
Test d'une chaîne laser MOPA pour le refroidissement laser d'atomes de chrome

Résumé : *J'ai effectué mon stage dans l'équipe Gaz Quantiques Dipolaires du Laboratoire de Physique des Lasers à l'université Paris 13, qui étudie principalement des condensats de Bose-Einstein du chrome 52. J'ai caractérisé une diode laser infrarouge de 850nm qui était utilisée autrefois pour l'atome de césum. Le but est donc de déterminer si cette diode peut remplacer un laser titane saphir dans l'expérience de refroidissement d'atomes de chrome.*

Stage encadré par :

Laurent VERNAC

laurent.vernac@univ-paris13.fr / tél. 01 49 40 38 54

Laboratoire de Physique des Lasers

LPL-Institut Galilée, Univ.Paris Nord, 99 avenue J.-B. Clément, 93430 Villetaneuse

Table des matières

1	Introduction	3
2	Quelques éléments théoriques	3
2.1	Laser	3
2.1.1	Principe général	3
2.1.2	La diode laser infrarouge	4
2.2	Profil gaussien	6
2.3	Fabry-Pérot	6
2.4	Expérience générale	7
3	Étude de la diode laser non amplifiée	8
3.1	Insertion du nouveau dispositif expérimental	8
3.2	Caractérisation de la diode	12
3.2.1	Mesures des pics	12
3.2.2	Amélioration du seuil	14
3.2.3	Détermination de la longueur d'onde	15
3.2.4	Mesure de la largeur spectral de notre source laser	15
4	Étude de la diode laser amplifiée	16
4.1	Demande d'informations à Toptica	17
4.2	Généralité sur le TA	17
4.3	Isolateur optique	18
4.4	Injection dans le Tapered amplifier(TA)	19
4.5	Caractérisation du faisceau à la sortie du TA	21
4.5.1	Analyse des photos du faisceau prise par une caméra	21
4.5.2	Calcul du M^2	23
4.6	Détermination de la largeur spectral	24
5	conclusion	26
6	Remerciements	26
7	Bibliographie	26

1 Introduction

L'équipe « gaz quantique dipolaire » met en œuvre deux expériences de refroidissement de vapeurs atomiques qui permettent de produire des gaz atomiques dégénérés afin d'étudier leurs propriétés quantiques. La première utilise l'atome de chrome et est en place depuis 2007 et la seconde utilise le strontium et est en cours(ils ont obtenu leur premier MOT durant mon stage). Durant mon stage on s'intéressera plus particulièrement à la manip chrome. L'expérience nécessite un certain nombre de lasers permettant les transitions électroniques des atomes de chrome et plus particulièrement un laser accordé sur la transition 425nm qui est assurée par le laser Titane-saphir avec une puissance 1W. Ce laser marche très bien et a permis d'obtenir des condensats mais il constitue un investissement humain et financier très important. Le but du stage va être de tester si un autre dispositif moins couteux peut être mis en place. Ce dispositif consiste à utiliser une ancienne diode laser à cavité étendue qui était utilisé dans le cadre du césum en 2005-2006 est qui est accordée sur la longueur d'onde 850nm. La première étape va être donc de vérifier si cette diode lase bien, puis de caractériser entièrement ce laser et par la suite l'injecter dans un amplificateur et caractériser ce nouveau système.

2 Quelques éléments théoriques

2.1 Laser

2.1.1 Principe général

Modes longitudinaux : Les modes longitudinaux apparaissent lorsque les ondes sont confinées dans une cavité, on aura $f_p = pc/2L$ avec L la longueur de la cavité et c la vitesse de la lumière et p un entier.

Modes transverses : Motif de champ particulier mesuré dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau(exemple guide d'onde)

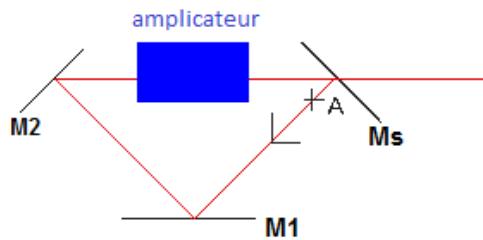


FIGURE 1 – Représentation de la cavité laser

On suppose que $M1$ et $M2$ ont un coefficient de réflexion égal à 1. On note G le gain que le rayon gagne dans l'amplificateur, R le coefficient de réflexion du miroir Ms , T le coefficient de transmission tel que $T + R = 1$ et I_A l'intensité au point A . Ainsi après un tour, on a $I = RGI_A$. On veut que $G(1 - T) > 1$ pour avoir une amplification or il existe d'autres pertes (diffusion) ainsi la condition devient $G(1 - T)(1 - A) > 1$ avec $(1 - A)$ prenant en compte ces pertes. De plus G est une fonction décroissante de l'intensité ainsi l'intensité va devenir stationnaire et on a alors $R(1 - A)G = 1$. Le gain est une fonction de la fréquence ainsi une gamme de fréquence va être sélectionnée, en effet il existe un certain seuil pour le gain au dessous duquel le laser ne lase pas. De plus si la cavité à une longueur L on observe une discréétisation des fréquences : $f = pc/L$ avec p un entier, on a donc un ensemble de mode longitudinaux.

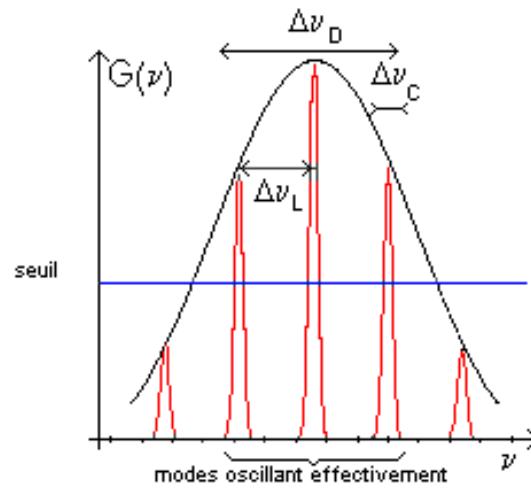


FIGURE 2 – Mise en évidence du seuil, on observe la discrétisation des fréquences mais aussi leur sélection au seuil

2.1.2 La diode laser infrarouge

La diode laser est une diode à cavité étendue. Elle est composée d'un master oscillator qui est le dispositif à l'origine du faisceau laser. Une alimentation permet de modifier sa température et le courant permettant alors de jouer sur la longueur d'onde du laser. En effet la fréquence augmente linéairement avec l'intensité.

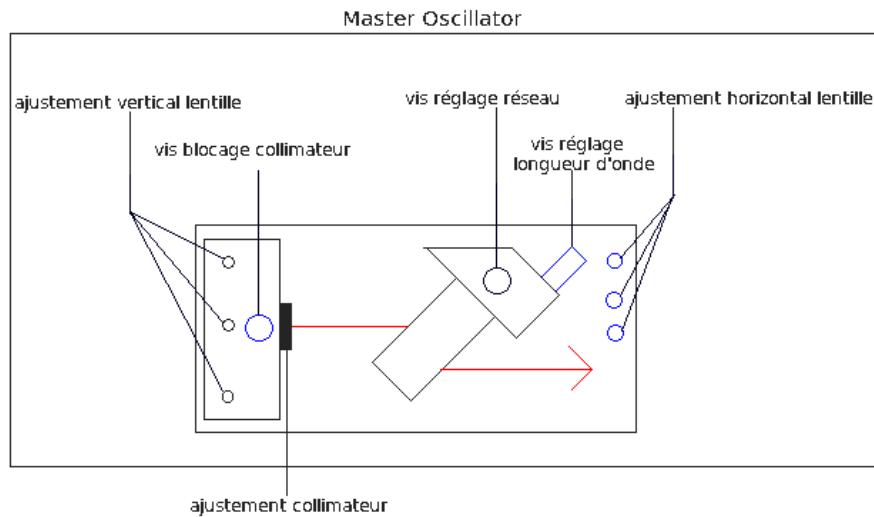


FIGURE 3 – Schéma master oscillator

Comme on peut le constater le master oscillator est aussi constitué d'un réseau et le réseau permet également de jouer avec la longueur d'onde, en effet lorsqu'on change l'inclinaison du réseau une seule longueur d'onde est renvoyée dans la cavité.

La longueur d'onde et l'angle α sont reliés par la relation $\sin \alpha = \lambda/2a$, en effet $\sin \theta_i + \sin \theta_r = k\lambda$ et ici on a $\theta_i = \theta_r = \alpha$ et on retrouve la formule précédente.

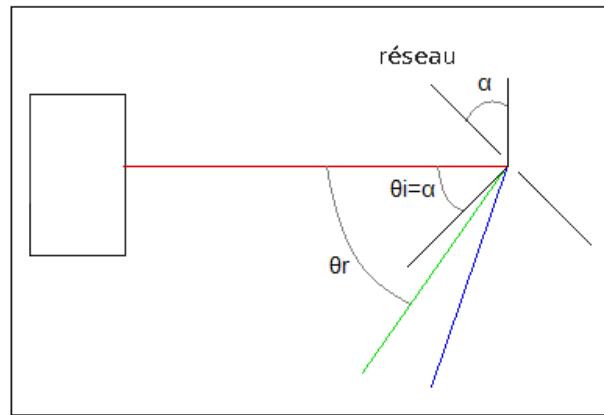


FIGURE 4 – Diffraction par le réseau

Grâce à l'alimentation on peut régler le courant de la diode laser avec le 5ième module. On peut également régler la température avec le 4ième module et enfin le premier module permet de modifier l'orientation du réseau et ainsi de modifier la fréquence, ce module permet également de contrôler un piézoélectrique en lui appliquant une certaine tension et en la faisant varier. Le rôle du piézoélectrique est de changer l'orientation de notre réseau sur une certaine plage mais en restant centré autour d'une certaine fréquence, en effet il est composé d'un cristal qui une fois soumis à une tension va plus ou moins se dilater, la fréquence augmentera linéairement avec la tension mise aux bornes du cristal.

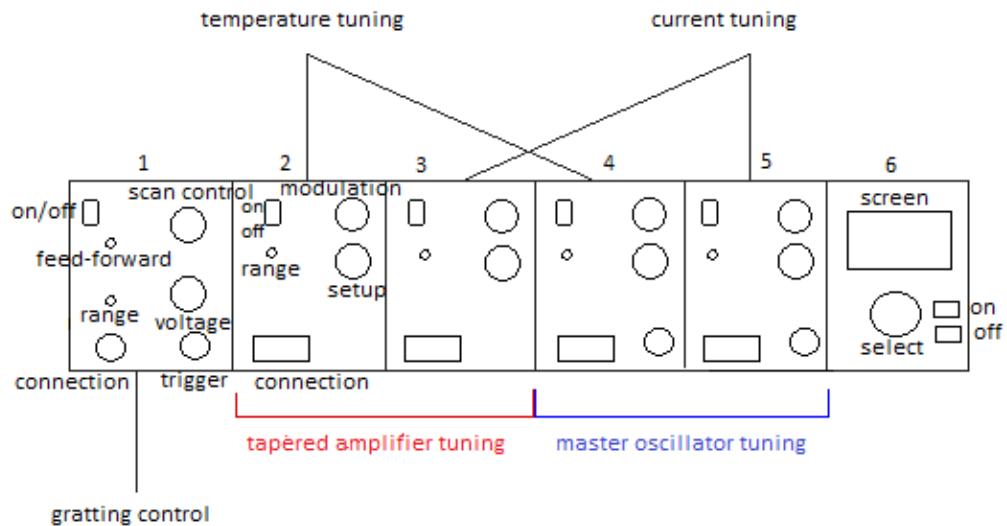


FIGURE 5 – Alimentation du master oscillator et du task amplifier : elle est constituée de six modules, le premier permet de régler le piézoélectrique avec le scan control qui règle l'amplitude de déplacement du réseau autour d'une position fixée par le bouton voltage, le trigger permet de trigger correctement l'oscilloscope, le range permet de changer la plage de valeur sur laquelle on peut jouer et la modulation permet de moduler un paramètre(courant, température...) avec un signal d'entrée, le dernier module permet de faire des réglages généraux et d'éteindre l'ensemble des modules, toutes les connections permettent de connecter l'alimentation à la diode laser.

2.2 Profil gaussien

Un faisceau gaussien est caractérisé par un certain nombre de paramètre $R(z)$ le rayon de courbure de notre faisceau, $w(z)$ la largeur de notre faisceau, Θ l'angle de divergence, Z_R longueur de Rayleigh et w_0 le waist du laser. Une formule qu'il est intéressant de connaître pour la suite est $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0}}$. Notre but sera de faire rentrer notre laser dans une fibre au niveau de ce waist. Or si le waist objet est situé au foyer objet de la lentille après avoir traversé la lentille le waist image se trouve dans le foyer image de la lentille (ce qui est contraire à la logique de l'optique géométrique qui nous donnerai un waist image à l'infini) On a $w'_0 = \frac{\lambda f}{\pi W_0}$.

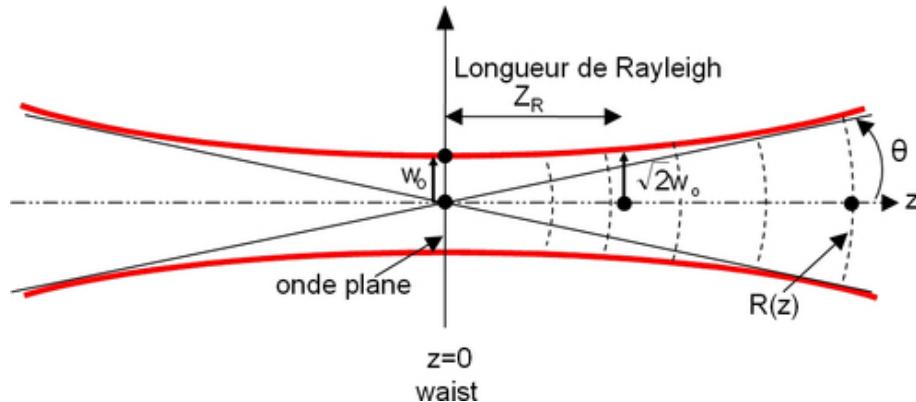


FIGURE 6 – Schéma d'un faisceau gaussien

2.3 Fabry-Pérot



FIGURE 7 – Schéma de cavité Fabry-Pérot

On a $T = |\frac{E_t}{E_i}|^2$, T passe par un maximum dès que $kL = 2p\pi$ avec k le vecteur d'onde et p un entier. On a alors $\omega_p = p2\pi\frac{c}{2L}$.

On a alors une discrétisation des fréquence transmise et l'intervalle entre deux pics de fréquence est donné par $\frac{c}{2L}$.

On définit la finesse F comme étant le rapport de l'intervalle spectral de fréquence entre deux pics sur la largeur des résonances. La largeur de la résonance est défini ici en cherchant les valeurs pour lesquelles l'amplitude max est divisée par deux.

Si on a plusieurs longueurs d'ondes on observe des pics qui non régulièrement espacés et il perdent en

intensité ainsi grâce au Fabry-Pérot il est possible de dire si un laser est monomode ou multimode. Pour se faire on peut changer la longueur de la cavité et mesurer ce que transmet la cavité ou bien moduler en fréquence et également observer ce qui est transmis. Les pics du laser ont eux aussi une certaine largeur spectrale, si la cavité a une largeur de pic plus grande que celle du laser on aura des pics plus large que la réalité et si au contraire la cavité a une largeur de pic plus petite que celle du laser les pics du laser ne seront pas déformés.

Durant mon stage j'utiliserais une cavité ultra-stable de Fabry-Pérot dit ULE (Ultra Low Expansion) avec une longueur $L=30\text{cm}$. Elle est faite dans un matériau qui se dilate très peu. On veut asservir notre cavité par exemple sur la fréquence 5MHz qui correspond à la transition de l'atome de chrome d'un état excité à un état métastable. Mais la cavité ne doit pas varier trop en longueur en effet on doit rester autour de 5MHz avec une variation maximale de 1MHz pour que la transition se fasse. On va donc calculer la variation de longueur que peut subir la cavité pour avoir une variation de fréquence de 1MHz au maximum. Considérons cette condition satisfaite on a : $L=m\frac{c}{2f}$ ainsi $\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta L}{L}$. Or $f = \frac{c}{2L}$ donc $\frac{\Delta f}{f} = m\frac{\Delta L}{L}$, de plus $L=m\frac{\lambda}{2}$. On a finalement $\Delta f=1\text{MHz}$ si on prend $\lambda=425\text{nm}$ on a $\Delta L=8\text{\AA}$ ce qui explique le besoin d'une cavité ULE.

2.4 Expérience générale

Le chrome possède un certain nombre de transitions électroniques qui sont mises en œuvre dans l'expérience principal nécessitant des lasers réglés aux fréquences résonnantes du chrome. Le chrome est naturellement composé de 4 isotopes ^{50}Cr , ^{52}Cr , ^{54}Cr qui sont des bosons et ^{54}Cr qui est un fermion. Les plus abondants sont ^{52}Cr et ^{53}Cr . Les atomes au départ sont placés proches de leur point de fusion or celui ci est égal à 1857°C à pression atmosphérique ainsi on place les atomes dans un four avec une pression plus basse pour abaisser leur point de fusion à 1500°C . Les atomes sont envoyés vers un piège magnéto optique(MOT) avec une vitesse au maximum égale à 900m/s alors que le MOT peut capturer des atomes à une vitesse de 40m/s en moyenne d'où la nécessité d'utiliser un Zeeman slower situé entre le four le MOT qui va ralentir les atomes. En effet les atomes vont absorber des photons ce qui crée une force dans le sens de la propagation du faisceau laser, puis lorsque l'atome ré-met un photon il le fait dans une direction aléatoire donc cela n'annule pas la force qui le ralentit. Le MOT est constitué de trois paires de lasers placées dans les trois directions de l'espace. Les lasers sont légèrement décalés par rapport aux résonances des atomes. Quand un atome se déplace vers un sens il absorbe plus facilement les photons venant de ce sens ainsi il est renvoyé vers le milieu du piège. Souvent le laser est réglé avec une pulsation ω plus faible que la pulsation de résonance ω_0 , avec l'effet doppler la pulsation du laser est modifié et on doit avoir $\omega_0 = \omega - kv$ avec v la vitesse des atomes et k le vecteur d'onde du laser, on voit que lorsque k et v sont de signes opposés on se rapproche de la résonance donc lorsque l'atome se déplace vers le faisceau laser il aura plus de chance d'absorber un photon. Le but ultime de toutes cette manip est de réaliser un condensat de chrome, mais le but actuel est d'obtenir des mélasses grises qui permettraient de capturer les atomes et peut être d'améliorer les condensats finaux.

3 Étude de la diode laser non amplifiée

3.1 Insertion du nouveau dispositif expérimental

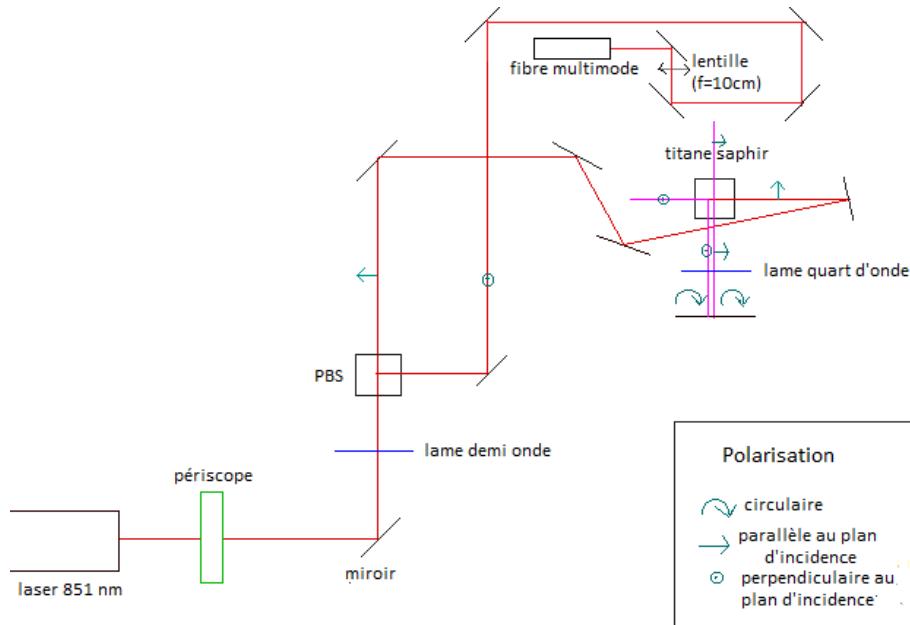


FIGURE 8 – Schéma expérimental de l'injection du laser dans les fibres monomode et multimode

Alignement du laser : Notre laser est un laser infrarouge (longueur d'onde autour de 851nm) ainsi on le visualise soit grâce à une carte infrarouge qui le met en évidence ou un viseur infrarouge. Comme on le voit sur le schéma après le PBS le rayon se sépare en deux celui qui est transmis va vers la fibre monomode et celui qui est réfléchi va vers la fibre multi mode (spatialement). On aligne le laser pour le faire rentrer dans la multi mode puis il est envoyé vers un lambda mètre qui lit sa longueur d'onde. L'autre rayon est ensuite envoyé vers la fibre monomode et au niveau du deuxième PBS il rejoint le titane saphir qui lui est déjà aligné ainsi on se sert de ce dernier pour correctement aligner notre faisceau laser. Qui est envoyé dans une cavité de Fabry Pérot puis capté par une photo diode qui envoie le signal sur un oscilloscope. On observe en sortie de fibre une puissance de $70 \mu\text{W}$ alors qu'on a 1mW . Pour améliorer ce rendement on modifie verticalement les miroirs pour se faire on bouge tout d'abord un des deux miroirs verticalement pour obtenir un optimum puis on change l'orientation verticale de l'autre miroir et on chercher à nouveau un optimum avec le premier miroir et si on a une amélioration on continue dans ce sens et on fait de même horizontalement. On arrive à obtenir à peu près $100\mu\text{W}$. Ce qui reste encore très faible on a 10% du signal de départ, cela est du au fait que le faisceau qui arrive dans la fibre n'a pas la même forme que celui du titane saphir il y a donc du repliement on change donc la position de la lentille et on arrive à obtenir $200\mu\text{W}$. Ce qui est suffisant car on ne cherche qu'à visualiser les pics. Chaque optique est traité pour minimiser au maximum la réflexion mais ils ne sont pas parfait ainsi chaque optique possède une légère réflexion qui peut être utilisée pour l'alignement.

- **Fibre monomode/multi mode :** A l'intérieur d'une fibre monomode le rayon est confiné, il existe plusieurs modes spatiaux qui peuvent se propager. Ainsi pour une fibre monomode comme son nom l'indique un seul mode peut se propager.
- **Lame demi-onde :** elle est constituée de deux axes : un axe ordinaire et un axe extraordinaire. Lorsqu'un rayon entre dans la lame s'il est polarisé selon la direction d'un des deux axes il est

inchangé. Par contre s'il est polarisé avec un angle α les deux composantes de notre onde seront déphasées de π , ce qui implique un décalage de la polarisation d'un angle 2α . On peut alors choisir la polarisation de notre onde avant de traverser le PBS.

- **(beam splitter polarisé)** : Lorsque le rayon traverse le beam splitter la composante de la polarisation qui est dans le plan d'incidence du rayon est transmise et la composante qui est perpendiculaire à ce même plan est réfléchie. Le PBS permet donc de séparer notre onde et selon la polarisation du rayon les pourcentages de rayon réfléchie et transmis ne seront pas les mêmes d'où l'utilité de la lame demi onde qui nous permet de choisir la polarisation.
- **Lame quart d'onde** : Comme on voit sur le schéma au niveau du PBS qui reçoit le rayon du titane saphir, on veut que l'onde soit transmise lors de son premier passage dans le PBS puis réfléchi lors de son deuxième passage. Pour se faire on utilise une lame quart d'onde, en effet on arrive avec une polarisation dans le plan d'incidence donc le rayon est transmis par le PBS puis lors du passage dans la lame quart d'onde on obtient une polarisation circulaire après réflexion sur le miroir la polarisation et le sens de rotation ne change pas par principe du retour inverse de la lumière après le deuxième passage dans la quart d'onde on obtient une onde qui est perpendiculaire au plan d'incidence et qui est donc réfléchie par la suite par le PBS.
- **Miroir** : Les miroirs utilisés sont des miroirs avec des teintes de couleurs qui vont réfléchir au mieux pour une longueur d'onde donnée ainsi les teintes changent si on prend deux miroirs adaptés à des longueurs d'onde différentes. De plus ils ont un très bon taux de réflexion pour des angles situés entre 0 et 45 °. Il existe aussi des miroirs qui réfléchissent au mieux pour un certain angle donné, certains ont une deuxième face qui diffuse d'autre qui laisse passer. Ainsi parfois on peut se servir de ces miroirs comme filtre.

On utilise des lentilles spéciales qui vont limiter au maximum les aberrations sphériques, en effet si les aberrations apportent une incertitude qui est de l'ordre de la taille de la fibre on ne pourra rien faire.

La fibre monomode permet la transmission d'un seul mode spatial qui correspond au profil gaussien il existe une longueur d'onde critique λ_c en dessous de laquelle on a qu'un seul mode possible qui peut être transmis. Cette longueur d'onde critique dépend de l'épaisseur de la fibre il faut alors une fibre d'épaisseur de quelques microns d'où la difficulté d'injecter notre signal dans la fibre. De plus pour éviter les effets de recouvrement et ainsi de perdre trop de signal il faut qu'on est en entrée un profil gaussien qui soit le même que celui qui se propage dans la fibre. Comme ce dispositif était réglé pour le laser titane saphir il faut faire en sorte d'avoir le même profil que ce dernier. Pour cela on peut changer légèrement la focal de la lentille située juste avant la fibre.

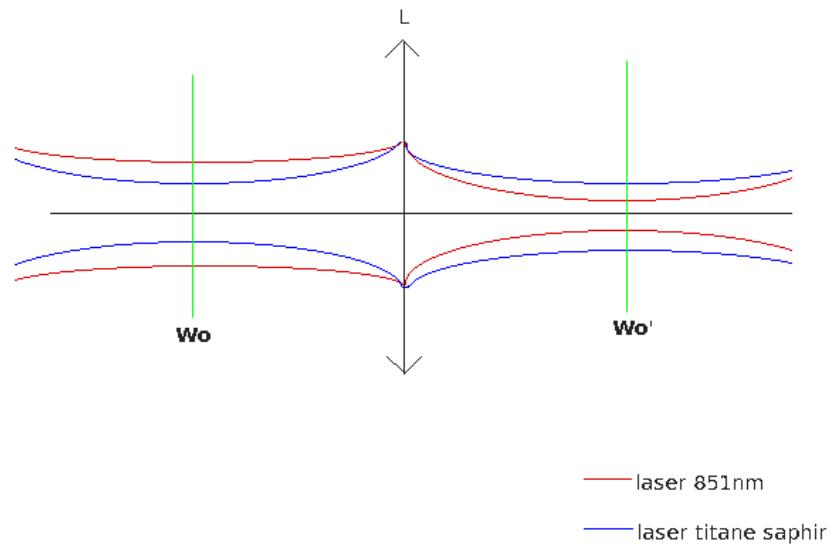


FIGURE 9 – Schéma des waist du titane saphir et de la diode infrarouge, on peut voir que le système bien adapté pour le titane saphir ne le sera pas forcément pour la diode infrarouge

Le signal qu'on obtient sera analysé grâce à un Fabry-Pérot qui devra avoir une très bonne finesse ainsi des miroirs qui ont un coefficient de réflexion très proche de 1. Cela nous permettra de vérifier que notre signal a bien un seul mode. On doit obtenir un ensemble de franges équidistantes avec la même amplitude. Si ce n'est pas le cas on peut essayer de changer le courant de la diode. Pour un ajustement plus fin on peut changer la température qui nous permettra de gagner quelques dixièmes de nanomètre.

La diode est pilotée grâce à une alimentation, on peut contrôler la température, l'intensité et le premier module pilote le piézoélectrique qui permet de moduler le signal autour d'une certaine fréquence choisie et ainsi l'obtention des pics par balayage de fréquence, en effet ici on ne peut pas moduler la largeur de la cavité.

Les pics sont visualisés à la sortie de la cavité grâce à une photodiode. Et on mesure la finesse des pics le problème est que comme la photodiode n'est pas assez rapide on a un élargissement des pics. De plus on a un signal parasite de 1V à 2 MHz qu'on pense venir de la diode on change ainsi la diode par le dispositif suivant (on rajoute simplement un suiveur à la suite de la photodiode) :

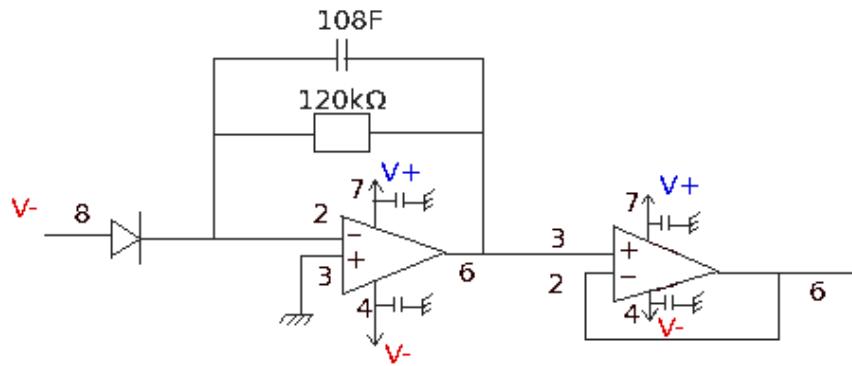


FIGURE 10 – Électronique de la photo diode, ce dispositif a été réalisé sur un mini circuit grâce à de la soudure

Ce système n'est toujours pas satisfaisant. On va donc prendre une photo diode avec un gain variable en effet lorsque le gain de la photodiode augmente la bande passante de fréquence capter par la photodiode diminue et inversement or ici le gain n'a pas besoin d'être très important a contrario de la bande passante.

Dans le Fabry-pérot notre laser infrarouge est couplé avec des diodes rouges à 654nm et 633nm. Notre but est de séparer ces deux composantes. Tout d'abord on peut penser à utiliser un miroir à 850nm escamotable placé à la sortie du fabry-Pérot qui transmettrait bien à 650nm. Mais après vérification le miroir réfléchi très bien à 650nm en effet 0.75% du rayon est transmis. On réalise ainsi un autre montage expérimental sachant qu'elles arrivent dans la cavité avec une polarisation circulaire droite pour l'une et gauche pour l'autre on ajoute alors une lame quart d'onde ainsi les deux rayons ont des polarisations orthogonales qu'on peut séparer avec un PBS.

Les composants optiques sont choisis pour la longueur d'onde 850nm afin d'optimiser un maximum l'extinction de l'infrarouge.

Pour le laser infrarouge je n'ai pas réussi à obtenir des pics fixes, le trigger étant bien réglé le problème vient d'autre part on voit que c'est le piézo-électrique qui pose problème. On observe une dérive de notre signal. On va donc le changer.

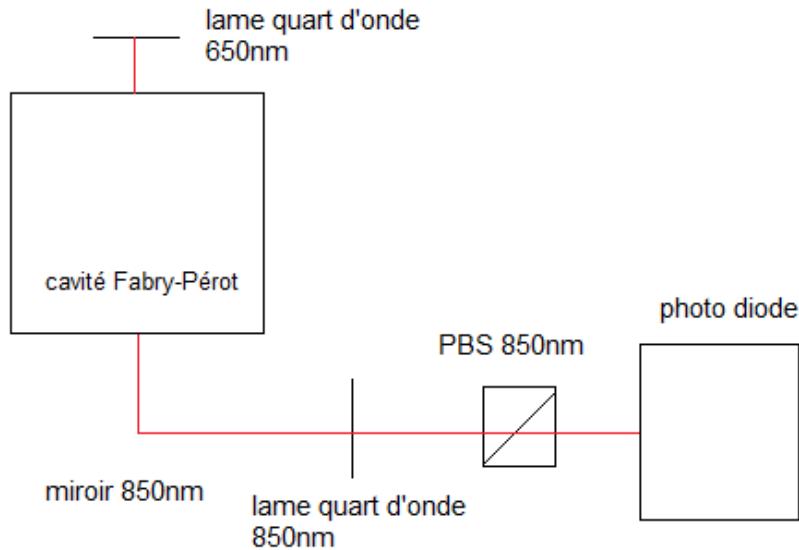


FIGURE 11 – Schéma du dispositif à la sortie du Fabry-Pérot

3.2 Caractérisation de la diode

La diode possède des caractéristiques fixés par le constructeur qui sont :

courant maximum	137mA
puissance maximale	49mW
tension maximale	2.26V
température habituelle	20 ° C
courant habituel	90mA
puissance habituelle	47mW

TABLE 1 – Ensemble des données du master oscillator

3.2.1 Mesures des pics

À la sortie du Fabry-Pérot on mesure la finesse pour la diode laser rouge à 654nm, on sait que celle-ci possède une bonne finesse ainsi si on obtient la même finesse avec la diode infrarouge on pourra se dire qu'on est limité par la cavité Fabry-Pérot. Comme le signal est faible on se place sur un gain de 60dB avec la photodiode sachant qu'on peut aller de 0 à 80dB. Après vérification le gain n'affecte pas la largeur des pics. On obtient une finesse de 76 pour le laser rouge et en faisant la moyenne sur 4 mesures pour la diode infrarouge :

numéro de mesure	finesse
1	68.00
2	85.00
3	85.26

TABLE 2 – Mesure de la finesse

Les pics obtenus à l'oscilloscope nous donne une finesse moyenne de 79.42 ± 0.15 .

remarque : les finesse respectives de la diode infrarouge et de la diode rouge étant très proche on peut se dire qu'on est limité par la cavité Fabry-Pérot. Ainsi ce que l'on voit c'est la finesse de la cavité, la finesse du laser étant meilleur. Grâce à la formule de la finesse on trouve une largeur spectrale pour le laser qui est de 25.18MHz.

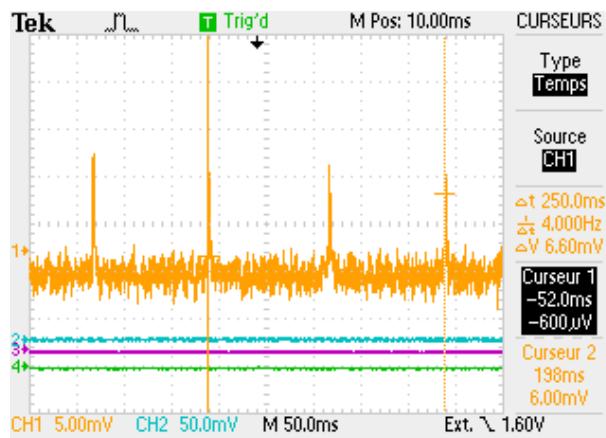


FIGURE 12 – Mesure de l'écart entre deux pics

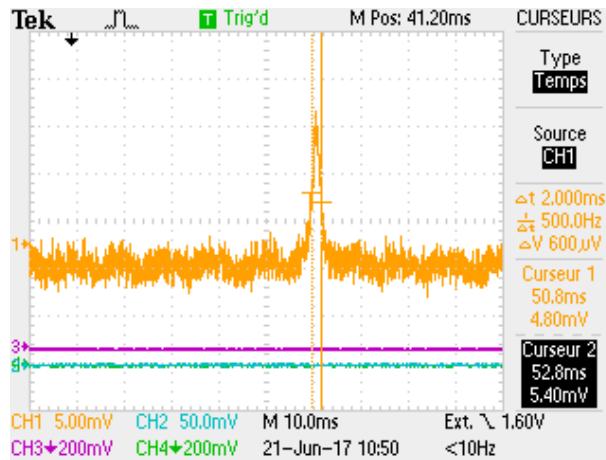


FIGURE 13 – Mesure de la largeur à mi hauteur d'un pic

3.2.2 Amélioration du seuil

On optimise le seuil de notre laser, en effet en dessous d'une certaine intensité le laser n'émet plus. On module le courant de la diode avec un GBF qu'on règle sur un signal rampe d'amplitude pic à pic de 2V avec une fréquence de 40KHz. Ensuite on visualise à l'oscilloscope en mode X/Y la tension reçue par la photodiode à laquelle on a rajouté un atténuateur et envoyé par la diode laser en fonction de la tension envoyée par le GBF on observe une tension à partir de laquelle la diode lase : c'est le seuil. Puis on essaye de minimiser ce seuil en bougeant les vis et en essayant de maintenir les vis en tension. On a obtenu un meilleur seuil que celui fixer par le constructeur.

On trace le graph de la puissance de la diode en fonction de l'intensité qui lui ait fourni et on obtient :

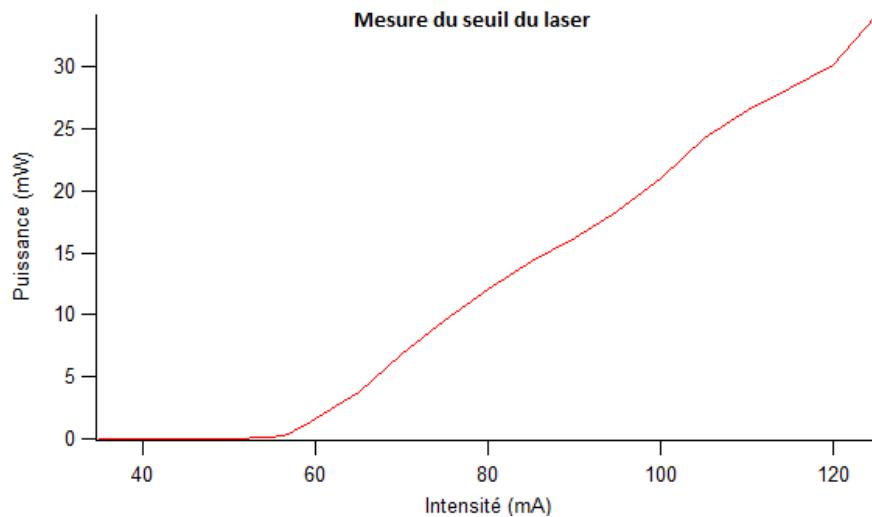


FIGURE 14 – Mesure prise de la puissance du laser en fonction de l'intensité délivrée par le master oscillateur, on voit qu'on obtient un seuil de 58mA alors qu'il était avant à 64mA, on a donc amélioré le seuil

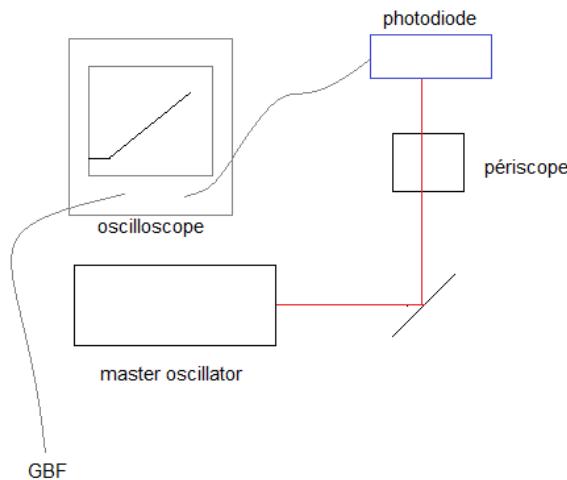


FIGURE 15 – Schéma de la manip faite pour déterminer le seuil

Ensuite on ré obtient les pics en modulant avec un signal de 300mV et de 10Hz pour remplacer le piézoélectrique qui est en réparation. Et on cherche à lire la longueur d'onde qu'on a en sorti de la fibre multi mode mais pour se faire il faut réaligner le laser qui a bougé légèrement avec le réseau.

3.2.3 Détermination de la longueur d'onde

A la sortie de la diode nous avons une puissance de 20mW. Tout d'abord on cherche à modifier la longueur d'onde du laser pour la mettre à 851,106nm qui correspond à la longueur d'onde du titane saphir et pour se faire on change l'orientation du réseau avec les mains jusqu'à obtenir une longueur d'onde proche de celle voulue et on modifie un peu le seuil à l'œil, en effet grâce à une carte infrarouge et en faisant bouger les vis déterminant le seuil on voit une extinction du faisceau. Puis on ajuste en augmentant la température en effet on était déjà à 21 ° C on ne peut pas aller beaucoup plus bas à cause des risques de condensation (on préfère se placer entre 20 ° C et 30 ° C même si elle peut aller beaucoup plus haut).

3.2.4 Mesure de la largeur spectral de notre source laser

Lorsque l'on a deux sources laser on peut avoir des phénomènes de battements entre ces deux lasers. On a $E_1 = \cos(\omega_1 t + \phi_1)$ pour le laser 1 et $E_2 = \cos(\omega_2 t + \phi_2)$ pour le deuxième laser. On a $E = E_1 + E_2 = 2 \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right)$. Le deuxième terme correspond au phénomène de battement. On voit alors que lorsque les fréquences sont suffisamment proches, $\delta\omega \ll \omega$ le deuxième terme oscille très lentement par rapport au premier. Le phénomène de battement autorise deux lasers à interférer à condition d'avoir des fréquences très proches et une photodiode assez rapide.

On fait battre notre diode infrarouge avec le laser titane saphir qui est locké à 851.106nm. Locker un laser signifie qu'on le force à rester à la même longueur d'onde en s'aidant par exemple d'une cavité. On envoie nos deux rayons dans une photodiode ultra rapide en effet on veut observer des fluctuations de l'ordre du gigahertz ainsi il faut que la photodiode puisse suivre et donc soit du même ordre. On envoie le signal dans un analyseur de spectre et on observe un pic de fréquence qui correspond à la fréquence de battement elle possède une certaine largeur qui provient de l'addition des deux largeurs spectrales de nos deux lasers. Le signal observé est en dBm qui donne pour ainsi dire la puissance en décibel et on a $P(dB) = 10 \log_{10}\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)$ avec P la puissance en Watt et P_{ref} une puissance de référence. On peut récupérer les valeurs données par l'analyseur de spectre et ensuite les analyser avec le logiciel Igor :

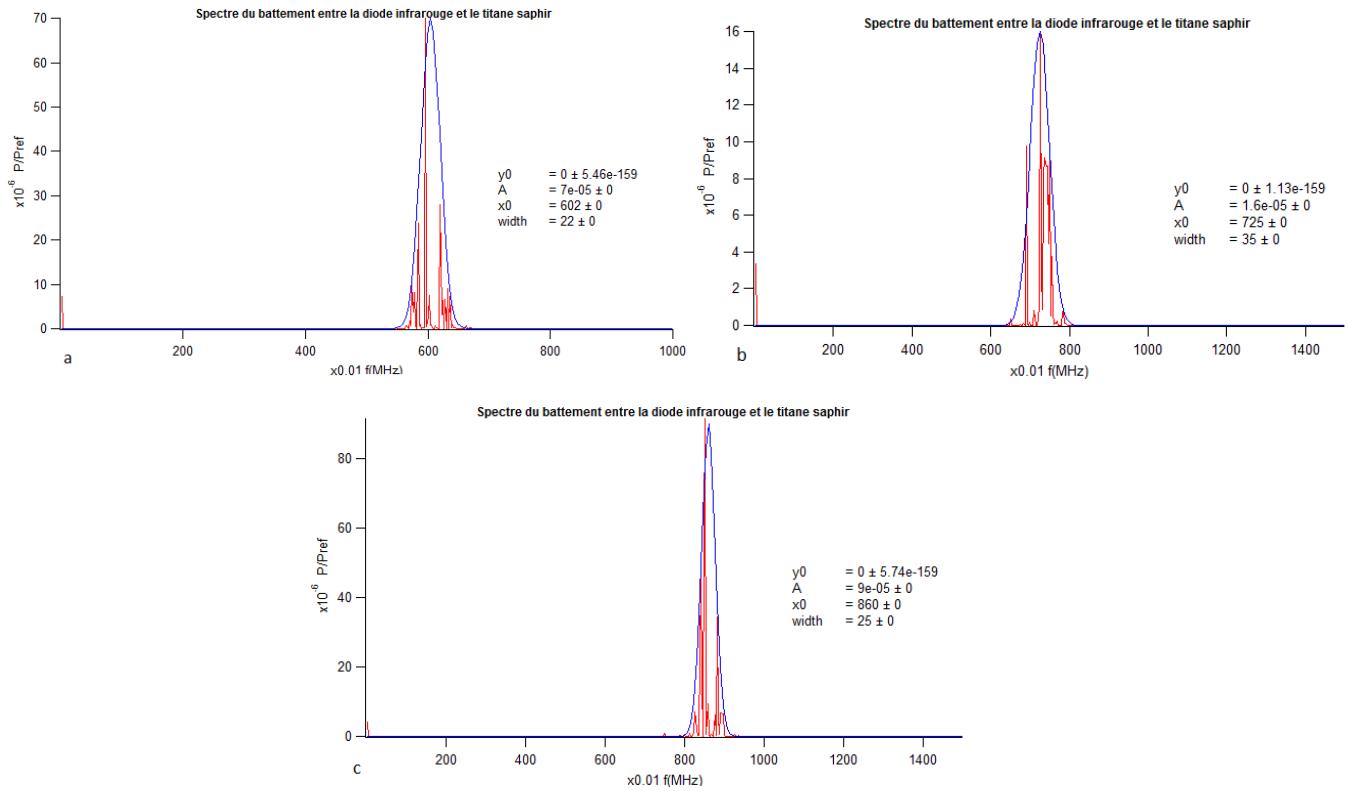


FIGURE 16 – Les graphs a, b et c sont des mesures prises avec l'analyseur de spectre à différents instants

Avec ces trois images prises à des instants différents on voit que la largeur de notre spectre est de a peu près 0.3 MHz. On a ainsi un ordre de grandeur de la largeur spectrale de la diode laser.

On règle également le feed-forward qui peut être réglé sur l'alimentation. Contrairement à un feed-back il permet une fois optimisé d'avoir une bonne plage de pic monomode, en effet on peut à la fois régler la fréquence (avec le piezo) et le courant. Le problème est que si on en change qu'un seul sans prendre en compte l'autre on peut avoir des sauts de modes ce qu'on souhaite bien sur éviter, le feed-forward permet de prendre en compte ce double réglage quand on modifie un des deux paramètres l'autre est également modifié pour ainsi avoir une bonne gamme monomode.

4 Étude de la diode laser amplifiée

Le Tapered Amplifier (TA) tout comme le master oscillator possèdent des caractéristiques fixées par le constructeur :

courant maximum	1A
température maximale	40 ° C
température minimale	10 ° C
polarité	négative
température habituelle	19.8 ° C
tension maximale	2.26V

TABLE 3 – Ensemble des données du tapered amplifier

4.1 Demande d'informations à Toptica

La diode a été acheté en 2005 et on sait que l'amplificateur ne peut pas nous amener au dessus de 1W alors qu'on a besoin de 3W. J'ai donc envoyé un mail à Toptica (la compagnie qui nous a vendu la diode) pour avoir plusieurs informations qui sont : Est ce qu'ils disposent d'un chip (le chip est l'élément à l'intérieur du système qui permet l'amplification) capable de nous donner 3W ? Quelle est son prix ? A t-elle les mêmes dimensions que l'ancienne et qu'elles sont les dimensions exactes ? De quelle intensité nous aurons besoin ? Ils m'ont envoyé le schéma du nouveau chip intégré à un support, le chip en lui même n'a pas les même dimension que l'ancien mais si il est vendu avec son support il n'y aura pas de problème c'est une question que j'ai donc posé. De plus le coût de ce nouveau système est de 4655 euros et si on inclut l'installation il faut ajouter 2400 euros. Il nécessite une source de courant 5A alors que la source actuelle ne peut aller que jusqu'à 2A, il va donc falloir une nouvelle source.

4.2 Généralité sur le TA

Le TA permet l'amplification de tout laser ce qui est très pratique car si on veut un laser d'une certaine puissance on n'est pas obligé d'acheter directement une source fournissant cette puissance. Il est composé d'une puce(chip), alimenté par un courant, permettant l'amplification du rayon incident cette puce fait a peu près $600\mu\text{m}$ et dans notre cas elle va supporter 3W ce qui explique le besoin de les changer assez régulièrement.

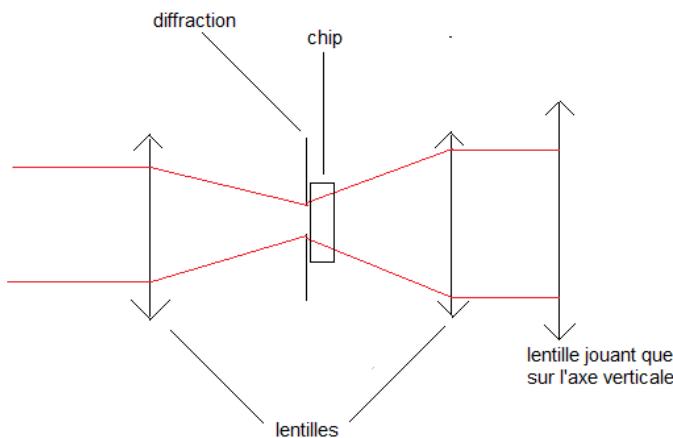


FIGURE 17 – ZOOM sur le MOPA : on observe qu'on utilise la diffraction pour ne pas concentrer trop de puissance sur une petite zone

Les TA tout comme les master oscillator n'aime pas les rayons qui leur sont renvoyés, en effet dans le cas du TA on voit que les rayons réfléchis vont être eux aussi amplifier mais en plus concentré à l'entrée de l'ouverture où se trouve la puce ce qui peut engendrer sa détérioration d'où la nécessité de placer un isolateur optique à la sortie du TA.

4.3 Isolateur optique

Le rayon rentre dans l'isolateur selon une polarisation fixée par P1 et est soumis à un champ magnétique qui tourne la polarisation d'un certain angle α qui va être alignée avec la polarisation de P2. On veut que les rayons réfléchis et donc qui entre dans l'isolateur soient supprimés. Pour ceux qui ont une polarisation perpendiculaire à celle de P2 il n'y a pas de soucis mais les rayons qui ont une composante selon la direction de P2 sont transmis dans l'isolateur mais le principe de l'isolateur est qu'il va tourner la polarisation encore une fois de α et non de $-\alpha$ ainsi les rayons seront supprimés par P1. On comprend bien que pour que ce dispositif fonctionne bien il faut que les polarisations de P1 et P2 soit correctement régler ainsi que la valeur du champ magnétique car il est proportionnel à la rotation de la polarisation.

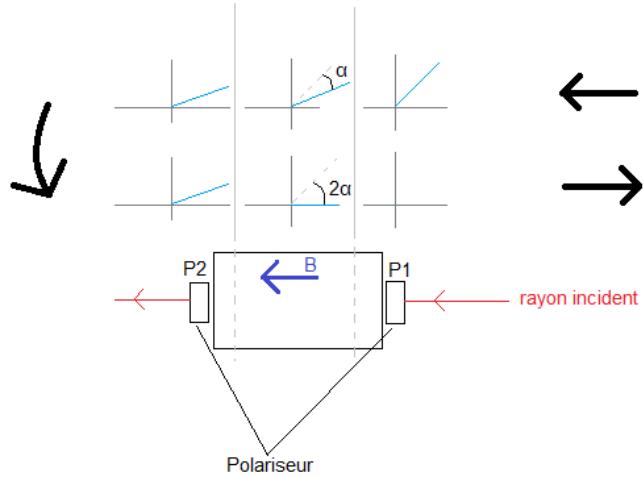


FIGURE 18 – Schéma du fonctionnement de l'isolateur optique, on voit qu'il n'y a pas de rayons réfléchis qui ressortent par l'entrée de l'isolateur

Réglage de l'isolateur optique : Tout d'abord on retire le polariseur de sortie et on règle celui d'entrée pour avoir le maximum de transmission à travers le polariseur puis on retourne l'isolateur optique est on minimise la transmission avec le deuxième polariseur. On peut aussi modifier le champ magnétique ainsi on modifie le champ puis le polariseur pour voir si on peut obtenir mieux et on obtient 5.17mW de transmission dans le bon sens alors qu'en entrée on a 5,7mW. Et lorsqu'on le retourne on a 2 μ W. On voit que 90% du signal est transmis.

4.4 Injection dans le Tapered amplifier(TA)

Le rayon doit maintenant passer dans le TA on doit alors faire des modifications sur notre table optique :

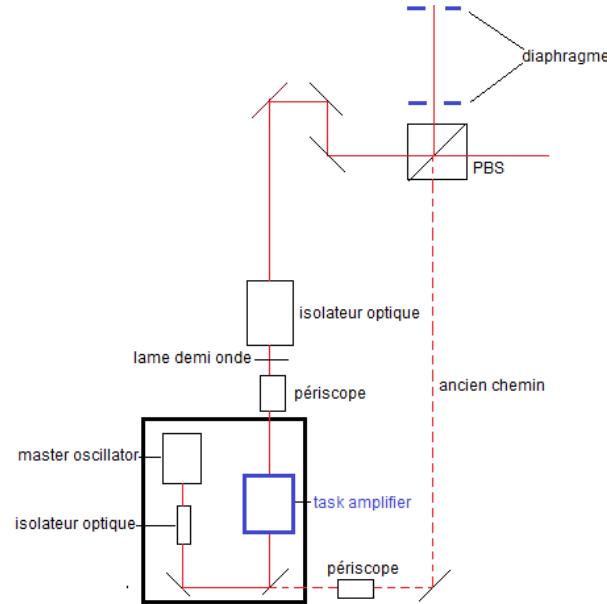


FIGURE 19 – Changements apportés au premier dispositif expérimental

Un certain nombre de précautions doivent être prises en effet on manipule un laser à haute puissance. Le TA tout comme le master oscillator ont des contraintes électriques et mécaniques il faut donc s'assurer avant de le démarrer que les températures soient correctement réglées. Le réglage du TA repose aussi sur les lentilles à l'entrée et à la sortie de celui-ci. On place un puissancemètre à la sortie de l'isolateur optique et avec les deux miroir qui sont entre le master oscillator et le TA on optimise la puissance. On fait de même avec les lentilles situées à l'entrée et à la sortie du TA. Et on fait attention à garder un faisceau bien collimaté. Pour finir on obtient 61mW pour 1A. On va donc comparer ce résultat avec celui donné dans le manuel du TA. Sachant que les données qu'on a sont valables si le master oscillator délivre une puissance de 33mW or ici on l'a placé sur 69mA ce qui correspond à une puissance de 5.6mW. On monte l'intensité du master oscillator à 120mW et on a à peu près 31mW. On obtient le graphe de la puissance en fonction de l'intensité du TA :

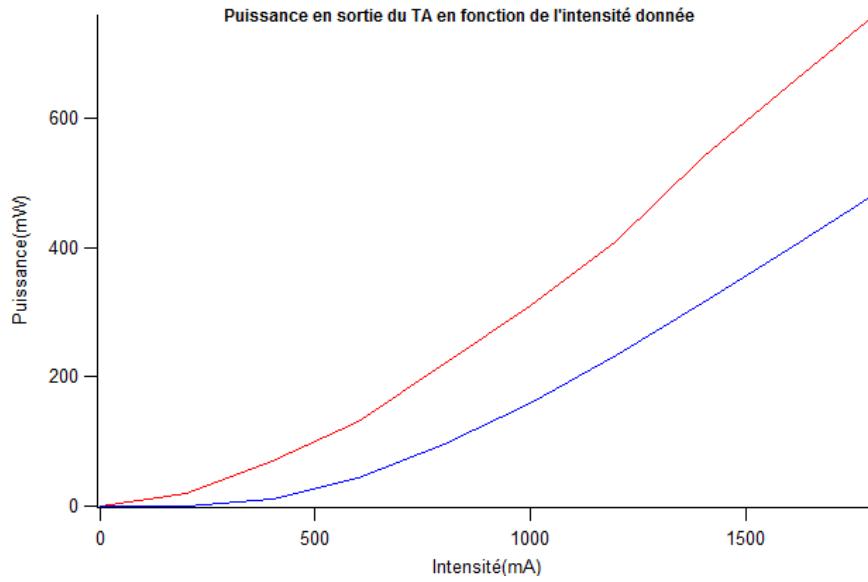


FIGURE 20 – En rouge on a la courbe donné par le manuel et en bleu celle qu'on obtient

On voit que notre courbe est en dessous de ce qu'on attendait mais cela est du au fait que l'isolateur optique maintenant retransmet 85% du signal et d'autres pertes ont lieu à travers les autres optiques. En se plaçant à une intensité pour le TA de 1A on fait varier l'intensité du master oscillator et on mesure la puissance à la sortie du TA.

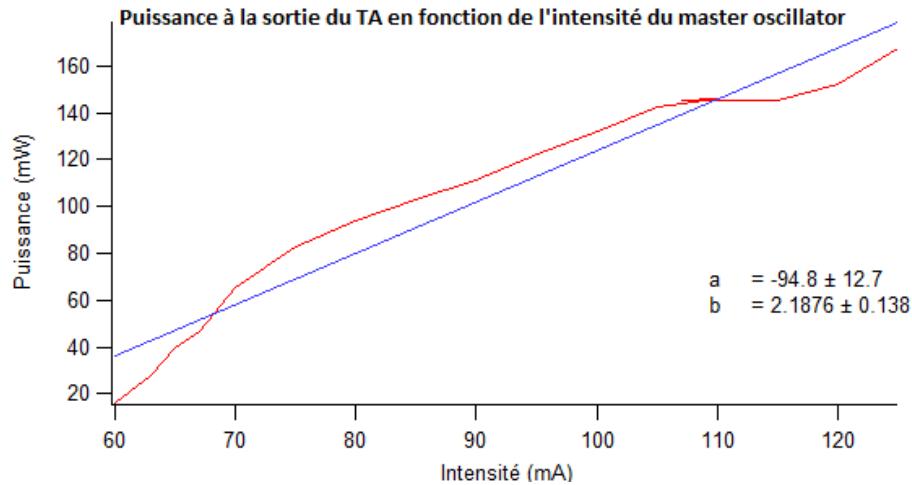


FIGURE 21 – Graph de la puissance à la sortie du TA en fonction de l'intensité délivrée par le master oscillator à une intensité fixée pour le TA de 1A.

On voit que la puissance augmente de à peu près 2mW quand on augmente l'intensité du master oscillator de 1mA.

4.5 Caractérisation du faisceau à la sortie du TA

4.5.1 Analyse des photos du faisceau prise par une caméra

La forme de notre faisceau est fortement modifiée lorsque qu'on modifie la lentille à la sortie du TA. On va visualiser notre rayon avec une caméra, on se place à haute puissance(500mW) et on obtient la figure suivante :

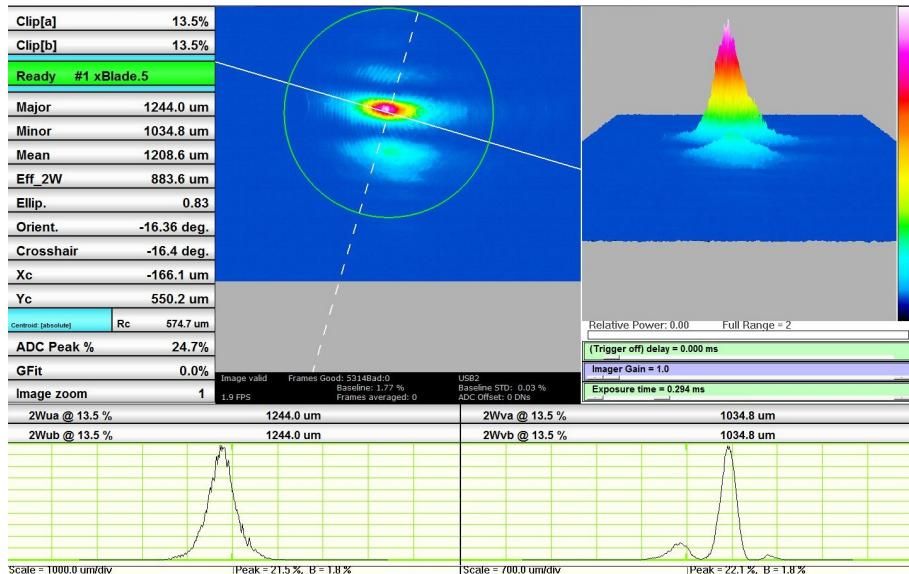


FIGURE 22 – Image obtenu avec la caméra

Le but maintenant va être de calculer le coefficient M^2 qui reflète la divergence d'un faisceau réel par rapport à un faisceau gaussien. On connaît le lien entre le waist de notre faisceau et le coefficient M^2 en effet $w_{theorie}(z) = w_{0theorie} \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda M^2}{\pi w_{0theorie}^2}\right)^2}$. Le waist n'est pas forcément le même verticalement et horizontalement on modifie donc les lentilles situées après le TA pour les avoir au même endroit. On travaille avec une puissance de 220mW. Ensuite on se déplace autour de ce waist et on mesure la largeur du faisceau. Je me suis déplacée de centimètre en centimètre jusqu'à 4cm après le waist et 7cm avant le waist.

On remarque que le faisceau reste proche d'un faisceau gaussien avant le waist mais il s'amache après le waist rendant l'analyse plus compliquée.

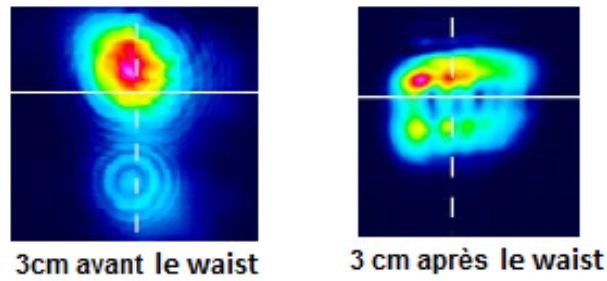


FIGURE 23 – Exemple d'images prises par la caméra des faisceaux avant et après le waist

On voit sur la figure 23 que notre faisceau présente un second pic assez important qui pourrait provoquer des interférences et expliquer la forme du faisceau après le waist. On va donc avec un diaphragme supprimer la tache seconde tache.

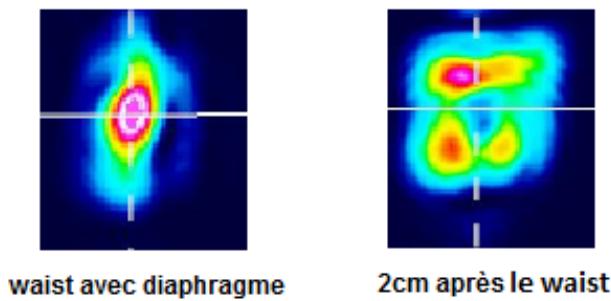


FIGURE 24 – image prise par la caméra avec le diaphragme

On voit que cela ne change pas notre faisceau on ne va pas pouvoir faire grand chose.

On va ensuite exporter les données du logiciel et les analyser sur IGOR et ainsi fitter notre courbe avec une gaussienne. Le fit de la gaussienne sur Igor est donné par la formule suivante $f(x) = Y_0 + \exp\left(\frac{x-x_0}{w_{igor}}\right)^2$ avec w le waist de notre faisceau.

On transfère les données des photos avant et après le waist sur Igor et on fait un fit gaussien d'une coupe vertical et d'une coupe horizontale du faisceau comme sur l'image suivante :

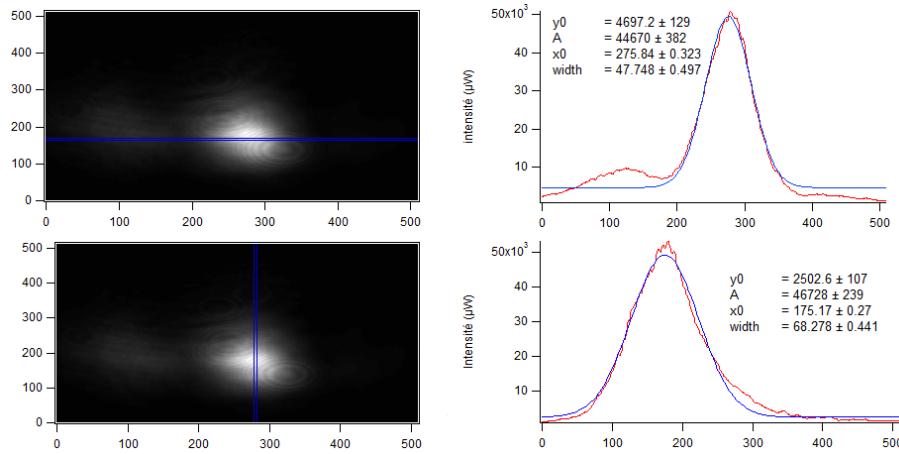


FIGURE 25 – Mesure de la largeur verticale et horizontale 7cm avant le waist, le width nous donne le waist

On obtient alors le tableau suivant :

cm avant le waist	largeur horizontale en cm	largeur vertical en cm
-7	0.015264	0.21824
-6	0.013984	0.015264
-4	0.011136	0.011616
-3	0.00944	0.008544
-2	0.08384	0.008202
-1	0.0064846	0.0072
0	0.0054	0.004064
1	0.00576	0.004896
2	0.0064	0.007488
3	0.0096	0.0112
4	0.01664	0.01632

TABLE 4 – Ensemble des mesures de la largeur horizontale et verticale à différentes distance du waist

4.5.2 Calcul du M^2

Pour calculer le M^2 j'ai donc tracé les courbes de l'évolution de la largeur horizontal et vertical du faisceau en fonction de la distance au waist, puis filer ces courbes avec l'équation suivante : $f(z) = A\sqrt{1 + Kz^2}$ on a donc $A = w_0$ et $K = \frac{\lambda M^2}{\pi w_0^2}$.

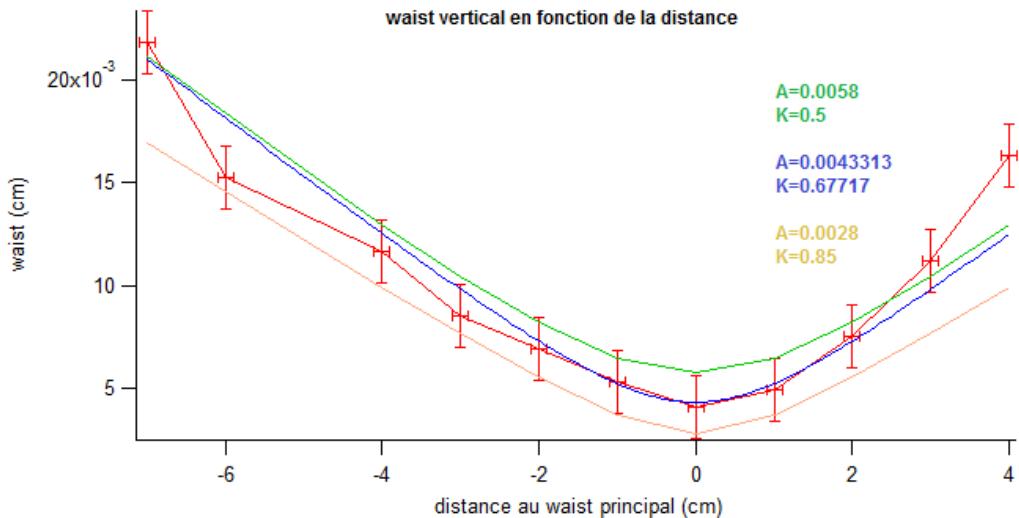


FIGURE 26 – Largeur vertical du faisceau en fonction de la distance au waist, la courbe rouge est la courbe réelle avec une incertitude de $\pm 0.0015\text{cm}$ selon y et $\pm 0.1\text{cm}$ selon x, en bleu on a le fit de la courbe rouge selon l'équation précédente, en vert et en beige on retrouve les courbes limites dues aux incertitudes.

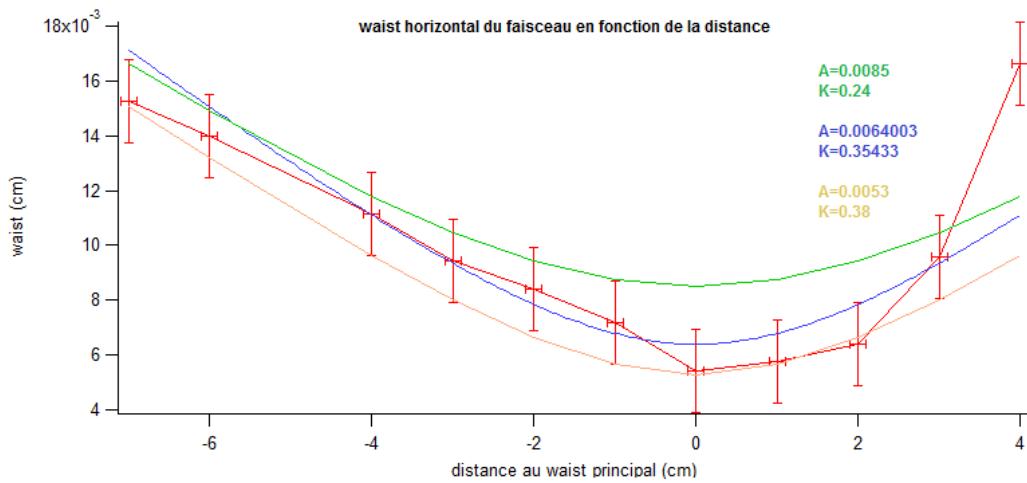


FIGURE 27 – Même chose que l'image 25 mais cette fois avec la largeur horizontale.

Le w n'est pas le même sur Igor que dans la théorie, en effet en théorie le faisceau gaussien à une équation de la forme $f(z) = A \exp(2z/w^2)$ ainsi $w_{igor} = w_{theorie}/\sqrt{2}$. Ainsi ici le A doit être multiplié par $\sqrt{2}$. Maintenant on calcul donc le M^2 qui est égal à $\frac{K\pi A^2}{\lambda}$. On a $\lambda = 851.105\text{nm}$, ainsi $M_{vertical}^2 = 0.98 \pm 0.25$ et $M_{horizontal}^2 = 1.06 \pm 0.15$.

4.6 Détermination de la largeur spectral

Maintenant qu'on a caractérisé notre faisceau on va aligner le laser pour le faire passer dans la fibre multimode (qu'on avait déjà utilisé pour le rayon non amplifié) et on va le faire battre de la même manière avec le titane saphir locké sur une longueur d'onde de 851.106nm . On obtient deux spectres un réalisé à basse intensité et l'autre à haute intensité le master oscillator reste régler à une intensité de 69mA .

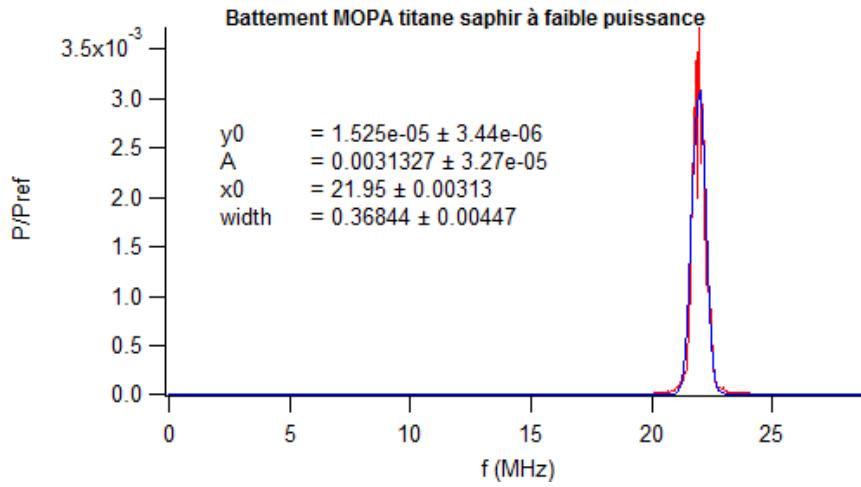


FIGURE 28 – Spectre du battement entre le titane saphir et la diode laser infrarouge injecté dans le TA pour une intensité du TA de 500mA

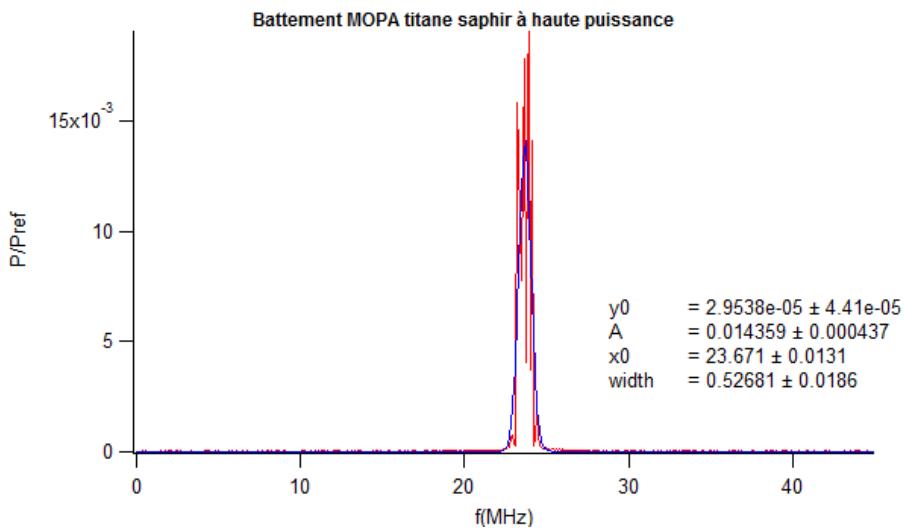


FIGURE 29 – Spectre du battement entre le titane saphir et la diode laser infrarouge injecté dans le TA pour une intensité du TA de 1960mA

On voit qu'à faible intensité on reste avec une largeur de spectre assez fine de 0.36MHz, à haute intensité on perd un peu cette finesse mais elle reste quand même correcte 0.53MHz.

5 conclusion

J'ai donc réalisé la caractérisation d'un système de MOPA comprenant un master oscillator et un tapered amplifier, permettant à l'équipe d'avoir un ensemble d'information sur la diode laser pour la suite du projet. Ce stage m'a permis de développer un savoir faire expérimental et technique mais aussi en électronique. J'ai pu aussi découvrir la vie d'un laboratoire de physique expérimental et prendre part aux multiples réunions. De plus j'ai découvert aussi le monde des atomes froids qui est un domaine qui m'attirait avant le stage et qui m'intéresse maintenant d'autant plus.

La prochaine étape sera d'injecter notre faisceau amplifié dans la cavité de doublement et de changer le chip et enfin de voir si ce système peut oui ou non remplacer le titane saphir.

6 Remerciements

Je souhaite remercier tous les membres de l'équipe Gaz Quantiques Dipolaires pour leur présence et leur aide tout au long de mon stage : Laurent Vernac, Bruno Laburthe-Tolra, Steven Lepoutre, Lucas Gabardos avec lesquels j'ai beaucoup interagi et appris car travaillant également sur la manip chrome mais aussi Étienne Maréchal, Martin Robert de Saint-Vincent, Isam Manai travaillant sur le strontium. Et enfin John Huckans et Rachel Yenney venant de Bloomsburg University et présent au laboratoire au cours de mon stage. Cette belle équipe m'a permis dans une très bonne ambiance de découvrir la vie en laboratoire.

7 Bibliographie

- 1 Thèse de Arnaud Pouderous : *Refroidissement et piégeage d'atome de chrome*, 2007.
- 2 Thèse de Radu Chicireanu : *Studies of cold chromium atoms in magnetic and optical traps*, 2007.
- 3 Alain Aspect et Claude Fabre : *Laser et Atomes*, tome I.
- 4 Thèse de Denis Boiron : *Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion*, 2006.
- 5 Thèse de Diogo Rio Fernandes : *Trapping and cooling of fermionic alkali atoms to quantum degeneracy. Sub-Doppler cooling of Potassium-40 and Lithium-6 in gray molasses*, 2014.