vers le ralentisseur Zeeman, vers les ralentissements, celle de spectroscopie d'absorption saturée et celle d'injection du LASER maître dans l'esclave. Contrairement au LASER rouge, aucun asservissement n'avait été fait sur le LASER bleu. Mon travail a donc été d'asservir le LASER esclave sur le maître puis d'asservir le maître sur les atomes de Strontium. Une fois les LASER asservis, vers la fin de mon stage, nous nous sommes concentrés sur l'acheminement des atomes vers la cavité.

2 Asservissement des LASER

Pour chaque couleur de LASER, on retrouve deux LASER : un LASER dit maître capable de se régler sur une fréquence très précise mais pas assez puissant pour le fonctionnement global (200mW de puissance nominale) et un LASER dit esclave qui a une cohérence temporelle très faible (on n'arrive pas à faire d'interférences avec cette lumière) et au mode spatial loin d'un faisceau Gaussien mais assez puissant (500mW à valeur nominale). Le but est donc dans un premier temps d'asservir le LASER esclave sur le LASER maître, puis le LASER maître sur la transition atomique bleue de ^{88}Sr . Ainsi, toute la lumière LASER émise sera accordée sur la transition de ^{88}Sr (avec un faible décalage en pratique pour éviter que tout objet luisant ne perturbe les atomes).

2.1 Asservissement du LASER esclave

Tout d'abord, on asservit le LASER esclave sur le maître, afin que la lumière LASER émise par l'esclave soit cohérente, de fréquence fixée par le maître.

2.1.1 Injection du LASER maître dans le LASER esclave

Le LASER esclave est alimenté en courant, ce qui permet de réaliser l'inversion de population dans son milieu à gain. Le principe est d'injecter la lumière du maître dans l'esclave pour que l'esclave lase sur le mode du maître par émission stimulée, au lieu que l'esclave lase de manière incohérente. Pour cela, il faut injecter suffisamment de puissance du maître vers l'esclave via une fibre optique.

Fonctionnement d'une fibre optique Celle-ci est composée d'un cœur et d'une gaine moins réfringente :

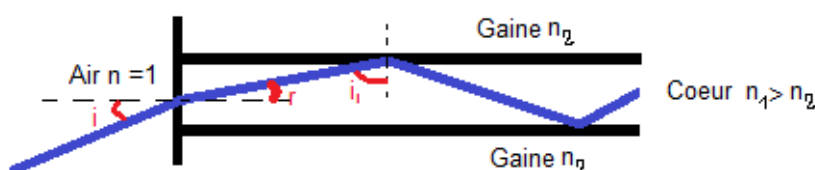


FIGURE 6 – Schéma d'une fibre optique

La propagation de lumière dans la fibre se fait par réflexion totale, pour perdre le moins de puissance possible. Calculons donc à quelle condition sur l'angle d'entrée i la lumière se propage dans la fibre. La loi de Snell-Descartes sur le dioptre d'entrée et la condition de réflexion totale :

$$\begin{cases} 1 : n \sin(i) = n_1 \sin(r) \\ 2 : \sin(i_l) \geq \frac{n_2}{n_1} \end{cases} \quad (2.1)$$

Et comme $i_l = \frac{\pi}{2} - r$ et que $\sin(r) = \cos(\frac{\pi}{2} - r)$, alors $n \sin(i) \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. On voit donc que les faisceaux trop divergents ne se propageront pas dans la fibre. Lorsque l'on choisit un collimateur en entrée de fibre, il y a donc un compromis à faire sur la distance focale : il faut à la fois qu'elle soit assez courte pour que le waist après collimateur $w'_0 = \frac{\lambda f'}{w_0}$ (où w_0 est le waist avant collimateur) soit de la taille du cœur de la fibre et faire entrer le plus de puissance mais pas trop courte sinon l'angle de divergence du faisceau $\alpha = \frac{\lambda}{\pi w_0^2}$ est trop important et on perd de la puissance lors des réflexions dans la fibre. Dans le cadre de nos expériences, le faisceau était assez faiblement divergent pour que toute la lumière entrante soit guidée.

Description du système optique On monte le système optique suivant pour réaliser l'injection du maître vers l'esclave :

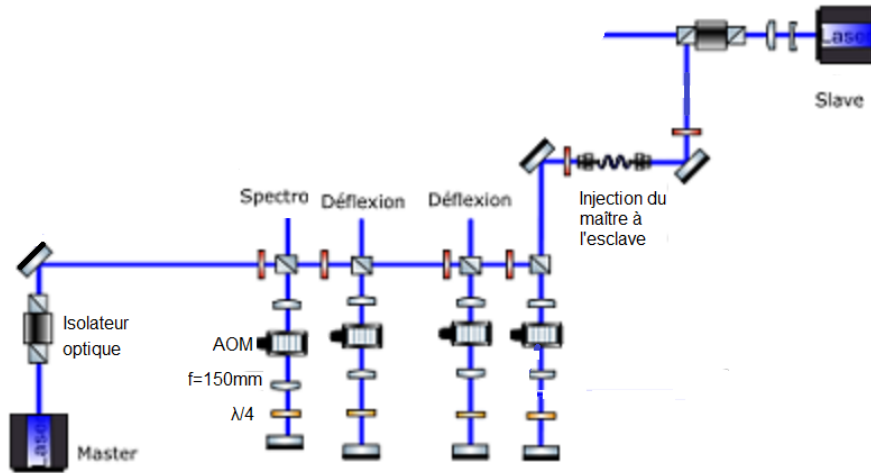


FIGURE 7 – Montage optique de l'injection du maître vers l'esclave (page 21 pour plus de détails, et page 23 sur le fonctionnement des AOM)

La connexion entre le maître et l'esclave se fait donc via une fibre optique mono-mode, c'est-à-dire qu'elle ne laisse se propager que le mode TEM 00 à l'intérieur. Le diamètre de son cœur est d'environ $5\mu\text{m}$ ce qui explique pourquoi il est délicat de réaliser de telles injections. On peut espérer classiquement entre 50 et 70% d'injection. La procédure utilisée est celle du walking ou "clic-clac" pour aligner le faisceau LASER avec l'axe du cœur de la fibre. Pour cela, on utilise un système de deux miroirs dont on peut régler finement l'inclinaison et on place un puissance-mètre en sortie de la fibre, et on optimise la puissance sortante. Ensuite, on dérègle un axe d'un miroir et l'on essaye de compenser avec ce même axe sur l'autre miroir. Si le nouveau maximum obtenu est plus grand, on continue sinon on retourne en arrière. On fait cela jusqu'à avoir trouvé le maximum des maxima sur chacun des axes.

Injection du maître vers l'esclave Pour injecter la lumière du maître dans le milieu à gain de l'esclave, il faut dans un premier temps acheminer la lumière du maître vers l'esclave. Après walking, on obtient 1.9 mW en sortie de fibre sur 3.7mW en entrée. Cela représente 51% d'injection ce dont on se satisfait car on rentre dans la fourchette attendue. De plus, on n'a pas besoin d'une injection de très bonne qualité car cette fibre recevra des faibles puissances.

Injection de l'esclave vers le maître Une fois la lumière du maître acheminée du côté de l'esclave, il faut pouvoir la faire entrer par le trou d'émission de la diode LASER. Pour cela, on récupère une faible partie de la lumière de l'esclave (environ 1mW) et on l'injecte en sens contraire dans la fibre. L'idée est que, par retour inverse de la lumière, si la lumière du LASER esclave passe au travers de la fibre avec une injection maximale, alors la lumière du LASER maître arrivera pile dans le trou de la diode du LASER esclave et sera injectée au maximum à l'intérieur.

Cependant, réaliser cette injection s'est révélé particulièrement pénible. En effet, la monture portant l'entrée de fibre était très sensible à la moindre petite perturbation. Après avoir bataillé toute une après-midi, nous obtenions à peine 50% d'injection qui étaient très instables, c'est-à-dire qu'effleurer le moindre bouton nous décalait beaucoup de ce maximum. Un tel dispositif n'est alors pas satisfaisant.

Adaptation de la distance fibre-collimateur Une méthode alors pour améliorer l'injection est de modifier la distance entre l'entrée de fibre et le collimateur. En effet, si le collimateur n'est pas à la distance focale de la fibre, le faisceau n'est pas focalisé au niveau de l'entrée et donc est possiblement plus gros que $5\mu\text{m}$. Après adaptation de la distance lentille - collimateur, nous n'obtenions que 38% d'injection ($350\mu\text{W}$ en sortie sur $920\mu\text{W}$ en entrée) en ayant perdu le précédent maximum tellement le dispositif était sensible.

Mode spatial du LASER esclave et changement de collimateur Pour réduire la sensibilité du dispositif, on décide alors de changer le collimateur ($f'=11\text{mm}$) actuel ; et pour le choisir on regarde la forme du mode spatial injecté :

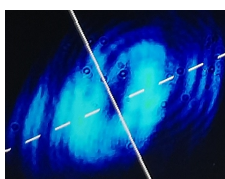


FIGURE 8 – Mode spatial du LASER esclave

Il a un waist d'environ $850\mu\text{m}$ sur son axe où il est le plus petit. De plus, au vu des rebonds sur les côtés et du petit trou sombre au centre, on comprend pourquoi il est très pénible à injecter. On utilise la formule d'optique gaussienne pour changer de collimateur $w'_0 = \frac{\lambda f'}{w_0}$, où w'_0 est le waist après la lentille, w_0 le waist avant lentille et λ la longueur d'onde de la lumière. On remarque alors, avec le plus petit waist mesuré, qu'un collimateur de 5.5mm serait plus adapté. On essaye avec $f'=6.24\text{mm}$, $f'=5\text{mm}$ et $f'=4.51\text{mm}$. On obtient entre 10 et 15% d'injection ce qui est clairement pire. Par contre, on réduit un peu la sensibilité du dispositif ...

Une lentille pour pré-réduire la taille du faisceau Pour s'aider, on décide alors de pré-réduire la taille du waist du faisceau. Dans l'optique d'économiser des lentilles, on essaye une solution à une lentille. Je ne détaillerais pas plus cette partie étant donné que le signal de sortie était au maximum de 2μW sur 1mW.

Ajout d'un télescope On réalise alors un télescope pour réduire la taille du faisceau, qui réduira le waist par 2. Pour cela, on utilise d'abord une lentille de focale $f=100\text{mm}$ suivie d'une lentille de focale $f=50\text{mm}$. Cette fois-ci, le système est devenu très stable ce qui est un point très positif. Néanmoins, on atteint un maximum de 28% d'injection. On se contentera de cette valeur pour la suite car on préfère avoir un résultat un peu moins bon sur un système stable que de refaire chaque jour une injection délicate à faire. De plus, les taux d'injections sont probablement très mauvais du fait que le faisceau injecté n'est pas gaussien alors que la fibre ne laisse se propager que les faisceaux gaussiens.

2.1.2 Contrôle de l'asservissement du LASER esclave : assemblage d'une cavité Fabry-Pérot

Théorie des cavités Fabry-Pérot Une cavité Fabry-Pérot est un système composé de deux miroirs face à face, sphériques afin de limiter les pertes dues à la diffraction. Il s'agit d'un très bon filtre en fréquence, dont la finesse est d'autant meilleure que les miroirs sont réfléchissants :

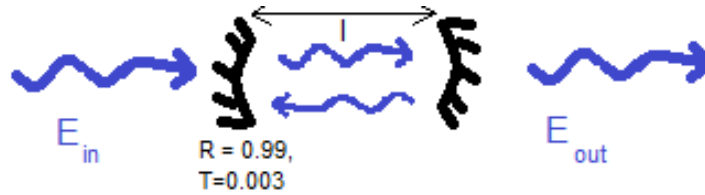


FIGURE 9 – Schéma d'une cavité Fabry-Pérot

La première onde qui sort de la cavité est $\vec{E}_0 = T e^{-ikl} \vec{E}_{in}$ où k est la norme de son vecteur d'onde. La j -ième onde sortant de la cavité est $\vec{E}_j = (R e^{-2ikl})^j T e^{-ikl} \vec{E}_{in}$ car elle a subi j réflexions dans la cavité en s'étant propagé sur une distance $2l$ et en étant réfléchi deux fois avec un coefficient de réflexion en amplitude $r = \sqrt{R}$. D'où l'onde sortante est :

$$\vec{E}_{out} = \left(\sum_j (R e^{-2ikl})^j \right) T e^{-ikl} \vec{E}_{in}$$

Puis l'intensité sortante :

$$I_{out} = \kappa T^2 |\vec{E}_{in}|^2 \left| \sum_j (R e^{-2ikl})^j \right|^2 = I_{in} T^2 \left| \sum_j (R e^{-2ikl})^j \right|^2, \text{ où } I_{in} = \kappa |\vec{E}_{in}|^2$$

$$\text{Et donc : } I_{out} = I_{in} T^2 \left| \frac{1}{1 - R e^{-2ikl}} \right|^2 = I_{in} \frac{T^2}{(1 - R \cos(-2kl))^2 + (R \sin(-2kl))^2}$$

Après calculs, on trouve :

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(kl)} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi \nu l}{c}\right)}$$

Ce graphe possède des pics de Lorentzienne régulièrement espacés, dont les pics seront d'autant plus fins que R est proche de 1 et espacés que l est petit.

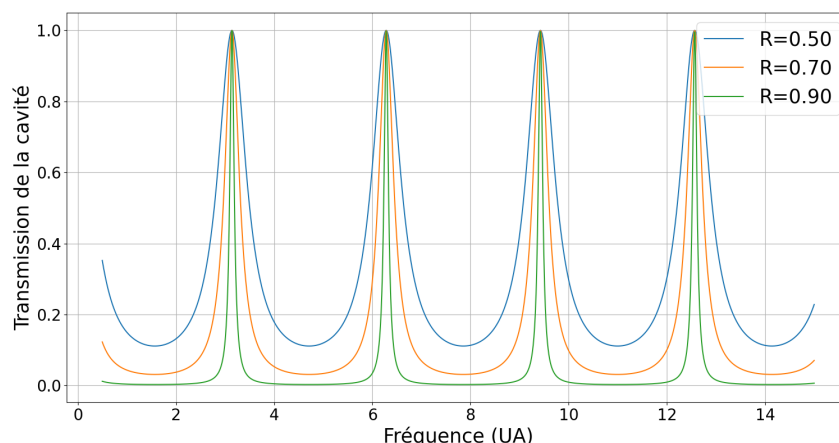


FIGURE 10 – Effet de la réflectivité des miroirs sur les pics de transmissions

Pour conclure, la longueur d'une cavité contrôle l'intervalle spectral libre $ISL = \frac{c}{2l}$ de la cavité (distance entre les pics) et la finesse est contrôlée par la réflectivité en puissance R des miroirs ; qui permettent de caractériser entièrement la cavité. Les interférences décrites précédemment n'auront lieu que si la lumière est cohérente, donc faire interférer la lumière de l'esclave dans la cavité peut nous dire s'il est bien asservi ou non.

On fait des réglages fins sur la cavité pour optimiser l'intensité de la lumière observée en sortie. Pour faire résonner les modes gaussiens pairs ensemble et les modes gaussiens impairs un demi intervalle spectral libre plus loin, on met les miroirs à une distance égale à leur rayon de courbure : c'est ce que l'on appelle la confocalité de la cavité. Pour minimiser les ordres impairs et mettre plus de transmissions dans les ordres pairs, on règle l'alignement des miroirs de la cavité entre eux et le fait qu'ils soient perpendiculaires au rayon incident. Quand la cavité est parfaitement réglée, seul le mode TEM 00 peut s'y propager si c'est le mode d'entrée (voir "Resonator Optics" s. d. pour plus de détails).

Assemblage de la cavité et description du montage On assemble la cavité sur une table d'optique au sommet du four, selon le schéma suivant :

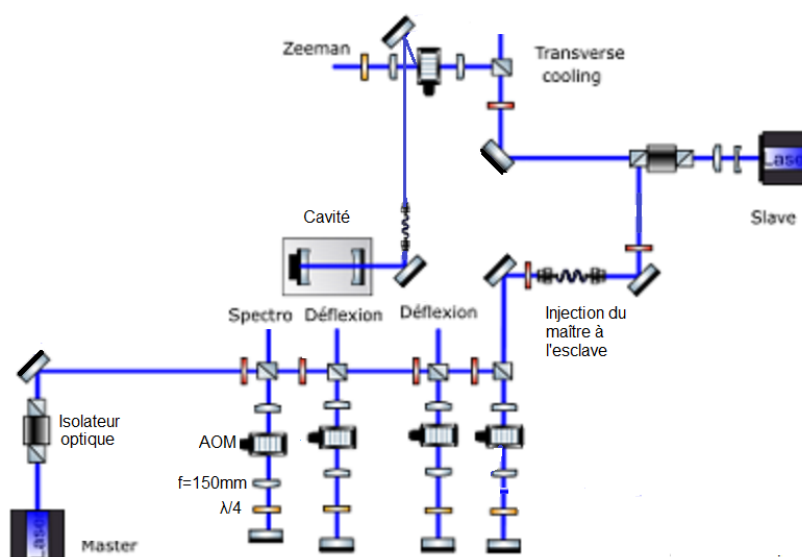


FIGURE 11 – Montage optique vers la Cavité Fabry-Pérot (page 21 pour plus de détails)

On relie la cavité avec le LASER esclave grâce à une fibre multimode. Le diamètre de son cœur est de $50\mu\text{m}$, ce qui est bien plus facile à injecter. On obtient alors facilement 67% d'injection. On construit la cavité avec des miroirs de rayon de courbure 5cm, avec un coefficient de réflexion $R=0.99$ et $T=0.0003$.

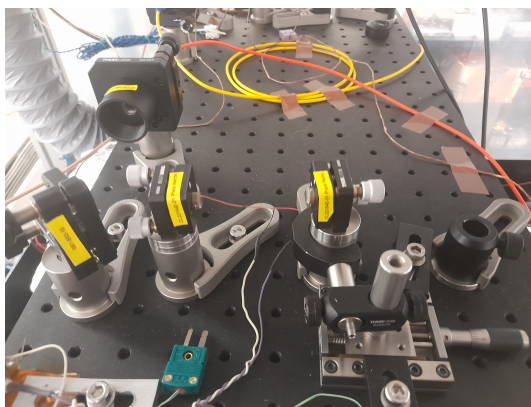


FIGURE 12 – Cavité assemblée non réglée

Ces miroirs étant fortement absorbants, cela réduira fortement la lumière sortant de la cavité ainsi que la finesse des pics. En effet, en reprenant le calcul précédent, le maximum de transmission est $\frac{T^2}{(1-R)^2} = 0.090\%$. Le fait que la cavité laisse passer peu de lumière rendra la tâche plus complexe pour l'aligner. De plus, on colle un cristal piézo-électrique sur le dos d'un miroir. Il s'agit d'un matériau qui se dilate quand on lui applique une tension (et réciproquement). Cela permet de modifier finement la distance entre les deux miroirs de la cavité pour observer des pics de transmissions pour les distances où la lumière que l'on utilise est résonnante. En pratique, on soumet le piézo à une tension sinusoïdale de quelques dizaines de Volts, car balayer un intervalle spectral libre revient à balayer 12V environ.

Alignement de la cavité Dans un premier temps, on utilise la lumière sortant d'une fibre single-mode venant du LASER maître pour aligner la cavité. On fait du walking sur les deux axes des miroirs, dans l'espoir que lorsque l'on observera des pics de transmissions. On n'en observe pas mais on voit de très jolies interférences entre modes gaussiens :

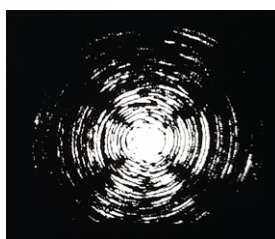


FIGURE 13 – Interférences entre modes Gaussiens

Mode-matching Pour pouvoir observer nos premiers pics de transmission, on doit régler le "mode-matching" de la cavité. Cela consiste à faire focaliser le faisceau sortant de la fibre au centre de la cavité. Le faisceau est décomposable en polynômes de Hermite-Gauss et lorsqu'il entre dans la cavité, il est projeté sur le vecteur TEM 00 de la base.

En focalisant le faisceau au centre de la cavité, on maximise la composante de TEM 00, donc la transmission de la cavité. Après avoir réglé cela, on commence à observer des polynômes d'Hermite-Gauss de faible ordre, notamment TEM 01 et TEM 10. Pour ce qui est des pics d'intensité, on observe en grand les pics des ordres pairs et en plus faibles les pics des ordres impairs :

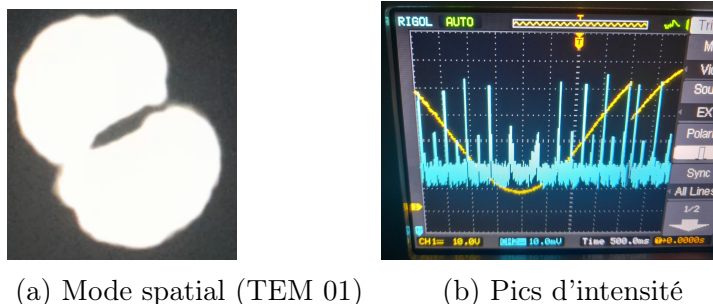


FIGURE 14 – Modes spatial et pics d'intensité pour une cavité en cours d'alignement

On poursuit le walking jusqu'à observer un beau mode TEM 00 et minimiser les pics de transmission des ordres impairs :

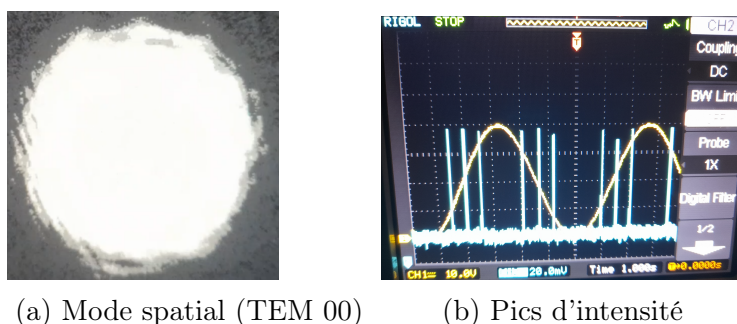


FIGURE 15 – Modes spatial et pics d'intensité pour une cavité alignée

A partir de maintenant, les miroirs de la cavité sont bien alignés et on n'y touche plus.

Réglage de la confocalité de la cavité Ensuite on règle la confocalité de la cavité, c'est à dire on met les miroirs à 5cm (leur rayon de courbure) l'un de l'autre. Pour cela, on utilise une platine de translation munie d'une vis micrométrique. On utilise également de la lumière sortie d'une fibre multi-mode car sinon les modes pairs et impairs d'ordre élevé ne sont pas assez intenses. Au début on a la figure suivante, où l'on observe que les pics sont étirés sur un côté, car les modes d'ordres élevés résonnent avant le mode principal :

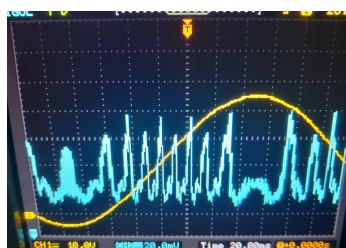


FIGURE 16 – Interférences entre modes Gaussiens

Après chariotage, où l'on veut symétriser les pics, on obtient

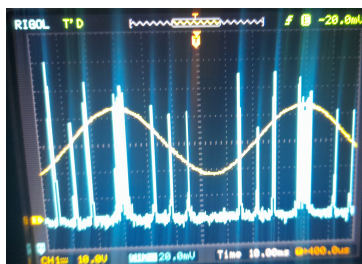


FIGURE 17 – Interférences entre modes Gaussiens

On a réussi à multiplier la taille des pics par environ 20 d'où l'utilité de ce réglage, entre le début et la fin de ce réglage, de 5mV à environ 100mV.

Protection de la cavité par une boîte Enfin, les miroirs de la cavité luisent beaucoup de lumière et sont à hauteurs d'yeux, étant au sommet du four. De plus, il sort de la fibre multi-mode quelques mW de puissance lumineuse ce qui commence à être dangereux. Par conséquent, on construit une boîte autour de la cavité pour éviter tout rayonnement. On utilise des petits poteaux métalliques que l'on filete pour les visser à la table puis on découpe des plaques de plexiglas pour faire les murs et le plafond de la boîte.



FIGURE 18 – Protection de la cavité par une boîte de plexiglas

Caractérisation de la cavité obtenue Dans un premier temps, estimons la transmission de la cavité. Au gain 50 de la photodiode (précédemment, on travaillait au gain 70), on a des pics de $(9.8 \pm 0.2)\text{mV}$. Pour ne pas saturer la photodiode, on mesure le signal d'entrée au gain 20 qui vaut $(6.1 \pm 0.1)\text{V}$, donc en utilisant les informations données par le constructeur, on trouve une transmission de $(5.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$. En relatif au 0.090% attendus au max, on obtient une transmission $T = \frac{5.1 \cdot 10^{-5}}{9 \cdot 10^{-4}} = (5.6 \pm 0.2)\%$.

En ce qui concerne la finesse de la cavité, elle n'est pas modifiée par le fait que les miroirs soient de mauvaise qualité en absorption, et vaut $F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \approx 312$. On estime la largeur à mi-hauteur des pics et on trouve que le piézo a balayé $(400 \pm 10)\text{mV}$ lors du passage sur la partie haute d'un pic et l'intervalle spectral libre fait environ 12V, d'où une finesse d'environ $F = 30 \pm 1$.

On obtient de si mauvaises valeurs par rapport à ce qui est attendu car l'alignement de la cavité avec la fibre multi-mode n'est pas fini : le diamètre de la fibre multi-mode étant

plus gros que celui de la monomode (facteur 10), il aurait fallu régler de nouveau le mode-matching, ce que nous n'avons pas réussi à faire. Néanmoins, comme la cavité fonctionne bien, c'est-à-dire que l'on arrive à obtenir des pics de transmission quand le courant du LASER esclave est bien ajusté, on n'a pas cherché à optimiser plus que ça la qualité du signal. On peut donc maintenant assez facilement observer si l'esclave est bien asservi.

2.2 Asservissement du LASER maître

Ensuite, on asservit la lumière LASER du maître sur la transition bleue de ^{88}Sr afin que les deux LASER soient résonnants avec les atomes (voir page 21 sur les diodes LASER).

2.2.1 Principe de la spectroscopie d'absorption saturée

Dispositif optique Pour réaliser l'asservissement, on utilise un dispositif de spectroscopie d'absorption saturée. Comme conséquence de l'inégalité d'Heisenberg temps-énergie $\Delta E \cdot t \geq \hbar$, une transition entre deux niveaux d'énergie n'est pas pure en fréquence, donc son spectre est un pic élargi qui prend la forme d'une Lorentzienne $I(\nu) = I_0 \frac{1}{1 + (\frac{2\nu}{\Delta\nu})^2}$. De plus, du fait de l'agitation thermique, les atomes possèdent chacun une vitesse répartie dans toutes les directions de l'espace selon la distribution de Maxwell :

$P(v) = \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$. Le spectre d'émission de l'atome serait donc :

$I(\nu) = 4\pi \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m}} I_0 \int_0^{+\infty} \frac{v^2}{1 + (\frac{2(\nu + kv)}{\Delta\nu})^2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv$, ce qui élargit le spectre d'émission.

Pour donner un ordre de grandeur, la largeur naturelle de la raie bleue est de l'ordre de 30MHz et la largeur Doppler pour des atomes allant à environ 500m.s⁻¹ est 1GHz, donc on élargit 100 fois le spectre ce qui est gênant si on veut avoir un asservissement le plus précis possible. La méthode de spectroscopie d'absorption saturée est donc particulièrement intéressante car elle permet de s'affranchir de l'élargissement Doppler sans avoir à refroidir les atomes interrogés. Le principe est résumé sur le schéma suivant :



FIGURE 19 – Principe de la spectroscopie d'absorption saturée

On envoie deux lasers de pulsation ω_l sur une cellule contenant un gaz d'atomes résonnants à la pulsation ω_0 , un assez puissant pour saturer le gaz d'atomes nommé pompe et un peu puissant dont on regarde en transmission l'intensité nommé sonde. Lorsque le LASER est résonnant avec le gaz d'atomes la pompe sature le milieu, c'est à dire que la population d'atomes est à moitié dans l'état excité et à moitié dans l'état fondamental. Essayons de comprendre pourquoi un tel signal permet de s'affranchir de l'effet Doppler. Les atomes sont résonnants avec la pompe ou la sonde si :

$$\begin{cases} \text{Sonde : } \omega_l = \omega_0 - kv \\ \text{Pompe : } \omega_l = \omega_0 + kv \end{cases} \quad (2.2)$$

où le vecteur \vec{v} est orienté dans le sens de la pompe. Les atomes qui sont résonnants à la fois pour la sonde et pour la pompe sont donc ceux de vitesse nulle parallèlement au vecteur d'onde, donc c'est comme si l'effet Doppler n'élargissait pas le spectre de transmission. Pour résumer la forme du spectre que l'on s'attend à trouver est la suivante : si le LASER n'est pas résonnant, la sonde passe ; quand on entre dans la zone de largeur de Doppler, l'intensité descend car la sonde commence à être absorbée par le nuage d'atomes ; et quand on entre dans la zone de largeur naturelle, l'intensité croît car la pompe sature les atomes de vitesse nulle donc la pompe traverse le milieu sans être absorbée par les atomes de vitesse nulle.

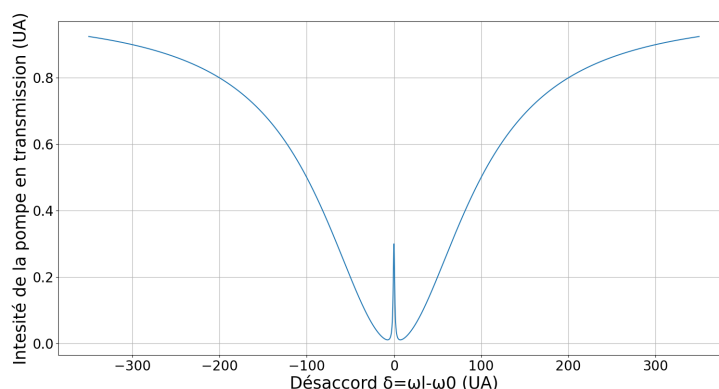


FIGURE 20 – Spectre d'absorption saturé

Voici alors le montage réalisé pour la spectroscopie, où la cellule de gaz d'atomes utilisée est le jet de ^{88}Sr sortant du four :

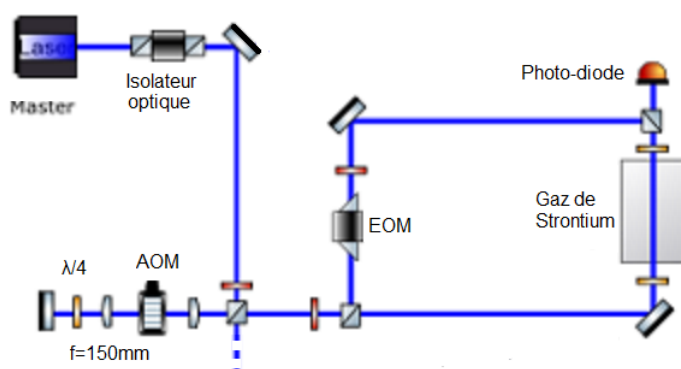


FIGURE 21 – Montage optique vers la spectroscopie d'absorption saturée (page 21 pour plus de détails)

L'ajout d'un modulateur électro-optique (EOM) dans la chaîne est utile pour générer un signal d'erreur, ce qui est l'objet du paragraphe suivant.

Dispositif électronique : génération d'un signal d'erreur par démodulation synchrone En effet, le signal spectroscopique en lui-même ne permet pas d'asservir un laser : il faut générer un signal d'erreur qui permette au LASER de savoir comment il est dérégulé par rapport à la valeur consigne. Pour cela, on utilise un montage de détection synchrone :

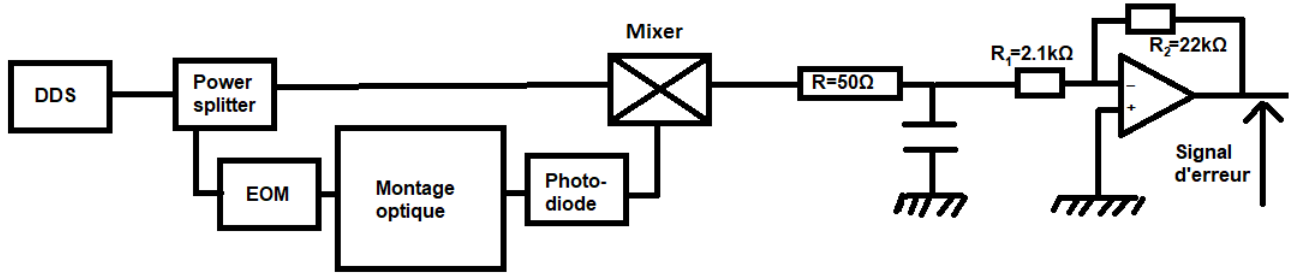


FIGURE 22 – Schéma de la détection synchrone

Cela consiste à introduire une modulation de fréquence proche de 20MHz dans le signal grâce à un DDS et un EOM pour ensuite via une opération de multiplication de signaux, ne récupérer que les contributions de fréquence $\omega_{DDS} \approx 20\text{MHz}$ dans le signal de sortie et donc tuer le bruit. Tout d'abord, l'onde du DDS est séparée en deux ondes de puissances égales grâce à un séparateur de puissance. Une première partie va jusqu'à l'EOM qui va moduler la fréquence du LASER (voir page 23). Après passage dans le montage optique, cela va induire une modulation du signal obtenu par la photodiode. Si ω_l est légèrement inférieur à ω_0 , le signal de photodiode va être proportionnel à $\cos(\omega_{DDSt})$; si ω_l est légèrement supérieur à ω_0 , le signal de photodiode va être proportionnel à $-\cos(\omega_{DDSt})$; et si ω_l est égal à ω_0 , le signal de photodiode va être proportionnel à $\cos(2\omega_{DDSt})$. Par conséquent, après multiplication avec un signal $\cos(\omega_{DDSt})$ dans le multiplieur, on obtient respectivement un signal proportionnel à $\frac{1+\cos(2\omega_{DDSt})}{2}$, $-\frac{1+\cos(2\omega_{DDSt})}{2}$ ou $\cos(\omega_{DDSt})\cos(2\omega_{DDSt})$. Après passage par un filtre passe-bas de fréquence de coupure inférieure à ω_{DDS} ; il reste respectivement un signal positif, négatif ou nul. D'où le signal d'erreur suivant :

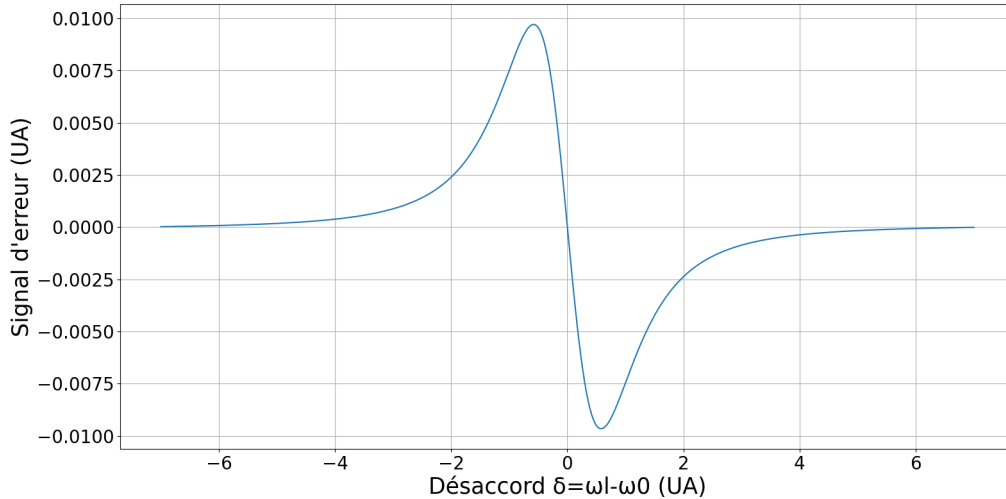


FIGURE 23 – Forme du signal d'erreur

Cette forme de signal est convenable car le signe nous dit si on est trop haut ou trop bas par rapport à la valeur de consigne et l'intensité à quel point on en est décalé. Enfin il est amplifié par le montage de l'amplificateur opérationnel afin qu'il ne soit pas trop faible.

Enfin, un PID controller (ici, une Red-Pitaya) utilise ce signal d'erreur pour donner une consigne au boîtier de contrôle du LASER maître pour que celui-ci corrige sa fréquence

en bougeant son piézo (voir page 23). Un PID controller est un module qui permet de générer un signal soit :

- Proportionnel au signal d'erreur : réponse peu précise et égale pour toutes les fréquences
- Intégrant le signal d'erreur : réponse précise mais peu rapide car il faut du temps pour que la réponse accumule un voltage suffisant ; c'est une réponse efficace à basses fréquences
- Dérivant le au signal d'erreur : réponse très rapide ; efficace à hautes fréquences

2.2.2 Réglages effectués

Avant toute chose, on règle grossièrement le LASER sur la transition des atomes grâce à un spectrophotomètre, précis à 100MHz près. On récupère de la lumière sur l'ordre 0 de l'AOM (voir page 23) de la voie d'injection du maître vers l'esclave, et on l'injecte dans une fibre multi-mode vers le spectrophoto-mètre. Quand on règle la fréquence à $(650.5032 \pm 0.0001)\text{THz}$, on observe de la fluorescence à la sortie du four :

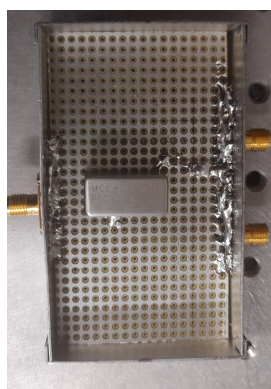


FIGURE 24 – Fluorescence à la sortie du four

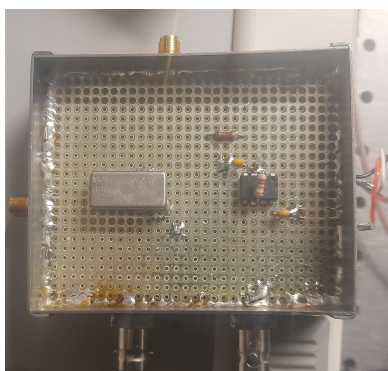
Conception et caractérisation de la chaîne électronique Dans un premier temps, il faut assembler les différents composants de la chaîne électronique. Tout d'abord, j'ai dû trouver une boîte pour mettre des connecteurs puis découper une carte électronique et y souder les composants nécessaires.

Dans un second temps, on n'a pas eu besoin de souder la partie multiplieur et amplificateur car on a trouvé un boîtier déjà fait. Nous l'avons caractérisé et avons trouvé qu'il avait une fréquence de coupure de 325kHz et un facteur d'amplification de -20 environ.

Voilà donc les deux boîtiers utilisés pour la suite des expériences :



(a) Boîtier du power-splitter



(b) Boîtier du multiplieur et de l'amplification

FIGURE 25 – Résultat de la soudure des différents composants électroniques

Enfin, on soude un câble pour l'alimentation $\pm 15V$ de l'amplificateur opérationnel.

Alignement des optiques Après avoir assemblé la chaîne électronique, on monte le dispositif optique. Cela a consisté à aligner le faisceau sonde et le faisceau pompe le mieux possible afin qu'ils soient le mieux superposés possibles, notamment lors du passage dans le gaz de ^{88}Sr . Pour cela, on fait du walking sur les différents miroirs jusqu'à ce que l'on arrive à un résultat satisfaisant à l'œil.

Après avoir aligné les faisceaux on commence à observer un signal d'erreur en jaune et le signal de la photodiode en bleu :



FIGURE 26 – Premier signal d'erreur de spectroscopie d'absorption saturée

Optimisation du signal d'erreur Cependant, après optimisation de la répartition des puissances entre sonde et pompe, et alignement des optiques, le signal d'erreur reste très faible : il ne dépasse pas 10mV pic-pic. De plus, on observe qu'il y a un fort bruit de fréquence d'environ 50Hz dès qu'on augmente la puissance totale sur le dispositif.

Après recherches, il s'avère que le bruit venait de l'ordre double 0 de l'AOM, qui n'a subi aucune modifications de fréquence. Pour remédier à ce problème, on place un diaphragme qui ne laisse passer que l'ordre double -1 de l'AOM.

Le signal restant toujours aussi faible, on augmente le gain de la photo-diode, dans l'espoir d'obtenir un signal d'une centaine de mV. On utilise pour cela un rack qui contient le circuit utilisé précédemment mais qui amplifie le signal de photodiode. De plus, on arrive à réduire le bruit à 0.1-0.2mV en augmentant l'atténuation sur le signal multipliant celui de la photodiode car celui-ci saturait probablement le multiplieur. De plus, on observe un petit rebond secondaire probablement dû à une impureté isotopique de l'échantillon, ^{86}Sr d'après l'écart avec le pic principal.

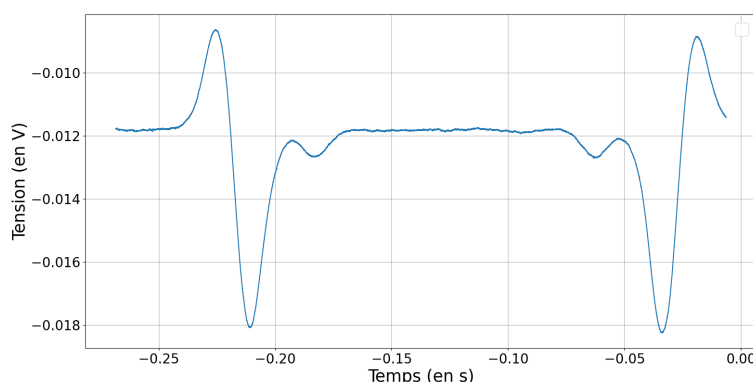


FIGURE 27 – Signal d'erreur non bruité

Il fait une dizaine de mV mais le bruit est suffisamment faible pour pouvoir asservir le LASER en fréquence, c'est-à-dire sur le courant et sur la position de piézo. On ajoute du gain proportionnel et intégrateur sur la tension du piézo pour que l'asservissement en fréquence soit précis. On ajoute également un peu de gain proportionnel pour stabiliser le courant car si le courant varie un peu trop, le LASER peut sauter de mode (400-500 GHz, d'après ce que j'ai pu constater). Le système devient alors peu sensible aux vibrations sur la table, aux portes qui claquent... et ne se désasservit pas donc l'asservissement est satisfaisant. De plus, lorsque l'on analyse le spectre du signal d'erreur, on voit que l'asservissement a surtout permis de réduire le bruit de basses fréquence (inférieur au kHz). Pour les fréquences plus élevées, on est limité par le mouvement du piézo qui a une certaine inertie. C'est pourquoi l'asservissement en courant est utile également : il réduit le bruit haute fréquence et le repousse vers 8 kHz.

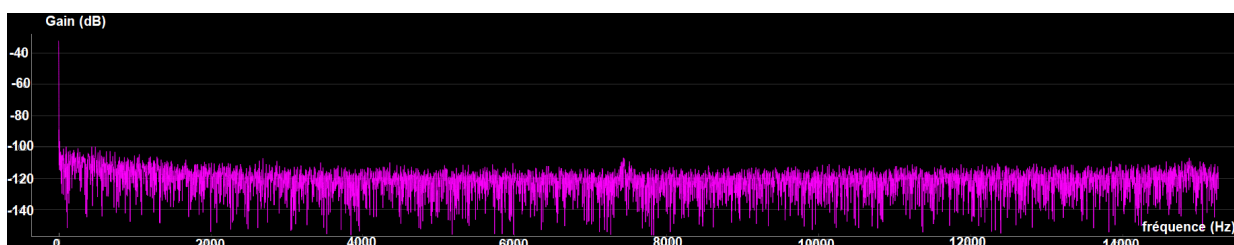


FIGURE 28 – Transformée de Fourier du signal d'erreur

Enfin, une dernière amélioration possible pour l'asservissement serait d'augmenter l'amplitude du signal d'erreur pour être moins sensible au bruit.

3 Acheminement des atomes vers la cavité Super-radiante

Nous n'avons pas eu le temps de vraiment pouvoir faire fonctionner le refroidissement transverse ou le ralentisseur Zeeman. Cependant nous avons pu observer son effet. On asservit le LASER maître puis le LASER esclave sur le maître et on fait parvenir environ 100 mW de puissance vers les voies du refroidissement transverse et on regarde la sortie du ralentisseur Zeeman. On observe alors une faible fluorescence qui s'estompe lorsque l'on coupe le refroidissement transverse :



FIGURE 29 – Fluorescence en sortie du ralentisseur Zeeman

Une étude plus approfondie est alors nécessaire pour maximiser le nombre d'atomes à la sortie du ralentisseur Zeeman et pour la suite du trajet des atomes.

Conclusion

Ce stage m'a permis de participer au développement d'une technologie quantique de mesure du temps, en mettant en application des techniques expérimentales d'optique, d'électronique et de mécanique quantique. De plus, durant ce stage, j'ai pu faire un peu de bricolage comme de la découpe de pièces, de la soudure, percer des trous, réparer et nettoyer des fibres optiques... ce que j'ai trouvé assez utile.

Références

- [Lab+23] Bruno LABURTHER-TOLRA et al. "Correlations and linewidth of the atomic beam continuous superradiant laser". In : *SciPost Phys. Core* 6.1 (20 mars 2023), p. 015. ISSN : 2666-9366. DOI : 10.21468/SciPostPhysCore.6.1.015. URL : <https://scipost.org/10.21468/SciPostPhysCore.6.1.015> (visité le 16/07/2023).
- [MV] H J METCLAF et Peter VAN DER STRATEN. *Laser Colling and Trapping*. Springer.
- [Nor19] Matthew A. NORCIA. "Coupling atoms to cavities with narrow linewidth optical transitions : Applications to frequency metrology". In : *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* 52.19 (14 oct. 2019), p. 193001. ISSN : 0953-4075, 1361-6455. DOI : 10.1088/1361-6455/ab3930. arXiv : 1908.11442[cond-mat,physics:physics]. URL : <http://arxiv.org/abs/1908.11442> (visité le 16/07/2023).
- [] "Resonator Optics". In : *Fundamentals of Photonics*.
- [Rib] Jules RIBOLZI. *Conception d'un four et d'un ralentisseur à effet Zeeman pour une expérience avec des atomes de strontium*.
- [Sav] Etienne SAVALLE. "Tester la relativité générale avec des horloges dans l'espace, et explorer les possibilités de détection de matière noire avec des atomes froids dans l'espace et au sol". In : ().

Annexe A : Schéma optique global de l'expérience

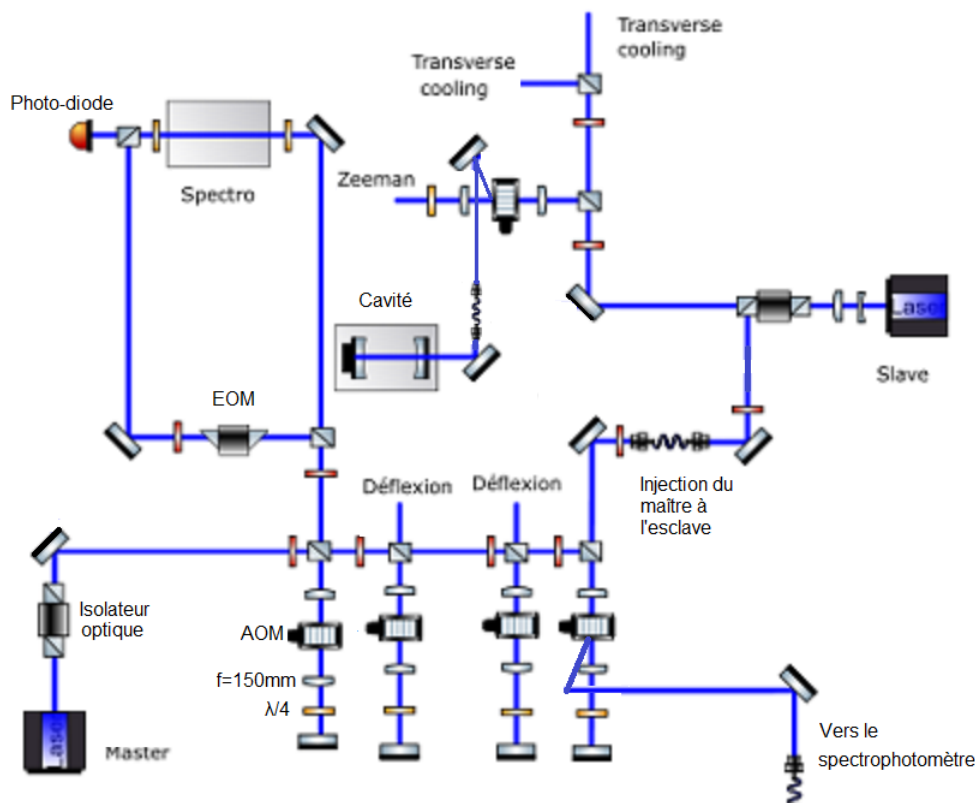


FIGURE 30 – Schéma global du montage optique des LASER bleus

Annexe B : Fonctionnement d'une diode LASER

Une diode LASER possède un milieu à gain extrêmement large ce qui ne lui permet pas d'émettre de la lumière cohérente si on la place dans une cavité Fabry-Pérot classique. Par conséquent, on remplace le miroir de sortie par un réseau en réflexion, dont on peut finement changer l'orientation à l'aide d'un cristal piézo-électrique :



FIGURE 31 – Schéma du milieu amplificateur d'une diode LASER

D'après la formule des réseaux (en réflexion), $\sin(r) + \sin(i) = \frac{p\lambda}{a}$, où a est le pas du réseau et p l'ordre de diffraction, le réseau ne réfléchit perpendiculairement au miroir que pour une seule longueur d'onde et donc le système miroir + réseau permet de sélectionner un pic de transmission en fréquence particulier au lieu d'avoir des pics de transmission régulièrement espacés comme dans une cavité classique.

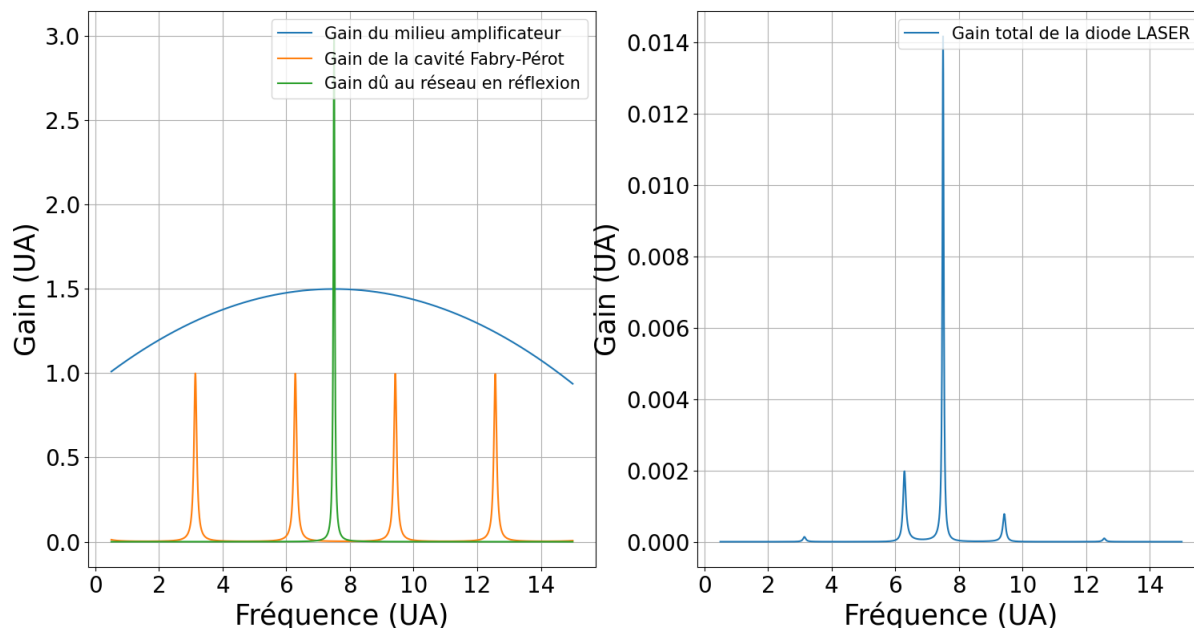


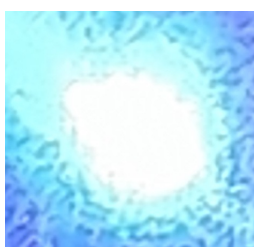
FIGURE 32 – Compétitions entre les différents gains dans le milieu amplificateur d’une diode LASER

Par conséquent, bouger le piézo permet de modifier finement la fréquence du LASER, sur quelques centaines de GHz dans notre cas, et peut permettre l’asservissement du LASER sur une fréquence donnée. Modifier le courant d’alimentation permet aussi de modifier la fréquence de l’esclave mais c’est plus propice à un saut de mode (passage d’un pic de transmission de la cavité à un autre).

De plus, une diode ne lase qu’à partir d’un certain courant seuil : avant elle fluoresce légèrement.



(a) Fluorescence à faibles courants



(b) Lasage à partir du courant seuil

FIGURE 33 – Différents régimes d’émission de la diode LASER

En terme de puissance, cela se traduit par une puissance émise quasi nulle aux faibles courants puis à une augmentation linéaire de la puissance émise avec le courant :

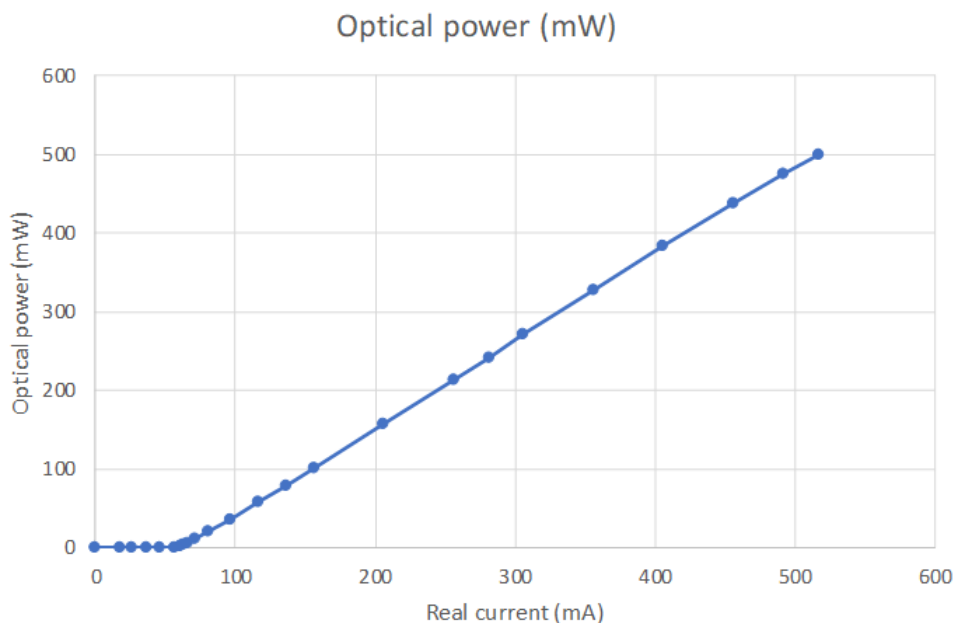


FIGURE 34 – Graphe puissance-intensité de la diode LASER esclave

Annexe C : Fonctionnement d'un Modulateur accousto-optique

Un modulateur accousto-optique est composé d'un cristal où la lumière et une onde sonores peuvent se propager, et d'un cristal piézo-électrique. Soumis à un signal sinusoïdal de fréquence de l'ordre de 100MHz, le piézo se contracte et se dilate provoquant la propagation d'une onde sonore dans le milieu, qui modifie localement l'indice de réfraction. L'indice de réfraction varie donc périodiquement dans le milieu agissant comme un réseau optique. Les photons des ordres diffractés $p \in \mathbb{Z}$ ont absorbés p phonons pour être diffractés, ce qui modifie de $p \cdot f$ donc la fréquence de l'onde lumineuse en sortie. Dans notre cas, nous utilisons quasi systématiquement l'ordre +1 donc on ajoute à la fréquence de l'onde lumineuse une fois la fréquence RF.

Annexe D : Fonctionnement d'un Modulateur électro-optique

Un modulateur électro-optique est un cristal électro-optique utilisant l'effet Pockels. Sous l'effet d'un champ électrique appliqué par deux armatures métalliques parallèles, on modifie proportionnellement l'indice de réfraction du milieu au champ électrique appliqué. A la pulsation $\omega_{DDS} \approx 20\text{MHz}$, on module alors la phase du champ électrique sortant de la photodiode, ce qui vient à moduler sa fréquence à cette pulsation. La fréquence RF choisie pour l'EOM est spécifique à chaque EOM et dépend de son électronique interne.